



Etude phénoménologique du décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement

Camille Castells

► To cite this version:

Camille Castells. Etude phénoménologique du décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement. Sciences de l'ingénieur [physics]. SORBONNE UNIVERSITE, 2020. Français. NNT : . tel-03462239v1

HAL Id: tel-03462239

<https://hal.science/tel-03462239v1>

Submitted on 17 Mar 2021 (v1), last revised 1 Dec 2021 (v2)

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.

École doctorale 391 - Sciences mécaniques, acoustique, électronique et robotique de Paris

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Sorbonne Université

Spécialité “Mécanique des Fluides”

Camille CASTELS

Soutenue le 9 décembre 2020

Étude phénoménologique du décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement



Jury

Dr. Karen MULLENERS,
Pr. Nicolas GOURDAIN,
Pr. Georges GEROLYMOS,
Pr. Michel VISONNEAU,
Pr. Eric GONCALVES DA SILVA,
Pr. Patrick DA COSTA,
Dr. Michel COSTES,
Dr. François RICHEZ,
M. Franck HERVY,
M. Benoit CLARET,

Assistante Professeur, École Polytechnique Fédérale de Lausanne
Professeur, ISAE-Supaero
Professeur des Universités, Sorbonne Université
Directeur de recherche CNRS, École Centrale de Nantes
Professeur des Universités, ENSMA
Professeur des Universités, Sorbonne Université
Ingénieur de recherche, ONERA
Ingénieur de recherche, ONERA
Ingénieur, DGA
Ingénieur, Airbus Helicopters

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Examineur
Invité
Invité

*Ché, seggendo in piuma, in famma no si vien, né sotto coltre;
sanza la qual chi sua vita consuma, cotal vestigio in terra di sé
lascia, qual fummo in aere e in acqua la schiuma.*

Dante Alighieri, Divina Commedia : Inferno Canto XXIV

Remerciements

Le travail de thèse de doctorat est beaucoup de choses (stimulant et excitant mais aussi frustrant, parfois solitaire, souvent épuisant...) mais ce n'est pas seulement le résultat du travail acharné d'un seul homme, et dans mon cas d'une seule femme. De nombreux facteurs extérieurs sont tout autant, voire encore plus, déterminant de la réussite, ou de l'échec, d'une telle entreprise. De nombreuses personnes gravitent autour du doctorant au cours de ces trois années décisives et participent ainsi à leur manière à l'avancée des recherches et des travaux. Pour ma part, j'admets bien volontiers avoir eu la chance d'avoir de nombreuses personnes incroyables à mes côtés. Je leur dois cette réussite. Je souhaite donc commencer ce manuscrit de thèse en rendant hommage à tout celles et ceux qui ont participé à cette aventure.

Les premières personnes que je tiens à remercier le plus chaleureusement possible sont mon directeur de thèse, Michel Costes, et mon encadrant, François Richez. C'est grâce à vous que cette aventure a été possible. Je ne sais pas vraiment si je dois vous remercier pour cela. La (Ô rude) dernière année est peut être encore trop récente dans mon esprit. Plus sérieusement, je ne regrette pas d'avoir partager ces travaux et cette expérience avec vous. Michel, je te remercie pour ton écoute, ton soutien et ton implication. J'ai largement pu apprécier ta prévenance et ta bienveillance à mon égard. L'ONERA perdra un grand homme, le jour où tu décideras de prendre ta retraite (amplement méritée). François, merci pour tes encouragements et toutes les discussions qu'on a pu échanger. Tu as toujours su me redonner confiance en moi dans les moments de doute. Merci! Je te souhaite beaucoup de réussite autant professionnellement que personnellement. Merci à vous deux de m'avoir soutenue et (surtout!) supportée ces trois dernières années. J'espère sincèrement que nous serons à nouveau amenés à nous croiser que ce soit professionnellement ou pas.

Chers membres du jury, je vous remercie d'avoir accepté d'évaluer mes travaux et pour tous vos retours. Je remercie Karen Mulleners et Nicolas Gourdain d'avoir relu en détail mon manuscrit malgré sa longueur et sa densité. Merci à Patrick Da Costa de m'avoir fait l'honneur de présider la soutenance de thèse. Je remercie également Georges Gerolymos pour son suivi au cours de cette thèse et ses précieux conseils. Je remercie aussi les examinateurs, Michel Visonneau et Eric Goncalves, et mes invités, Benoît Claret et Franck Hervy, pour leurs remarques et leurs questions qui ont permis de mettre en évidence et d'approfondir certains aspects de mes travaux.

Merci à la Direction Générale de l'Armement et à l'ONERA pour avoir financé cette thèse. J'ai une pensée pour Yann Doutreleau et Franck Hervy qui ont successivement suivi mes travaux et qui ont montré beaucoup d'intérêt pour le sujet et l'avancée de l'étude.

Un immense merci à toute l'équipe H2T. Je suis heureuse d'avoir pu vous rencontrer et d'avoir effectué ma thèse dans un environnement aussi agréable. Je remercie plus particulièrement les hélicoptéristes pour tous leurs conseils. Ils ont tous su me transmettre leur expertise et ont largement contribué à mon intérêt pour les hélicoptères. Merci Ronan (autant pour les conseils professionnels que concernant le jardinage), Luis (pour nos longues discussions), Itham (pour ta prévenance et ta philosophie de vie). Merci également à Joëlle, Patrick, Rocco, Mikel, Robert, Biel, Antoine (Dumont), Fabrice, Raphaël, Julien (M.), Jean-Christophe, Benjamin (F.), Lionel et Gilles.

J'ai aussi une pensée à ceux qui ont récemment quitté l'ONERA laissant un vide à H2T. Je pense à Caroline qui s'est envolée vers le sud à la conquête des calanques marseillaises et à Benjamin (Godard). J'espère sincèrement que vous vous épanouirez dans votre nouveau travail.

Je garde aussi en souvenir les autres belles rencontres que j'ai pu faire à l'ONERA. Je remercie Vincent pour son humour (souvent aux dépens des pauvres animaux...) mais je n'évoquerai pas sa jovialité (j'ai bien trop peur des conséquences). Je remercie le "club de soutien des dernières années", Lucas et Julien (L.), qui m'ont permis de surmonter des formations riches en émotions et

de survivre à la dernière ligne droite. Par contre, Lucas, saches que je ne te remercie pas pour ton fou rire (tu sais très bien de quoi je parle...) mais que ton soutien cette année me permet de ne pas trop t'en tenir rigueur. J'ai aussi une pensée pour tous les doctorants et jeunes docteurs que j'ai pu côtoyer autour d'un café (ou d'une bière) : Michel (B.), Antoine, Fatih, Rami, Cédric, Camille 2, Jaime, Jolan, Christophe, Ilias, Fulvio. Finalement, merci Miguel, mon collègue de bureau. Partager mon espace de travail avec toi était super. Tu as rendu le bureau plus accueillant et je ne parle pas uniquement des plantes que tu as ramenées mais aussi de nos pauses-thé, de tes nombreuses blagues (plus ou moins de qualité) et de ta bonne humeur quotidienne permettant de surmonter le "calvaire", comme on disait si bien.

Finalement, la réussite d'une thèse ne se fait pas qu'au bureau. Le doctorat a la vilaine manie de s'immiscer également dans notre vie privée. Je ne remercierai jamais assez ma famille et tous mes amis (Marcelline, Adélaïde, Pierre, Antoine, Matthieu, Camille...) d'avoir su l'accepter pendant ces trois ans. Ils ont tous été d'un grand soutien dans les moments difficiles (et il y en a eu...) mais surtout ils ont partagé avec moi les succès et les réussites.

Je remercie infiniment mes trois plus grands fans pour tout leur soutien. Je ne remercierai jamais assez mon père pour tout ses conseils et son dévouement. Depuis aussi loin que je me souviens, tu as toujours été là pour m'aiguiller et m'aider quoi que j'entreprenne (même l'apéro). Merci! Je remercie également ma mère pour son implication et son aide (notamment pour la correction du manuscrit!). Merci aussi pour ton inquiétude constante (parfois obsessionnelle, oui, mais toujours bienveillante). Enfin, merci Laurianne, juste d'être toi et d'être là pour moi. Des fois je me demande vraiment ce que je ferais sans toi!

Pour conclure ces remerciements, je vous prie de m'excuser si j'ai, par mégarde, oublié quelqu'un. Je m'excuse également pour ces quelques mots qui ne sont, certainement, pas à la hauteur de tout ce que vous m'avez apporté. Mais je pense que vous savez déjà que je ne suis pas particulièrement à l'aise avec les mots. Donc finalement, je n'en ai qu'un seul à dire :

Merci!

Table des matières

Table des matières	vii
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xix
Liste des acronymes	xxi
Liste des notations	xxiii
Introduction	1
1 État de l'Art	5
1.1 Fonctionnement et aéromécanique de l'hélicoptère	6
1.2 Le décrochage dynamique : du rotor d'hélicoptère au profil oscillant	15
1.3 Différence avec le rotor d'hélicoptère en vol d'avancement	20
1.4 Modélisation des écoulements turbulents	29
1.5 Prévision numérique du décrochage	32
1.6 Conclusions	42
2 Bases de Données Expérimentales et Outils de Simulation Numérique pour le Décro-	
chage Dynamique de Rotor d'Hélicoptère	45
2.1 Références Expérimentales : campagnes d'essais de rotors d'hélicoptère dans la souff-	
lerie S1MA de l'ONERA à Modane	46
2.2 Code de dynamique HOST	48
2.3 Code CFD elsA	52
2.4 Calculs de couplage fluide-structure	54
2.5 Conclusions	56
3 Identification du Décrochage Dynamique par l'Analyse de Données Expérimentales sur	
des Rotors en Vol d'Avancement	57
3.1 Évaluation du domaine d'essai utilisable des deux bases de données disponibles . .	58
3.2 Identification des points de vol soumis au décrochage dynamique	66
3.3 Sélection de points de vol pertinents pour l'étude des mécanismes du décrochage	
dynamique	76
3.4 Conclusions	85
4 Caractérisation des Points de Vol Décrochés Sélectionnés en utilisant des Simulations de	
Basse Fidélité	89
4.1 Validation des simulations de basse fidélité sur une configuration de vol du rotor 7A	
4.2 Déploiement des simulations de basse fidélité sur les différentes configurations de	
vol sélectionnées	97
4.3 Analyse du comportement aérodynamique et aéroélastique par des simulations de	
basse fidélité	106
4.4 Conclusions	116

5 Validation de la Méthode de Couplage d'un Rotor d'Hélicoptère Complet en Vol d'Avancement en Situation de Décrochage Dynamique	119
5.1 Influence de la paramétrisation numérique du calcul fluide	120
5.2 Prédiction du comportement aérodynamique et aéroélastique pour les différentes conditions de vol sélectionnées	135
5.3 Conclusion	145
6 Identification des Mécanismes de Décrochage Dynamique sur un Rotor en Vol d'Avancement	147
6.1 Identification et caractérisation des événements de décrochage dynamique intervenant sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement	148
6.2 Influence de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage dynamique	167
6.3 Influence de la réponse aéroélastique sur le déclenchement du décrochage dynamique	194
6.4 Conclusion	202
7 Conclusions/Perspectives	205
A Conditions de vol sélectionnées	I
B Efforts aérodynamiques expérimentaux	III
C Influence de la résolution spatiale et temporelle du calcul MINT	IX
D Convergence et validation des calculs HOST/<i>elsA</i>	XIII
D.1 Point de vol 494 (7A) : $\bar{Z} = 18.2$, $M_{\Omega R} = 0.675$, $\mu = 0.288$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XIII
D.2 Point de vol 293 (7A) : $\bar{Z} = 20.1$, $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XVI
D.3 Point de vol 389 (7A) : $\bar{Z} = 21.86$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XVIII
D.4 Point de vol 384 (7A) : $\bar{Z} = 19.1$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XX
D.5 Point de vol 384 (ERATO) : $\bar{Z} = 19.1$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XXII
D.6 Point de vol 405 (7A) : $\bar{Z} = 19$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XXIV
D.7 Point de vol 410 (7A) : $\bar{Z} = 21.86$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XXVI
D.8 Point de vol 430 (7A) : $\bar{Z} = 19.1$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.47$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	XXVIII
E Modèles simplifiés isolant l'interaction pale-tourbillon	XXXI
E.1 Reconstruction de l'incidence α d'une section donnée	XXXI
E.2 Inclusion de l'interaction pale-tourbillon dans les calculs	XXXIV
E.3 Prise en compte des effets tridimensionnels	XXXV
E.4 Comparaison des méthodes de modélisation simplifiées d'un élément de pale	XXXVI

Liste des figures

1.1	Schéma d'un hélicoptère classique vu du dessus.	6
1.2	Effet du vrillage sur la répartition de l'effort normal.	7
1.3	Dissymétrie de vitesse sur le rotor en vol d'avancement.	7
1.4	Moment de flexion en battement en l'absence d'articulation de battement.	8
1.5	Schéma de l'articulation de battement.	8
1.6	Schéma de l'inclinaison du disque rotor.	9
1.7	Moment de flexion en traînée en l'absence d'articulation de traînée.	9
1.8	Schéma de l'articulation de battement.	9
1.9	Schéma de l'inclinaison du disque rotor et des angles caractéristiques.	10
1.10	Schéma des vitesses.	12
1.11	Comparaison des efforts aérodynamiques résultant du décrochage statique et du décrochage dynamique [9].	14
1.12	Evolution temporelle des efforts sur les biellettes de commande de pas pour une configuration classique et une configuration décrochée [2].	14
1.13	Incidence d'une section de pale de rotor d'hélicoptère en vol d'avancement approchée par une courbe sinusoïdale [72].	16
1.14	Processus du décrochage dynamique sur l'évolution des coefficients de portance et de moment de tangage en fonction de l'incidence d'une section de pale [9].	17
1.15	Schéma de la topologie d'écoulement sur une section en décrochage léger [74].	18
1.16	Schéma de la topologie d'écoulement sur une section en décrochage profond [74].	18
1.17	Influence de l'incidence maximale sur l'apparition et l'intensité du décrochage dynamique [74].	19
1.18	Cartographie des régions de décollement et de la position du décrochage en moment et en portance sur un rotor en vol d'avancement [6].	21
1.19	Schéma du développement du tourbillon de bord d'attaque en tourbillon en arche en conditions tridimensionnelles [19].	22
1.20	Schéma de la répartition du déplacement d'air en extrémité d'aile.	24
1.21	Schéma de la discontinuité de vitesse entre l'extrados et l'intrados [59].	24
1.22	Schéma de la répartition de circulation sur l'aile et de l'enroulement tourbillonnaire [59].	24
1.23	Visualisation par plan laser d'un tourbillon marginal [101].	24
1.24	Schéma des tourbillons marginaux émis par un rotor en vol d'avancement [29].	25
1.25	Vitesse tangentielle à différents âges de sillage (noté ζ) [64].	26
1.26	Cartographies des interactions possibles entre une pale et un tourbillon marginal sur un rotor bipale en vol d'avancement à deux paramètres d'avancement (μ) [63].	26
1.27	Schéma des différentes topologies d'interaction pale-tourbillon.	27
1.28	Interaction pale-tourbillon oblique observée numériquement sur un rotor 7A en vol d'avancement [104].	28
1.29	Apport du couplage faible CFD/CSD sur la prévision des efforts aérodynamiques (portance et moment de tangage) sur deux conditions de vol du rotor 7A [132].	40

1.30 Apport du couplage faible CFD/CSD sur la prévision des efforts structuraux (moments de battement, de traînée et de torsion) sur deux conditions de vol du rotor 7A [132].	41
1.31 Cartographies du point de décollement pour deux conditions de vol du rotor 7A en vol d'avancement [104].	41
1.32 Observation des interactions pale-tourbillon pour deux conditions de vol du rotor 7A en vol d'avancement [104].	42
2.1 Schéma d'une pale du rotor 7A	46
2.2 Schéma d'une pale du rotor ERATO.	46
2.3 Loi de corde de la pale ERATO par rapport à la pale 7A.	46
2.4 Loi de flèche de la pale ERATO par rapport à la pale 7A.	46
2.5 Rotor 7A monté dans la soufflerie S1MA, ONERA, Modane.	47
2.6 Représentation des lanières tourbillonnaires dans un sillage.	50
2.7 Maillage Chimère du rotor 7A utilisé lors des calculs elsA.	53
2.8 Schéma de la procédure de couplage [96].	55
2.9 Correction des polaires aérodynamiques du profil OA213 à un nombre de Mach de 0.5 [89].	55
3.1 Évolution de la puissance consommée par le rotor 7A en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour différents nombres de Mach de rotation $M_{\Omega R}$ et à un coefficient de traînée fixé à $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	58
3.2 Évolution de l'inclinaison et du pas collectif du rotor 7A en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour deux nombres de Mach de rotation $M_{\Omega R} = 0.45$ et 0.646 et un coefficient de traînée $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	60
3.3 Évolution de la puissance consommée par le rotor ERATO en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour deux valeurs du nombre de Mach de rotation $M_{\Omega R}$ et à un coefficient de traînée fixé à $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	61
3.4 Évolution de la puissance consommée par les rotors 7A et ERATO en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ pour un paramètre d'avancement de $\mu = 0.314$, un nombre de Mach de rotation de $M_{\Omega R} = 0.616$ et un coefficient de traînée de $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	61
3.5 Évolution de l'inclinaison et du pas collectif du rotor ERATO en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour un nombre de Mach de rotation $M_{\Omega R} = 0.616$ et un coefficient de traînée $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	61
3.6 Coefficient de pression adimensionné en extrémité de pale $r/R = 0.915$ d'un vol d'avancement soumis au décrochage dynamique.	62
3.7 Coefficient de pression intégré en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour deux configurations de vol d'avancement.	63
3.8 Exemple de déformation de la pale en torsion en extrémité de pale $r/R = 0.96$	64
3.9 Domaine d'essai de la 11 ^{ème} à Modane sur le rotor 7A.	65
3.10 Tri du domaine d'essai sur les efforts intégrés.	65
3.11 Coefficient de portance à $r/R = 0.915$	66
3.12 Coefficient de moment de tangage à $r/R = 0.915$	66
3.13 Comparaison de la puissance totale consommée par le rotor à différentes conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	67
3.14 Évaluation de la puissance nécessaire mesurée sur le rotor 7A lors des essais en soufflerie.	67
3.15 Évaluation de la valeur crête-à-crête maximale des efforts biellettes sur le rotor 7A.	68
3.16 Comparaison du contenu fréquentiel des efforts biellettes à différentes conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$	69
3.17 Coefficient de traînée du profil OA209 pour différents nombres de Mach amont.	70

3.18 Comparaison de la puissance totale théorique et expérimentale pour quatre conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	70
3.19 Chute de coefficient de moment de tangage C_m maximale pour différentes conditions de vol, aux sections adaptées.	72
3.20 Coefficient de pression K_p à la section $r/R = 0.915$ à $\psi = 48^\circ$ pour $\mu = 0.38$, $\bar{Z} = 13.5$, $M_{\Omega R} = 0.675$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	72
3.21 Coefficient de portance C_n et maximum de coefficient de force normale statique $C_{n,SS}$ à différentes conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	73
3.22 Critère de détection du décrochage sur le coefficient de force normale $C_n - \max(C_{n,SS})$ pour différentes conditions de vol, aux sections adaptées.	74
3.23 Identification des régions du décrochage dynamique d'après le critère sur le C_n .	75
3.24 Coefficient de force normale $M^2 C_n$ à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$ (rotor 7A).	77
3.25 Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ à différentes conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$ (rotor 7A).	78
3.26 Coefficient de pression $-K_p$ pour $\mu = 0.47$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	79
3.27 Position théorique et sans déformation des tourbillons d'extrémité au début et à la fin de l'interaction pale-tourbillon sur la pale reculante pour $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	79
3.28 Coefficient de force normale $M^2 C_n$ à $U_\infty = 67 \text{ ms}^{-1}$, $F_z = 6000 \text{ N}$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	81
3.29 Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ à $U_\infty = 67 \text{ ms}^{-1}$, $F_z = 6000 \text{ N}$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	81
3.30 Coefficient de force normale $M^2 C_n$ à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	82
3.31 Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ à différentes conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.	82
3.32 Loi de corde des pales ERATO et 7A.	84
3.33 Loi de flèche des pales ERATO et 7A.	84
3.34 Coefficient de force normale $M^2 C_n$ pour deux géométries de pale à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (19, 0.314, 0.616, 0.1)$.	84
3.35 Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ pour deux géométries de pale à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (19, 0.314, 0.616, 0.1)$.	85
3.36 Domaine d'étude de la phénoménologie du décrochage dynamique.	86
4.1 Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ pour le point de vol 293 (7A).	90
4.2 Coefficient de force normale $M^2 C_n$ pour le point de vol 293 (7A).	91
4.3 Cartographie du point de décollement X_{sep}/c d'après une simulation HOST/ <i>elsA</i> pour le point de vol 293 à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$ [104].	91
4.4 Cartographie de l'angle de torsion d'une pale pour le point de vol 293 à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$ [104].	92
4.5 Représentation des interactions pale-tourbillon coloré par le rapport de viscosité turbulente/laminaire pour le point de vol 293 à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$ [104].	92
4.6 Angles de contrôle pour $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$.	93
4.7 Cartographie de la vitesse induite obtenue par différents modèles de vitesse induite.	94
4.8 Coefficient de force normale $M^2 C_n$ obtenu par différents modèles de vitesse induite.	95
4.9 Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ obtenu par différents modèles de vitesse induite.	95
4.10 Angle de torsion à $r/R = 0.98$.	96
4.11 Moment de torsion à $r/R = 0.3$.	96
4.12 Coefficient de force normale $M^2 C_n$ obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 494 du rotor 7A.	98
4.13 Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 494 du rotor 7A.	99

4.14 Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 430 du rotor 7A.	100
4.15 Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 430 du rotor 7A.	100
4.16 Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 410 du rotor 7A.	101
4.17 Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 410 du rotor 7A.	102
4.18 Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 384 du rotor ERATO.	103
4.19 Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 384 du rotor ERATO.	103
4.20 Coefficient de moment de tangage M^2C_m à $r/R = 0.975$ obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 384.	103
4.21 Angle de torsion à $r/R = 0.96$	104
4.22 Moment de torsion à $r/R = 0.3$	105
4.23 Cartographie du coefficient de moment de tangage M^2C_m sur le disque rotor.	106
4.24 Cartographie de la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le disque rotor.	107
4.25 Cartographie de l'angle d'incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.	108
4.26 Cartographie de l'angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.	108
4.27 Cartographie du coefficient de moment de tangage M^2C_m sur le disque rotor.	109
4.28 Cartographie de l'angle d'incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.	110
4.29 Cartographie de la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le disque rotor.	110
4.30 Cartographie du coefficient de moment de tangage M^2C_m sur le disque rotor. Point de vol 405 (7A)	111
4.31 Cartographie de l'angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.	111
4.32 Cartographie du coefficient de moment de tangage M^2C_m sur le disque rotor.	112
4.33 Cartographie de l'angle d'incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.	112
4.34 Cartographie de l'angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.	113
4.35 Cartographie du coefficient de moment de tangage M^2C_m sur le disque rotor.	114
4.36 Cartographie de l'angle d'incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.	114
4.37 Cartographie de la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le disque rotor.	115
4.38 Coefficient de moment de tangage M^2C_m en extrémité de pale sur la condition 384 (ERATO).	115
4.39 Cartographie de l'angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.	115
5.1 Coefficient de force normale M^2C_n des deux dernières révolutions. Calcul <i>elsA</i> avec $\Delta\psi = 0.225$ deg.	121
5.2 Coefficient de moment de tangage M^2C_m des deux dernières révolutions. Calcul <i>elsA</i> avec $\Delta\psi = 0.225$ deg.	122
5.3 Comparaison des coefficients de force normale M^2C_n pour différentes résolutions temporelle $\Delta\psi$	122
5.4 Comparaison des coefficients de moment de tangage M^2C_m pour différentes résolutions temporelle $\Delta\psi$	123
5.5 Comparaison de la section de pale à $r/R = 0.915$ pour les deux maillages générés.	125
5.6 Comparaison des coefficients de force normale M^2C_n pour différentes résolutions spatiales.	125
5.7 Comparaison des coefficient de moment de tangage M^2C_m pour différentes résolutions spatiales.	126

5.8	Iso-contour de critère Q pour une pale à $\psi = 330$ deg pour les deux maillages générés.	127
5.9	Comparaison des coefficients de force normale M^2C_n pour différents modèles de turbulence	128
5.10	Comparaison des coefficient de moment de tangage M^2C_m pour différents modèles de turbulence.	129
5.11	Coefficient de pression sur la section à $r/R = 0.915$ pour trois positions azimutales avec différents modèles de turbulence.	129
5.12	Iso-contour de critère Q pour une pale à $\psi = 250$ deg avec deux modèles de turbulence différents.	130
5.13	Champ du ratio de viscosité μ_t/μ autour de l'extrémité ($r/R = 0.975$) de la pale arrière ($\psi = 360$ deg) avec les deux approches.	131
5.14	Taille de maille pour une pale à $\psi = 270$ deg.	132
5.15	Schéma de la mise en place de la transition. Régions imposées.	133
5.16	Comparaison des coefficients de force normale M^2C_n avec et sans la modélisation de la transition laminaire-turbulent de la couche limite.	134
5.17	Comparaison des coefficient de moment de tangage M^2C_m avec et sans la modélisation de la transition laminaire-turbulent de la couche limite.	134
5.18	Cartographie du point de décollement x_{sep}/c pour le point de vol 293.	135
5.19	Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor pour deux conditions de vol.	137
5.20	Comparaison de la prévision des angles de contrôle à l'équilibre du rotor avec des simulations de deux niveaux de fidélité pour une condition de vol.	138
5.21	Comparaison de la prévision des coefficients de force normale M^2C_n avec deux approches pour différentes conditions de vol.	140
5.22	Comparaison de la prévision des coefficients de moment de tangage M^2C_m avec deux approches pour différentes conditions de vol.	140
5.23	Comparaison de l'estimation de l'angle d'incidence au terme du couplage HOST/ <i>elsA</i> avec la limite de décrochage statique en extrémité, à la section $r/R = 0.915$, pour le cas 494 (7A)	141
5.24	Limite de décrochage statique sur les polaires du profil OA209.	141
5.25	Coefficient de pression adimensionné en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 389 (7A).	141
5.26	Coefficient de pression adimensionné en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 430 (7A). Les régions de la section qui portent sont colorées en bleu et celles qui déportent sont colorée en orange.	142
5.27	Champ de masse volumique en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 430 (7A)	143
5.28	Moment aéroélastique en pied de pale $r/R = 0.3$ pour trois conditions de vol.	144
6.1	Illustration du critère de détection du décollement de la couche limite $\vec{t} \cdot \vec{u}_\tau < 0$. . .	148
6.2	Illustration du critère de détection du décollement de la couche limite $\vec{u}_e \cdot \vec{u}_\tau < 0$. . .	149
6.3	Cartographies du point de décollement X_{sep}/c le plus près du bord d'attaque avec les trois méthodes de détection des décollements sur le disque rotor.	150
6.4	Cartographies de la longueur du décollement l_{sep}/c maximale avec les deux méthodes de détection des décollements sur le disque rotor.	150
6.5	Artefact numérique sur le calcul du facteur de forme H_i	151
6.6	Cartographie du point de décollement X_{sep}/c de la condition de vol 293 (7A).	152
6.7	Cartographie de la longueur du décollement l_{sep}/c de la condition de vol 293 (7A). . .	152
6.8	Coefficient de force normale M^2C_n déterminé par le calcul de couplage pour la condition de vol 293 (7A) sur les sections instrumentées lors des essais en soufflerie. . . .	152
6.9	Coefficient de moment de tangage M^2C_m déterminé par le calcul de couplage pour la condition de vol 293 (7A) sur les sections instrumentées lors des essais en soufflerie.	153

6.10	Valeur de la différence $K_p - K_{p,crit}$ et lignes de frottement sur la surface d'une extrémité de pale à $\psi = 45 \text{ deg}$ en condition de vol 293 (7A).	154
6.11	Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite en condition de vol 293 (7A)	154
6.12	Etat de l'écoulement lors des décollements de la couche limite en condition de vol 293 (7A). Calcul avec prise en compte de la transition vers la turbulence.	155
6.13	Cartographie du point de décollement X_{sep}/c lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.	156
6.14	Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.	157
6.15	Évolution de l'angle de pas θ lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes. . .	157
6.16	Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.	158
6.17	Cartographie du point de décollement X_{sep}/c lorsque la vitesse d'avancement augmente.	160
6.18	Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c lorsque la vitesse d'avancement augmente.	160
6.19	Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque la vitesse d'avancement augmente.	161
6.20	Cartographie du point de décollement X_{sep}/c lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.	163
6.21	Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.	163
6.22	Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente. . . .	164
6.23	Cartographie du point de décollement X_{sep}/c pour deux géométries de pale à condition de vol constante.	165
6.24	Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c pour deux géométries de pale à condition de vol constante.	165
6.25	Champ de masse volumique sur la section à $r/R = 0.915$ et $\psi = 60 \text{ deg}$ pour les deux géométries de pale comparées.	166
6.26	Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ pour les deux géométries de pale comparées.	166
6.27	Iso-contour de critère Q et lignes tourbillonnaires analytiques lorsque la pale reculante est à $\psi = 280 \text{ deg}$	168
6.28	Position des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) sur le disque rotor pour la condition de vol 293 (7A). Les interactions marquées en rouge correspondent aux positions azimutales représentées en Figure 6.29.	169
6.29	Position des tourbillons marginaux calculés et analytiques à différents azimuts ψ pour la condition de vol 293 (7A). Les positions azimutales choisies sont illustrées en rouge sur la Figure 6.28.	169
6.30	Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) sur le disque rotor lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.	171
6.31	Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) sur le disque rotor lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.	171
6.32	Schéma de l'interaction pale-tourbillon dans la région A.	171
6.33	Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan sous le rotor $d = -1c$ à $\psi = 185 \text{ deg}$ et $\psi = 275 \text{ deg}$ lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes. . . .	172
6.34	Schéma de la fin de l'interaction pale-tourbillon dans la région A.	172
6.35	Localisation du plan parallèle à la pale à $\psi = 185 \text{ deg}$ pour la condition de vol 293 (7A)	173

6.36 Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan parallèle à la pale à $\psi = 185$ deg pour la condition de vol 293 (7A)	173
6.37 Iso-contour de critère Q coloré par l'énergie cinétique turbulente à $\psi = 170$ deg et $\psi = 260$ deg pour la condition de vol 389 (7A)	174
6.38 Schéma du point d'extraction, en rouge, de la vitesse induite.	174
6.39 Position des décollements de la couche limite et évolution de l'angle induit α_i sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.	175
6.40 Iso-contour de critère Q et localisation du plan de coupe à la section $r/R = 0.915$ de la pale à $\psi = 225$ deg pour la condition de vol 389 (7A)	177
6.41 Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le plan de coupe à la section $r/R = 0.915$ de la pale à $\psi = 225$ deg pour la condition de vol 293 (7A)	177
6.42 Iso-contour de critère Q et vitesse induite verticale dans le plan sous le rotor à $\psi = 330$ deg (région C) lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes. La ligne noire correspond à la position des lignes tourbillonnaires analytiques.	177
6.43 Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la vitesse d'avancement augmente.	178
6.44 Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la vitesse d'avancement augmente.	179
6.45 Schéma de l'interaction pale-tourbillon dans la région A.	179
6.46 Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan parallèle à la pale à $\psi = 210$ deg lorsque la vitesse d'avancement augmente.	180
6.47 Position des décollements de la couche limite et évolution de l'angle induit α_i sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque la vitesse d'avancement augmente.	180
6.48 Iso-contour de critère Q et vitesse induite verticale dans le plan sous le rotor au déclenchement du décrochage dynamique dans la région B lorsque la vitesse d'avancement augmente.	181
6.49 Iso-contour de critère Q et vitesse induite verticale dans le plan sous le rotor au déclenchement du décrochage dynamique dans la région C lorsque la vitesse d'avancement augmente.	182
6.50 Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.	182
6.51 Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.	183
6.52 Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) pour deux géométries de pale à une condition de vol constante.	183
6.53 Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) pour deux géométries de pale à une condition de vol constante.	184
6.54 Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan parallèle à la pale à $\psi = 210$ deg pour deux géométries de pale à une condition de vol constante.	184
6.55 Schéma de la modélisation simplifié du comportement d'une section de pale soumise à une interaction pale-tourbillon.	185
6.56 Plan perpendiculaire au tourbillon et exemple de profils de vitesse du tourbillon dans deux directions orthogonales pour l'extraction de ses caractéristiques. Point de vol 293 (7A)	187
6.57 Loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)	188
6.58 Coefficients de force normale $M^2 C_n$ obtenus par les calculs de couplage et par le modèle simplifié sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)	189
6.59 Coefficients de pression K_p obtenus par les calculs de couplage et par le modèle simplifié sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)	189

6.60 Coefficients de force normale M^2C_n obtenus par le modèle simplifié avec et sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)	190
6.61 Loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 389 (7A)	191
6.62 Coefficients de force normale M^2C_n obtenus par le modèle simplifié avec et sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 389 (7A).	191
6.63 Schéma de l'influence d'une seconde interaction pale-tourbillon sur l'incidence d'une section de pale.	192
6.64 Loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 405 (7A)	192
6.65 Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par le modèle simplifié sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 405 (7A)	193
6.66 Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par le modèle simplifié sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 405 (7A)	193
6.67 Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$	195
6.68 Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$	196
6.69 Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$	197
6.70 Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$	198
6.71 Coefficients de force normale M^2C_n obtenus par les simulations <i>elsA</i> avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 389 (7A)	199
6.72 Coefficients de moment de tangage M^2C_m obtenus par les simulations <i>elsA</i> avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 389 (7A)	199
6.73 Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 389 (7A)	200
6.74 Coefficients de force normale M^2C_n obtenus par les simulations <i>elsA</i> avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 430 (7A)	201
6.75 Coefficients de moment de tangage M^2C_m obtenus par les simulations <i>elsA</i> avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 430 (7A)	201
B.1 Coefficient de force normale M^2C_n pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{QR} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	III
B.2 Coefficient de moment de tangage M^2C_m pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{QR} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	IV
B.3 Coefficient de force normale M^2C_n pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{QR} = 0.45$, $\mu = 0.4$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	IV
B.4 Coefficient de moment de tangage M^2C_m pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{QR} = 0.45$, $\mu = 0.4$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	IV
B.5 Coefficient de force normale M^2C_n pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{QR} = 0.646$, $\mu = 0.4$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	V
B.6 Coefficient de moment de tangage M^2C_m pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{QR} = 0.646$, $\mu = 0.4$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	V
B.7 Coefficient de force normale M^2C_n pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{QR} = 0.616$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	VI
B.8 Coefficient de moment de tangage M^2C_m pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{QR} = 0.616$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	VI
B.9 Coefficient de force normale M^2C_n pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{QR} = 0.675$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	VII
B.10 Coefficient de moment de tangage M^2C_m pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{QR} = 0.675$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$	VII
C.1 Coefficient de force normale M^2C_n obtenu pour différents pas de temps $\Delta\psi$	IX
C.2 Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu pour différents pas de temps $\Delta\psi$	X
C.3 Coefficient de force normale M^2C_n obtenu pour différentes discrétisations spatiales de la pale.	XI

C.4 Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu pour différentes discrétisations spatiales de la pale.	XI
D.1 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XIII
D.2 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XIV
D.3 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XIV
D.4 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XV
D.5 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XVI
D.6 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XVI
D.7 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XVII
D.8 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XVII
D.9 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XVIII
D.10 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XVIII
D.11 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XIX
D.12 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XIX
D.13 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XX
D.14 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XX
D.15 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XXI
D.16 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XXI
D.17 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XXII
D.18 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XXII
D.19 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XXIII
D.20 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XXIII
D.21 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XXIV
D.22 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XXIV
D.23 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XXV
D.24 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XXV
D.25 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XXVI
D.26 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XXVI
D.27 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XXVII
D.28 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XXVII
D.29 Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.	XXVIII
D.30 Convergence du coefficient de force normale M^2C_n	XXVIII
D.31 Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m	XXIX
D.32 Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.	XXIX
E.1 Reconstruction par les efforts aérodynamiques de la loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (A7) excluant l'interaction pale-tourbillon. Filtre des hautes fréquences.	XXXII
E.2 Reconstruction par les efforts aérodynamiques de la loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (A7) excluant l'interaction pale-tourbillon. Filtre de type spline.	XXXIII
E.3 Reconstruction par les mouvements de la pale de la loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (A7) excluant l'interaction pale-tourbillon.	XXXIV
E.4 Coefficient de force normale M^2C_m sur la section considérée du point de vol 293 (7A) pour les méthodologies évaluées.	XXXVI

Liste des tableaux

2.1	Spécificités du maillage des rotors 7A et ERATO	53
3.1	Conditions de vol sélectionnées dans les bases de données.	87
4.1	Condition de vol 293 du rotor 7A (Soufflerie S1MA, ONERA, Modane)	90
5.1	Comparaison des temps de calcul avec 250 processeurs pour effectuer un tour rotor pour différentes discrétisations temporelles.	123
5.2	Caractéristiques des deux maillages du rotor 7A	124
5.3	Comparaison des temps de calcul pour effectuer un tour rotor pour différentes discrétisations spatiales.	126
5.4	Objectif du calcul d'équilibre du rotor	137
6.1	Contribution de l'influence de l'interaction pale-tourbillon sur l'incidence d'une section de pale. Les cellules en rouge correspondent aux cas décrochés.	175
6.2	Caractéristiques du tourbillon impactant la section $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 293 (7A)	188
6.3	Caractéristiques du tourbillon impactant la section $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 389 (7A)	191
A.1	Conditions de vol sélectionnées dans les bases de données	I
C.1	Temps pour atteindre la convergence des calculs HOST/MINT avec différents $\Delta\psi$	X
C.2	Temps pour atteindre la convergence des calculs HOST/MINT avec différentes discrétisations radiales.	XII

Acronymes

AHD Critère de transition de la couche limite d’Arnal–Habiballah–Delcourt.

ARHIS Aérodynamique d’un Rotor d’Hélicoptère en Interaction avec son Sillage.

BVI *Blade-Vortex Interaction* ou Interaction pale-tourbillon.

CFD *Computational Fluid Dynamics* ou aérodynamique numérique.

CSD *Computational Structural Dynamics*.

elsA *ensemble logiciel de simulation en Aérodynamique*, code de calcul CFD de l’ONERA, Safran et Airbus.

ERATO Étude d’un Rotor Aéroacoustique Technologiquement Optimisé.

HOST *Helicopter Overall Simulation Tool*, code de calcul de mécanique du vol d’Airbus Helicopters.

LE *Leading Edge* ou Bord d’attaque.

LES *Large Eddy Simulation*.

MENTHE Modélisation des Enroulements de Nappes Tourbillonnaires d’Hélicoptère.

MESIR Mise en Équilibre du Sillage Rotor.

METAR Modèle d’Étude de l’Aérodynamique du Rotor.

MINT Marche INstationnaire en Temps.

MS *Moment Stall* ou Décrochage en moment.

RANS *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*.

SP *Stagnation Point* ou Point d’arrêt.

SS *Static Stall* ou Décrochage statique.

TE *Trailing Edge* ou Bord de fuite.

URANS *Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*.

ZDES *Zonal Detached Eddy Simulation*.

Notations

- α Angle d'incidence, deg.
- α_i Angle de d'incidence induit, deg.
- α_q Angle d'inclinaison du mât rotor, deg.
- β Angle de battement, négatif vers le haut, deg.
- β_0 Angle de conicité, valeur moyenne du battement, deg.
- β_{1c} Angle de battement longitudinal, deg.
- β_{1s} Angle de battement latéral, deg.
- Γ_{BVI} Circulation du tourbillon marginal émis par une pale impactant la section considérée, m^2s^{-1} .
- Γ_{TV} Circulation du tourbillon marginal émis par une pale, m^2s^{-1} .
- δ Angle de traînée, deg.
- δ_{CL} Epaisseur de la couche limite.
- μ Paramètre d'avancement $\mu = U_\infty/(\Omega R)$.
- θ Angle de pas, deg.
- θ_0 Angle de pas collectif, valeur moyenne du pas, deg.
- θ_{1c} Angle de pas cyclique, composante latérale, deg.
- $\theta_{control}$ Angle de contrôle à une section radiale r donnée, $\theta_{control}(r) = \theta + \theta_{vibrill}(r)$, deg.
- θ_{1s} Angle de pas cyclique, composante longitudinale, deg.
- θ_{elas} Angle de torsion, deg.
- $\theta_{vibrill}$ Angle de vrillage, deg.
- ϕ Angle induit, deg.
- ψ Position azimutale d'une pale du rotor principal, deg.
- ρ Masse volumique, $kg.m^{-3}$.
- ρ_w Masse volumique à la paroi, $kg.m^{-3}$.
- σ Solidité du rotor principal $\sigma = (N_b R c)/S$.
- τ_w Contrainte de frottement à la paroi, $N.m^{-2}$.
- Ω Vitesse de rotation du rotor, $rad.s^{-1}$.
- a Célérité du son, $m.s^{-1}$.
- c Corde de la pale, m.
- C_{dm} Coefficient de traînée de profil.
- C_m Coefficient adimensionné de moment de tangage dans le repère local.
- C_n Coefficient adimensionné de portance normale dans le repère local.
- $(C_x S)_f$ Coefficient de traînée de fuselage $(C_x S)_f = F_x/(1/2\rho_\infty U_\infty^2)$, m^2 .
- $(C_x S)_f/(S\sigma)$ Coefficient de traînée de fuselage adimensionné $(C_x S)_f/(S\sigma) = F_x/(1/2\rho_\infty (S\sigma)U_\infty^2)$.

F_n Poussée du rotor principal, N.

F_x Force de poussée horizontale du rotor principal, N.

F_z Force de portance du rotor principal, N.

H_i Facteur de forme de la couche limite, $H_i = \frac{\text{épaisseur de déplacement}}{\text{épaisseur de quantité de mouvement}}$.

k Energie cinétique turbulente, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$.

K_p Coefficient de pression adimensionné $-K_p = (P - P_\infty) / (1/2 \rho_\infty U_\infty^2)$.

$K_{p,crit}$ Coefficient de pression adimensionné critique pour lequel le nombre de Mach local est $M = U_T / a = 1$, $K_{p,crit} = \frac{2}{\gamma M} \left[\left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right]$.

l_{PPL} Bras de levier, m.

$M^2 C_m$ Coefficient de moment de tangage dans le repère local adimensionné par la vitesse du son.

$M^2 C_n$ Coefficient de force normale dans le repère local adimensionné par la vitesse du son.

$M_{\beta_{elas}}$ Moment aéroélastique de flexion en battement, N.m.

$M_{\delta_{elas}}$ Moment aéroélastique de flexion en traînée, N.m.

M_{inert} Moment inertiel, N.m.

$M_{\theta_{elas}}$ Moment aéroélastique de torsion, N.m.

$M_{\Omega R}$ Nombre de Mach de rotation en extrémité, $M_{\Omega R} = (\Omega R) / a$.

M Nombre de Mach local, $M = U_T / a$.

N_b Nombre de pales.

P Pression, Pa.

$\mathcal{P}_{tot}$ Puissance consommée, kW.

$\mathcal{P}_{fus}$ Puissance de traînée de fuselage, kW.

$\mathcal{P}_{ind}$ Puissance induite, kW.

$\mathcal{P}_{prof}$ Puissance de traînée de profil, kW.

PPL Efforts sur les biellettes de pas, N.

R Rayon du rotor, m.

r_{core} Rayon du coeur du tourbillon, m.

r/R Position radiale adimensionnée par le rayon du rotor R .

S Surface du disque rotor $S = \pi R^2$, m^2 .

$\vec{u}_e$ Vitesse à la frontière externe de la couche limite : $\vec{u}_e = U(z = \delta_{CL})$, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

U_∞ Vitesse de translation de l'appareil, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

U_P Composante perpendiculaire de la vitesse à la section de pale à la position radiale r et azimutale ψ : $U_P = (U_\infty \sin \alpha_q + V_{iz}) \cos \beta + r \dot{\beta} + U_\infty \cos \alpha_q \cos \psi \sin \beta$, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

U_R Composante radiale de la vitesse à la section de pale à la position radiale r et azimutale ψ : $U_R = U_\infty \cos(\alpha_q) \cos(\psi)$, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

U_T Composante tangentielle de la vitesse à la section de pale à la position radiale r et azimutale ψ : $U_T = \Omega r + U_\infty \cos(\alpha_q) \sin(\psi)$, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

$\vec{u}_\tau$ Vitesse de frottement à la paroi : $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

V_i Vitesse induite, m.s^{-1} .

V_{iz} Composante verticale de la vitesse induite, m.s^{-1} .

$V_{iz\text{MD}}$ Vitesse induite définie par le modèle de Meijer-Drees, m.s^{-1} .

V_{TV} Vitesse induite par le tourbillon marginal à une section donnée, m.s^{-1} .

x^+ Taille de maille à la paroi dans la direction de la corde adimensionnée par la longueur de frottement $l_\tau = \nu/u_\tau$.

X_{sep}/c Position longitudinale du point de décollement sur une section de pale donnée adimensionnée par la corde c .

y^+ Taille de maille à la paroi dans la direction normale adimensionnée par la longueur de frottement $l_\tau = \nu/u_\tau$.

$\bar{Z}$ ou Z_b , Portance adimensionnée du rotor principal $\bar{Z}$ ou $Z_b = 100F_z / (1/2\rho_\infty(S\sigma)(\Omega R)^2)$.

z^+ Taille de maille à la paroi dans la direction de l'envergure adimensionnée par la longueur de frottement $l_\tau = \nu/u_\tau$.

• $_{\text{BVI}}$ Valeur à l'interaction pale-tourbillon, [BVI](#).

• $_\infty$ Valeur à l'infini amont.

• $_{\text{MS}}$ Valeur au décrochage en moment, [MS](#).

• $_{\text{SS}}$ Valeur au décrochage statique, [SS](#).

Introduction

L'hélicoptère est l'unique aéronef capable d'effectuer à la fois le vol stationnaire et le vol d'avancement, ainsi que l'atterrissage et le décollage vertical. Ses capacités font de lui un élément incomparable pour mener à bien des missions particulières et inaccessibles aux autres aéronefs, notamment lorsqu'elles se situent dans des régions difficiles d'accès. Cette liberté de mouvement et de pilotabilité est due à sa voilure tournante assurant à la fois la sustentation et la propulsion de l'appareil. Néanmoins, le domaine de vol d'un hélicoptère est limité par l'apparition de plusieurs phénomènes pouvant être dangereux pour la structure ou le contrôle de l'aéronef. Un de ces phénomènes est le *décrochage dynamique*.

Le décrochage dynamique est caractérisé par l'apparition périodique de décollements massifs de la couche limite sur les pales du rotor principal d'un hélicoptère à chaque révolution. Il génère ainsi de fortes variations d'efforts et de moments, aérodynamiques et structuraux, pouvant mener à une instabilité de la structure, à des vibrations et à d'importants efforts sur les bielles de pas. Il menace donc à la fois l'intégrité de la structure des pales et le contrôle de l'appareil. Ce phénomène apparaît notamment en vol d'avancement, où la dissymétrie de vitesse observée sur le disque rotor impose des incidences élevées en pale reculante, où les vitesses sont plus faibles. Il se manifeste essentiellement lors des vols à grande vitesse ou à forte charge. Or, les missions confiées aux hélicoptères évoluent, et ces appareils doivent être capables d'atteindre des vitesses d'avancement de plus en plus élevées, ou de porter des charges de plus en plus lourdes. Ces missions peuvent donc mener au déclenchement du décrochage dynamique. L'un des principaux enjeux de la recherche sur les hélicoptères consiste donc à prévoir l'apparition du décrochage, et de mettre en évidence ses mécanismes.

Ce phénomène a donc été étudié, dès la fin des années 60, afin de comprendre les mécanismes du décrochage et ainsi pouvoir le contrôler ou l'éviter. Néanmoins, la prévision du décrochage est rendue difficile par les nombreux phénomènes complexes qu'il fait intervenir, comme l'instationnarité, la tridimensionnalité des écoulements, l'apparition de lâchers tourbillonnaires, l'interaction pale-tourbillon ou encore le couplage fluide-structure. Ainsi, le décrochage a été, dans un premier temps, essentiellement traité à travers des configurations simplifiées.

En effet, dans les années 1970, McCroskey *et al.* [76] ont montré qu'il est possible de modéliser le phénomène du décrochage dynamique intervenant sur les rotors d'hélicoptère par un profil bidimensionnel mis en mouvement d'oscillation de tangage. Ainsi, ils ont réalisé des essais en soufflerie sur une configuration bidimensionnelle simplifiée afin de caractériser le processus de décrochage et d'évaluer les mécanismes impliqués. Notons tout de même que lors de ces essais bidimensionnels, des écoulements transverses non négligeables, avec des vitesses pouvant aller jusqu'à 40% de la vitesse infinie, sont observés au décrochage dès lors que le tourbillon de décrochage apparaît. Cette analogie a permis une multitude d'études expérimentales visant à définir et caractériser les mécanismes du décrochage pour ces configurations bidimensionnelles. Néanmoins, de nombreuses hypothèses fortes ont été faites lors des études sur ces configurations simplifiées, notamment la bidimensionnalité des géométries considérées et l'absence de rotation de la pale. Ces hypothèses peuvent largement influencer les mécanismes de décrochage dynamique.

Ainsi, les « hélicoptéristes » sont partis en quête de la modélisation des effets tridimensionnels sur le décrochage, notamment l'effet de l'envergure de la pale. Le Pape *et al.* [61] ont mis en place des essais en soufflerie sur une configuration d'aile d'envergure finie. Cette configuration se rap-

proche donc de la géométrie d'une pale d'hélicoptère réelle. L'objectif était d'ajouter la condition d'envergure finie aux configurations bidimensionnelles. Ils ont ainsi montré que de forts écoulements transverses se produisent lors des événements de décrochage dynamique. Ils ont également mis en évidence l'influence non-négligeable du tourbillon d'extrémité sur le décrochage. En effet, ce tourbillon crée une diminution de l'incidence sur l'extrémité de l'aile, permettant d'empêcher, ou plutôt de limiter, le développement du décrochage dans cette région. Toutefois, une aile en oscillation de tangage ne permet toujours pas de prendre en considération l'ensemble des mouvements et phénomènes vus par une pale d'hélicoptère en conditions réelles, comme sa rotation ou l'interaction du rotor avec son propre sillage. C'est pourquoi, en parallèle de ces travaux, des essais en soufflerie ou en vol de rotors complets instrumentés ont été réalisés, notamment à l'ONERA dans la soufflerie S1MA, à Modane [49, 90], permettant d'obtenir du décrochage dynamique. Néanmoins, ces données n'ont été que très peu exploitées et le décrochage n'a été que peu investigué jusqu'à présent sur des configurations réalistes.

En effet, pour des raisons de capacités de calculs principalement, les différents auteurs ont longtemps été limités à des études numériques, notamment des simulations RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), sur des configurations simplifiées bidimensionnelles. Néanmoins, plus récemment, le développement des outils informatiques et des capacités de calculs ont permis de pouvoir réaliser des simulations visant à étudier le comportement d'un rotor complet articulé et déformable en situation de décrochage. En 2006, Potsdam *et al.* [96] ont utilisé une méthodologie de couplage entre un code de calcul de l'aérodynamique et un code de dynamique, afin de prendre en compte la cinématique et la déformation des pales lors de la simulation aérodynamique d'un rotor d'hélicoptère pour différentes conditions de vol, dont *une* condition de décrochage dynamique. Ils ont montré que cette procédure est capable de retranscrire les événements de décrochage, c'est-à-dire, par exemple, les fluctuations d'efforts aérodynamiques : les chutes de portance et les forts moments piqueurs subis par la pale. Cependant, cette méthode est encore jeune et a été majoritairement utilisée pour de la validation, c'est-à-dire prouver sa capacité à reproduire la physique de l'écoulement et le comportement aérodynamique des pales. Ainsi, peu ou pas d'analyse physique du décrochage dynamique n'a été faite sur ces configurations de rotor complet.

Néanmoins, certains chercheurs ont entrepris de pallier ce manque afin de caractériser le décrochage dynamique observé en condition de vol d'avancement d'un rotor complet. Richez [105] a utilisé cette méthode numérique de couplage pour réaliser une analyse physique des phénomènes aérodynamiques observés dans une configuration de rotor en vol d'avancement. Pour cela, il a mis en place des outils de post-traitement capables d'identifier les zones de décollement et de décrochage à partir de solutions numériques. Il a ainsi mis en évidence l'apparition de plusieurs zones de décollement de la couche limite sur le disque rotor pour la condition de vol qu'il a traitée. Certaines de ces régions décollées mènent à des décollements massifs sur l'intégralité de la surface supérieure de la pale. Il a également montré que plusieurs topologies de décrochage interviennent dans cette configuration. En effet, il a identifié un décrochage de bord d'attaque en extrémité de la pale reculante et un décrochage de bord de fuite pour les régions plus internes du disque rotor. Finalement, il a aussi mis en évidence une corrélation entre l'apparition des événements de décrochage dynamique sur le rotor et la présence d'interactions pale-tourbillon. Toutefois, cette étude ne se limite qu'à une unique configuration de vol et donc ne permet pas de valider l'influence de l'interaction pale-tourbillon sur le décrochage, ni de statuer sur d'autres mécanismes possibles du décrochage.

En résumé, le développement d'une méthode de calcul, capable de prendre en considération un mouvement réaliste des pales d'un rotor principal d'hélicoptère, comprenant la cinématique et la déformation de pale, permet de simuler des configurations de rotor complet. Ces simulations ont déjà été utilisées pour étudier les mécanismes du décrochage dynamique sur un nombre limité de configurations de rotors en vol d'avancement. Plusieurs événements de décrochage de topologies différentes ont été observés sur le disque rotor, et des mécanismes de décrochage ont été suggérés. Toutefois, ces études, menées sur des rotors d'hélicoptère en vol d'avancement en

situation de décrochage, sont encore rares : seuls quelques points de vol isolés ont été évalués. Il est donc difficile de statuer sur les effets réels des mécanismes du décrochage suggérés lors de ces études et sur la potentielle existence d'autres mécanismes sur d'autres conditions de vol. De plus, comme ces études ont porté sur un nombre très limité de points de vol, elles ne permettent pas de comprendre l'influence des conditions de vol sur le déclenchement et le développement du décrochage dynamique.

Ces travaux de thèse visent à élargir la connaissance du décrochage dynamique sur le rotor principal d'un hélicoptère en vol d'avancement. Pour cela, l'objectif est de vérifier que les **calculs de couplage aéroélastique** permettent de capturer le décrochage dynamique sur le rotor principal d'un hélicoptère pour un domaine d'étude varié, avec des conditions de vol ou des géométries de pale différentes. Ce domaine d'étude a l'ambition d'être suffisamment vaste pour pouvoir représenter la majorité des conditions de vol qui peuvent mener au décrochage. Puis nous avons utilisé ces simulations de couplage aéroélastique afin d'identifier et de caractériser les différents événements de **décrochage dynamique** et les **mécanismes impliqués** sur un rotor d'hélicoptère. Pour cela, une analyse détaillée des principaux mécanismes de décrochage identifiés a été réalisée pour les vols d'avancement étudiés, avec des environnements aérodynamiques et des comportements aéroélastiques différents.

La démarche a consisté dans un premier temps à **sélectionner des points de vol d'avancement** possédant différents événements de décrochage au sein de bases de données expérimentales disponibles à l'ONERA. L'objectif est de réduire le nombre de configurations étudiées dans le cadre de cette thèse tout en définissant un domaine d'étude suffisamment vaste pour représenter la plupart des conditions de vol extrêmes que peut assurer un hélicoptère. Cette étape est présentée dans le **premier chapitre** de ce manuscrit. L'idée a été de répertorier et de caractériser les différents points de vol ayant été testés lors des essais puis de sélectionner quelques points de vol décrochés suffisamment différents les uns des autres pour que les mécanismes de décrochage puissent être différents.

Toutefois, les données expérimentales ne sont pas suffisantes pour l'analyse du décrochage. C'est pourquoi nous avons utilisé des **simulations basse fidélité** afin d'obtenir et d'analyser, rapidement et à moindre coût, le comportement aérodynamique et structurel des pales, lors des différents points de vol. Cette étape est présentée dans le **deuxième chapitre**. Pour cela, il a fallu, dans un premier temps, vérifier la capacité de la simulation basse fidélité à reproduire les efforts aérodynamiques et structurels sur un unique point de vol. Puis l'objectif a été d'évaluer l'influence des conditions de vol sur le comportement du rotor et d'identifier des mécanismes probables du décrochage dynamique.

Néanmoins, l'approche de basse fidélité ne permet qu'une prévision qualitative du décrochage, et une méthode plus précise est nécessaire pour une analyse plus détaillée du décrochage dynamique et de ses mécanismes. Ainsi, nous avons utilisé une méthode de couplage fluide-structure de haute fidélité dans la suite des travaux de thèse. Le **troisième chapitre** présente la **validation de cette méthode de couplage fluide-structure** modélisant un rotor d'hélicoptère complet, articulé et déformable, en vol d'avancement en situation de décrochage sur une configuration de vol déjà documentée [105]. L'objectif est de déterminer une méthode de calcul fluide optimale (paramétrisation numérique et modélisation de la turbulence) pour la prévision du décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement. Finalement, afin de les utiliser pour l'analyse du décrochage, il a fallu vérifier que ces calculs de couplage sont effectivement capables de reproduire convenablement le comportement aéroélastiques des pales, lors des conditions de vol sélectionnées dans le premier chapitre.

L'étape suivante, présentée dans le **quatrième chapitre**, consiste à utiliser les solutions obte-

nues par la méthode de couplage précédemment validée afin **d'identifier différents mécanismes de décrochage dynamique** pour les points de vol sélectionnés dans le premier chapitre. Pour cela, l'objectif a été, dans un premier temps, d'identifier et de caractériser les régions de décollement de la couche limite sur le rotor. Puis, dans un second temps, nous avons étudié plus précisément les mécanismes impliqués dans le décollement. Nous nous sommes particulièrement concentré sur les deux principaux mécanismes du décrochage d'après notre analyse, c'est-à-dire l'influence de l'interaction entre les pales et les sillages et l'influence de la déformation en torsion de la structure sur le décrochage dynamique.

Chapitre 1

État de l'Art

Sommaire

1.1 Fonctionnement et aéromécanique de l'hélicoptère	6
1.1.1 Grandeurs utiles pour l'étude du comportement aéroélastique d'un rotor d'hélicoptère	9
1.1.2 Origine et effets du décrochage dynamique	13
1.2 Le décrochage dynamique : du rotor d'hélicoptère au profil oscillant	15
1.2.1 Équivalence profil oscillant - rotor	15
1.2.2 Phénoménologie du décrochage dynamique sur un profil oscillant	15
1.3 Différence avec le rotor d'hélicoptère en vol d'avancement	20
1.3.1 Rôle de l'envergure de pale	20
1.3.2 Rôle de la rotation	22
1.3.3 Rôle du sillage	23
1.3.4 Rôle de la déformation	28
1.4 Modélisation des écoulements turbulents	29
1.4.1 Équations de Navier-Stokes	29
1.4.2 Équations de Navier-Stokes moyennées : Reynolds-Averaged Navier-Stokes	30
1.4.3 Hypothèse de Boussinesq et fermeture du système au premier ordre	31
1.5 Prévision numérique du décrochage	32
1.5.1 Simulation numérique du décrochage dynamique de configurations simplifiées en oscillation de tangage	33
1.5.2 Simulation de couplage fluide-structure d'un rotor	36
1.6 Conclusions	42

Dans ce premier chapitre, l'objectif est de présenter l'état des connaissances sur le décrochage dynamique apparaissant sur les rotors d'hélicoptères ainsi que les méthodes numériques permettant sa prévision.

Premièrement, l'aéromécanique d'un rotor d'hélicoptère sera présentée. En effet, les hélicoptères sont des appareils complexes et pour assurer les conditions de vol que permet ce type d'appareil, de nombreux mouvements de pale sont nécessaires. Cela implique une grande variété d'écoulements autour du rotor pouvant mener au décrochage dynamique. Puis la phénoménologie du décrochage dynamique, tel qu'il intervient sur des configurations simplifiées de profil bidimensionnel et d'aile en oscillation de tangage, sera détaillée. Néanmoins, les nombreuses différences observées entre ces configurations simplifiées et une configuration « hélicoptère » réaliste, pouvant agir sur les mécanismes du décrochage, seront exposées. Ces différences montrent alors la nécessité de considérer le rotor complet pour l'étude du décrochage. Ainsi, nous présenterons, finalement, l'évolution des méthodes de simulation numérique pour la prévision du décrochage dynamique des configurations simplifiées jusqu'aux cas de rotors complets. En particulier, nous nous concentrerons sur une méthode de couplage fluide-structure déjà validée dans la littérature. Cette procédure de couplage est à la base des simulations haute fidélité qui ont été utilisées dans le cadre de ces travaux.

1.1 Fonctionnement et aéromécanique de l'hélicoptère

Un hélicoptère classique est un aéronef composé d'une voilure tournante, constituée de plusieurs pales, appelée rotor principal et chargée d'assurer à la fois la sustentation de l'appareil et sa propulsion. Il est illustré en rouge sur la Figure 1.1 qui schématise un hélicoptère classique. Un second rotor est nécessaire à la queue de l'hélicoptère afin de contrer le couple généré par le rotor principal sur la cabine qui serait alors entraînée dans un mouvement de rotation en sens inverse par rapport à la rotation du rotor. C'est le rotor anti-couple (en bleu sur la Figure 1.1). Le palonnier va directement jouer sur l'intensité de la force générée par le rotor anti-couple en modifiant le calage des pales de ce dernier. Il permet ainsi de favoriser ou de limiter la rotation de l'appareil autour de l'axe de lacet.

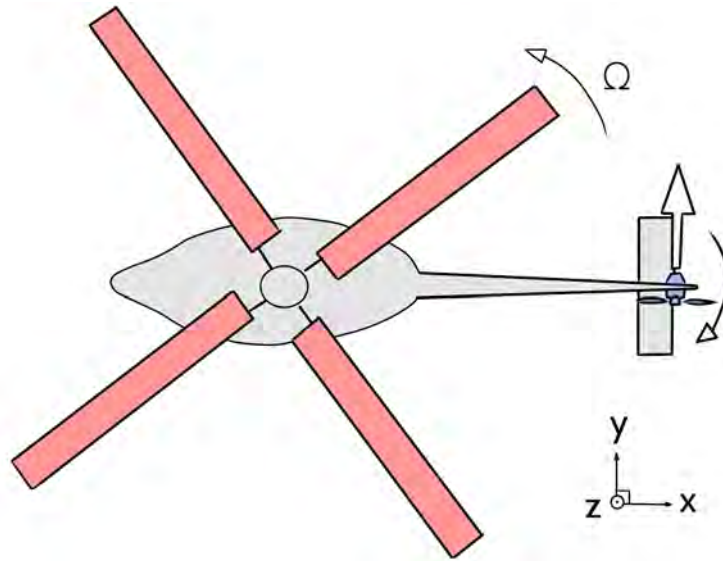


FIGURE 1.1 – Schéma d'un hélicoptère classique vu du dessus.

Dans un premier temps, la rotation des pales du rotor principal autour de leur axe implique un vrillage de celles-ci. En effet, la distribution en envergure de la portance est non-uniforme puisque la répartition de vitesse est non-uniforme en envergure. Dans le cas d'une pale non-vrillée, la portance se trouve donc être plus importante en bout de pale qu'au niveau du pied de pale (Figure 1.2). Ceci génère un moment de flexion très fort en emplanture de pale qui peut mener à une rupture. Pour se protéger de cette situation, les pales sont vrillées de telle sorte que l'incidence est grande au niveau du pied de pale, afin de compenser la faible vitesse, et inversement en bout de pale, où l'incidence est faible pour contrer les hautes vitesses. De plus, ce vrillage des pales permet d'obtenir de bonnes performances en vol stationnaire, et cela conduit à une répartition de charges plus uniforme (Figure 1.2). En pratique, des efforts plus élevés restent observés vers l'extrémité de pale menant à d'intenses tourbillons d'extrémité.

Le rotor principal n'est pas simplement en rotation autour de son axe puisque si c'était le cas l'hélicoptère ne serait pas contrôlable et ne pourrait être piloté. Il est nécessaire de libérer différentes articulations afin que celui-ci ne subisse pas de mouvements non désirés ou de vibrations trop contraignantes pouvant nuire à la structure des pales.

Lors d'un vol d'avancement stabilisé, c'est-à-dire lorsque l'hélicoptère se déplace en translation horizontale uniforme, la combinaison de la rotation des pales et de la vitesse d'avancement va provoquer une dissymétrie de vitesse (Figure 1.3) entre la pale avançante et la pale reculante du disque rotor, disque délimité par la position de l'extrémité des pales au cours de leur rotation représentée par l'azimut de la pale ψ . Une convention est de considérer que $\psi = 0^\circ$ en pale arrière.

En effet, la vitesse relative vue par un élément de pale est plus faible en pale reculante ($\psi =$

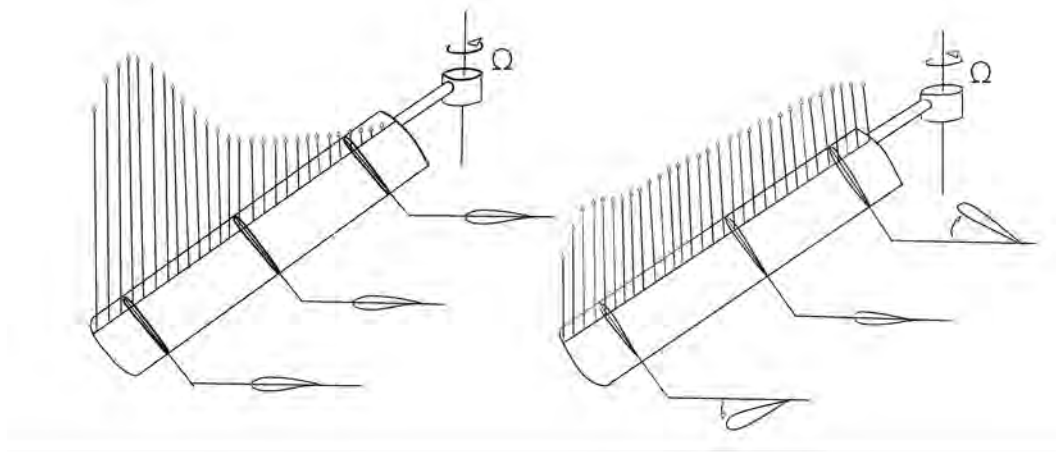


FIGURE 1.2 – Effet du vrillage sur la répartition de l'effort normal.

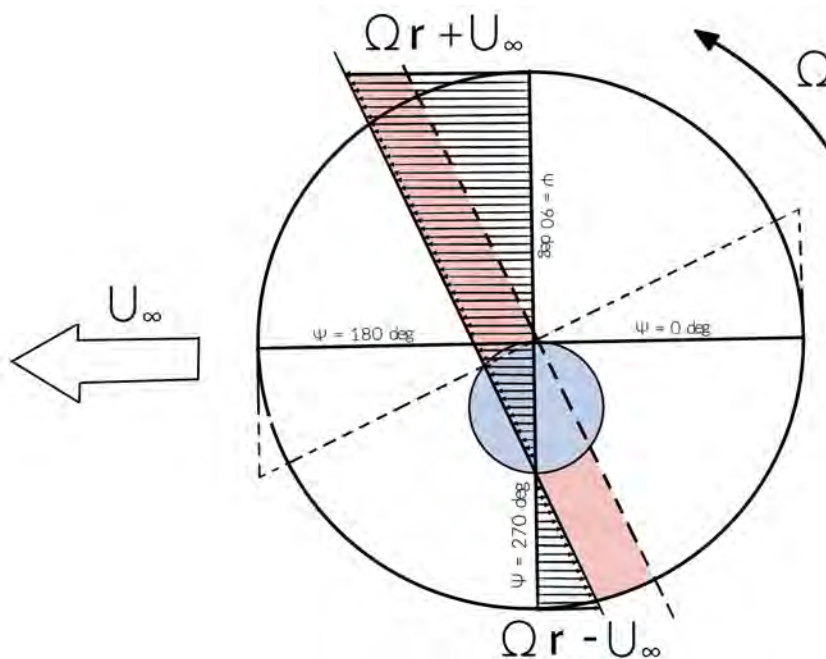


FIGURE 1.3 – Dissymétrie de vitesse sur le rotor en vol d'avancement.

270 deg), où la vitesse de translation se retranche à la vitesse de rotation de la pale, qu'en pale avançante ($\psi = 90$ deg) où elles s'ajoutent. Suite à cette dissymétrie de vitesse, une région dans laquelle la vitesse relative de la pale est négative est observée en pale reculante. C'est le cercle d'inversion (Figure 1.3, *bleu*). Dans cette région, la pale est attaquée par le bord de fuite. Sans articulation supplémentaire des pales, la dissymétrie de vitesse mènerait à une dissymétrie de portance et donc à un déséquilibre du rotor. En effet, les efforts aérodynamiques sont proportionnels au carré de la vitesse relative de l'élément de pale. Cela produirait un mouvement en roulis et de fortes variations de moment de flexion à l'emplanture de la pale (Figure 1.4) qui compromettraient l'intégrité de la structure de la pale. Pour éviter ces conséquences désastreuses, il est nécessaire de libérer le mouvement de battement de la pale. On le définit à l'aide de l'angle de battement β , c'est-à-dire l'angle entre l'axe de la pale et le plan de référence - plan d'entraînement perpendiculaire au mât rotor, comme illustré sur la Figure 1.5. La pale peut donc battre, afin de rééquilibrer la portance sur le disque rotor et d'annuler les moments de flexion en pied de pale. La portance se rééquilibre puisque la pale bat vers le haut en pale avançante, en réponse aux fortes vitesses et à l'augmenta-

tion de la portance. Ce battement vers le haut diminue les incidences de la pale. Réciproquement, en pale reculante, où la portance est plus faible, la pale redescend et augmente considérablement les incidences et donc la portance générée.

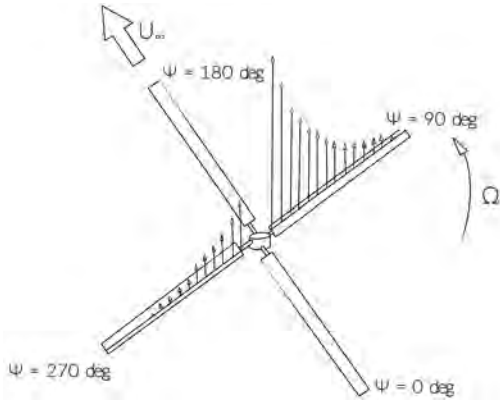


FIGURE 1.4 – Moment de flexion en battement en l'absence d'articulation de battement.

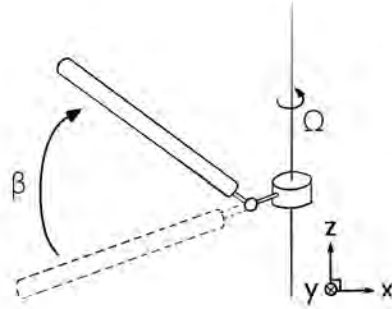


FIGURE 1.5 – Schéma de l'articulation de battement.

La loi de battement obtenue en conséquence à cette dissymétrie de vitesse et donc de portance sur le disque rotor provoque une inclinaison du rotor vers l'arrière de l'appareil où le battement est le plus faible (il est maximal à l'avant de l'hélicoptère). L'hélicoptère est alors en configuration « autogire » et ne produira alors pas de force propulsive mais une force de traînée. Afin d'empêcher cela, un contrôle de l'incidence de la pale est nécessaire.

Ceci est obtenu par la commande de pas qui agit sur l'articulation de pas de la pale, par l'angle de pas noté θ . Cette articulation permet la rotation de la pale autour de son axe longitudinal, modifiant ainsi son incidence. Le collectif fait varier le calage moyen de la pale θ_0 , c'est-à-dire pour toutes les pales simultanément. Il modifie alors la poussée générée par le rotor principal.

Le pas cyclique, défini par ses deux composantes : latérale (θ_{1c}) et longitudinale (θ_{1s}), fait varier périodiquement, plus précisément sinusoïdalement, le pas et donc l'incidence de la pale en fonction de l'azimut selon :

$$\theta = \theta_0 + \theta_{1c} \cos \psi + \theta_{1s} \sin \psi \quad (1.1)$$

On peut démontrer que le pas cyclique permet de contrôler le mouvement de battement des pales, et donc influence l'inclinaison du disque rotor. C'est cette orientation qui va permettre à l'appareil de se déplacer en translation, grâce à la composante horizontale de la portance générée perpendiculairement au disque rotor (Figure 1.6). Pour mettre l'hélicoptère en mouvement de translation vers l'avant, il faut basculer le disque rotor vers l'avant. Pour cela, il faudra que les incidences maximales soient obtenues en pale reculante ($\psi = 270 \text{ deg}$) et les incidences minimales en pale avançante ($\psi = 90 \text{ deg}$). En effet, le mouvement de battement est décrit par une équation différentielle du second ordre : l'équation de battement. La fréquence naturelle du mouvement de battement est la fréquence de rotation. Comme la fréquence de l'excitation par les efforts aérodynamiques est également à cette même fréquence de résonance, la réponse de la pale est alors déphasée de 90 deg par rapport à l'excitation aérodynamique. Une incidence maximale en pale reculante résultera donc en une augmentation du battement à l'arrière de l'appareil et donc à la réduction du basculement du disque rotor vers l'arrière. Cependant, ce basculement du disque rotor vers l'avant se fait principalement grâce à l'inclinaison du mât (fixe sur un hélicoptère), et par conséquent de l'appareil comme illustré dans la Figure 1.6.

Les forces d'inertie, induites notamment par la rotation et le battement de la pale, génèrent des moments de flexion alternés en pied de pale liés à l'accélération de Coriolis (Figure 1.7). Pour s'en convaincre, l'exemple d'un patineur est assez pertinent. Celui-ci, lorsqu'il tourne sur lui-même, utilise ses bras pour réguler sa vitesse : il les ramène proche de l'axe de rotation lorsqu'il souhaite

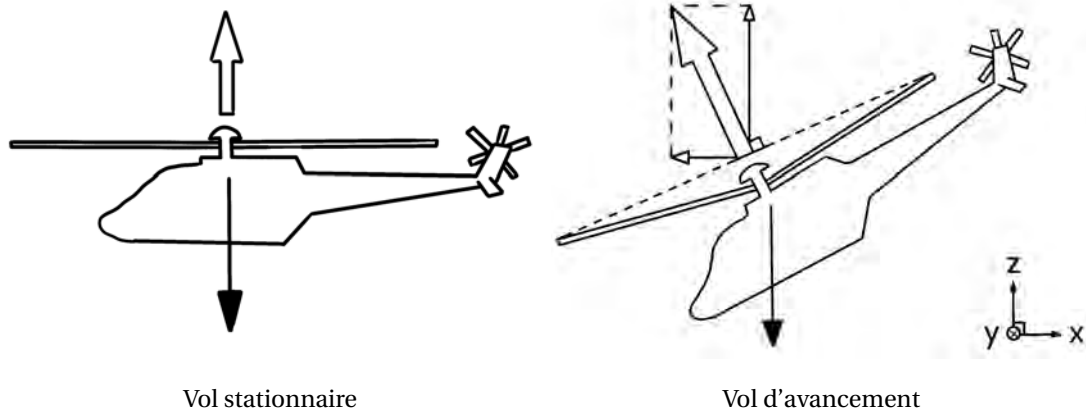


FIGURE 1.6 – Schéma de l'inclinaison du disque rotor.

atteindre sa vitesse maximale et les tend pour la réduire. Le cas du rotor est similaire. Lors du mouvement de rotation, un angle de battement maximal tend à rapprocher la pale de son axe de rotation et donc accélère la pale, et inversement, un mouvement de battement vers le bas tend à ralentir la pale. Le moment de flexion en traînée alterné, dirigé vers le bord d'attaque en pale montante et vers le bord de fuite en pale descendante, est annulé en libérant l'articulation de traînée. Le mouvement de traînée est défini par l'angle δ et est illustré dans la Figure 1.8. L'équilibre et la stabilité de l'hélicoptère sont donc assurés, à condition que le mouvement de traînée soit amorti.

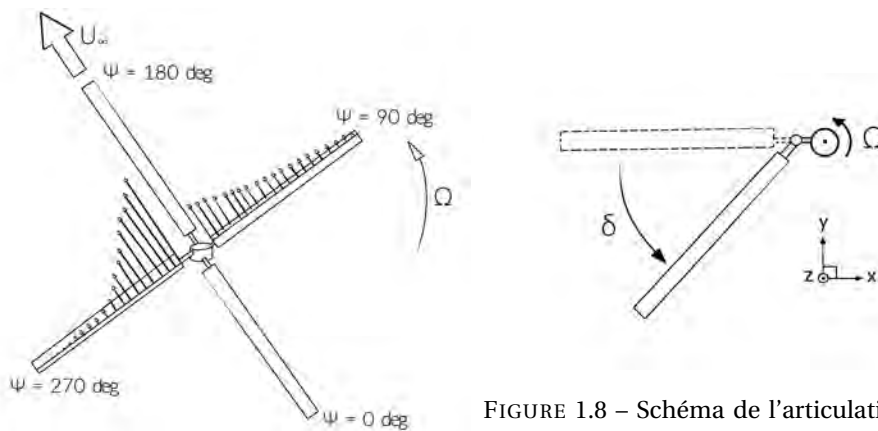


FIGURE 1.7 – Moment de flexion en traînée en l'absence d'articulation de traînée.

FIGURE 1.8 – Schéma de l'articulation de battement.

1.1.1 Grandeurs utiles pour l'étude du comportement aéroélastique d'un rotor d'hélicoptère

Mécanique du rotor articulé et déformable

Dans les paragraphes précédents, nous avons abordé la mécanique du rotor principal d'un hélicoptère. Un certain nombre de grandeurs caractérisant, notamment, le mouvement des pales, ont été présentées. Nous allons présenter maintenant l'ensemble des grandeurs qui permettront, dans la suite de ce mémoire, de définir la cinématique et la dynamique des pales du rotor principal.

Tout d'abord, la position de la pale au cours de sa rotation est définie par la position azimutale de la pale ψ telle que $\psi = \Omega t[2\pi]$ où Ω est la vitesse de rotation de la pale autour du mât et t est l'instant considéré. La convention choisie est de considérer l'origine de l'azimut, $\psi = 0$ deg, en pale arrière. Au cours de l'étude du comportement du rotor, il peut être nécessaire de se concentrer sur une section radiale donnée. Pour cela, il convient d'utiliser la variable adimensionnée r/R qui représente la position radiale r de la section considérée par rapport au rayon du rotor R .

Ensuite, comme évoqué dans le paragraphe précédent, plusieurs articulations sont libérées au niveau du moyeu afin de contrôler le rotor en vol d'avancement. Ces articulations sont notées comme suit :

- Articulation de pas :

L'angle de pas est noté θ . Il contribue à modifier l'angle d'incidence α de la pale. Il peut se décomposer en une somme de fonctions *sinus* et *cosinus*.

$$\theta = \theta_0 + \theta_{1c}\cos(\Omega t) + \theta_{1s}\sin(\Omega t) \quad (1.2)$$

Cet angle est positif lorsqu'il augmente l'incidence de la pale. Les composantes de ce signal périodique sont le pas collectif (la valeur moyenne) : θ_0 , le pas cyclique latéral : θ_{1c} et le pas cyclique longitudinal : θ_{1s} .

- Articulation de battement :

De la même manière, l'angle de battement, noté β , se décompose comme suit :

$$\beta = \beta_0 + \sum_{i=1}^n \beta_{ic}\cos(i\Omega t) + \sum_{i=1}^n \beta_{is}\sin(i\Omega t) \quad (1.3)$$

La convention choisie est de définir le battement β positif vers le bas ($z < 0$: z correspond à l'axe vertical orienté vers le haut). Cette convention ne correspond pas à la convention usuelle, mais à celle liée au référentiel pale du code de dynamique hélicoptère HOST (utilisé dans le cadre de ces travaux de thèse). Les composantes principales de ce signal périodique sont l'angle de conicité : β_0 , le battement longitudinal : β_{1c} et le battement latéral : β_{1s} .

L'inclinaison du plan rotor résulte donc de la composition de l'inclinaison du mât rotor, de l'angle α_q , (c'est-à-dire de l'hélicoptère) et du battement longitudinal β_{1c} comme illustré sur la Figure 1.9.

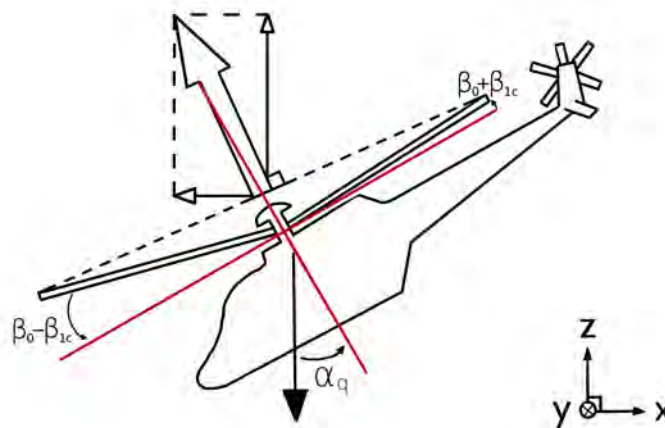


FIGURE 1.9 – Schéma de l'inclinaison du disque rotor et des angles caractéristiques.

- Articulation de traînée :

L'angle de traînée, noté δ , se décompose selon :

$$\delta = \delta_0 + \sum_{i=1}^n \delta_{ic} \cos(i\Omega t) + \sum_{i=1}^n \delta_{is} \sin(i\Omega t) \quad (1.4)$$

Le mouvement de traînée δ est positif lorsque le mouvement se fait « du bord de fuite vers le bord d'attaque ». Encore une fois cette convention, issue du code HOST, est l'opposée de la convention usuelle.

En plus des articulations rigides, des mouvements élastiques sont subis par la pale. Celui qui a été le plus étudié dans le cadre de cette thèse est la déformation en torsion caractérisée par une déformation autour de l'axe longitudinal d'angle θ_{elas} . La torsion vient donc modifier localement l'angle d'incidence α de la pale à un instant t . La convention de signe choisie pour cet angle est la même que pour l'angle de pas, c'est-à-dire que l'angle de torsion est positif lorsqu'il contribue à augmenter les incidences.

Condition de vol et performance

Dans ce paragraphe, nous présentons les différentes grandeurs utilisées pour définir la condition de vol dans laquelle évolue le rotor étudié et celles permettant d'évaluer ses performances dans de telles conditions.

Afin de faciliter la comparaison entre les rotors de géométrie différente et entre les conditions de vol, des paramètres adimensionnés sont généralement choisis. Pour cela, la géométrie du rotor et l'environnement aérodynamique non perturbé dans lequel évolue le rotor sont utilisés afin d'adimensionner les grandeurs physiques caractérisant la configuration étudiée ainsi que ses performances.

La vitesse de rotation du rotor principal est définie par le nombre de Mach de rotation en extrémité de pale $M_{\Omega R}$ tel que $M_{\Omega R} = (\Omega R)/a$ où Ω est la vitesse de rotation du rotor, R est le rayon du rotor considéré et a est la célérité du son dans l'environnement considéré. C'est cette vitesse de rotation du rotor principal en extrémité de pale ΩR qui va venir adimensionner la vitesse d'avancement du rotor, notée U_∞ , par l'introduction du paramètre d'avancement, noté μ , par la relation suivante : $\mu = U_\infty/(\Omega R)$. Ce paramètre est particulièrement utile pour évaluer la dimension du cercle d'inversion (dont le diamètre adimensionné par le rayon du rotor est directement μ). Il permet également d'évaluer la réduction de vitesse en pale reculante. À vitesse de rotation constante, plus le paramètre d'avancement est élevé, plus la vitesse en pale reculante est faible.

Ensuite, afin de déterminer les conditions de vol d'un hélicoptère, il faut définir la force propulsive et la force sustentatrice nécessaires pour qu'il atteigne les conditions visées. Pour cela, deux paramètres adimensionnés sont communément utilisés : la charge rotor adimensionnée notée $\bar{Z}$ et le coefficient de traînée de fuselage $(C_x S)_f / (S\sigma)$. Ils sont définis par les relations suivantes :

$$\bar{Z} = 100 \frac{F_z}{1/2\rho_\infty(S\sigma)(\Omega R)^2} \quad (1.5) \quad \frac{(C_x S)_f}{S\sigma} = \frac{F_x}{1/2\rho_\infty(S\sigma)U_\infty^2} \quad (1.6)$$

Dans ces relations, F_x et F_z représentent respectivement la force de traction et la force de portance dimensionnée (en N) dans le repère absolu. Les autres paramètres servant à l'adimensionnement de ces grandeurs sont liés soit à la géométrie du rotor, soit à l'environnement dans lequel le rotor est immergé. Ainsi, en ce qui concerne les grandeurs géométriques, on trouve dans ces équations le rayon du rotor R , la surface du disque rotor défini par $S = \pi R^2$ et la solidité du rotor principal $\sigma = (\text{surface occupée par les pales})/(\text{surface du disque rotor}) = (N_b R c)/S$ où N_b est le nombre de pales du rotor et c est la corde de la pale (dans le cas d'une pale avec une corde constante). Les grandeurs aérodynamiques utilisées sont la masse volumique ρ_∞ de l'état l'infini non perturbé, la vitesse de rotation du rotor Ω et sa vitesse d'avancement U_∞ .

Finalement, la puissance totale consommée par le rotor est notée $\mathcal{P}_{tot}$. La puissance totale consommée peut être approchée par la décomposition suivante : $\mathcal{P}_{tot} = \mathcal{P}_{ind} + \mathcal{P}_{prof} + \mathcal{P}_{fus}$ où

$\mathcal{P}_{\text{ind}}$ est la puissance induite, $\mathcal{P}_{\text{prof}}$ la puissance de traînée de profil et $\mathcal{P}_{\text{fus}}$ la puissance de traînée du fuselage. Ces termes sont définis comme suit :

$$\begin{cases} \mathcal{P}_{\text{ind}} = \kappa \frac{F_n^2}{2\rho_\infty S U_\infty} : \text{Puissance induite} \\ \mathcal{P}_{\text{prof}} = \frac{1}{8} \rho_\infty S \sigma (\Omega R)^3 C_{dm} (1 + 5\mu^2) : \text{Puissance de traînée de profil} \\ \mathcal{P}_{\text{fus}} = \frac{1}{2} \rho_\infty (C_x S)_f U_\infty^3 : \text{Puissance de traînée du fuselage} \end{cases} \quad (1.7)$$

où κ est le coefficient de perte induite, F_n est la force de poussée (normale au plan rotor), C_{dm} est le coefficient de traînée de profil et $(C_x S)_f$ est la traînée de fuselage.

Grandeurs aérodynamiques

Dans le cadre de l'étude du comportement aérodynamique d'un rotor, il peut être particulièrement intéressant de se concentrer sur la contribution de chacune des sections de pale aux efforts aérodynamiques subis par la pale elle-même. Cela permet de connaître les sections les plus sollicitées.

Lorsque l'on s'intéresse à une section de pale donnée situé à une distance r du centre de rotation, il est possible de définir les vitesses vues par la section selon trois composantes (Figure 1.10) : la composante tangentielle U_T , la composante radiale (transverse) U_R et la composante perpendiculaire U_P [63].

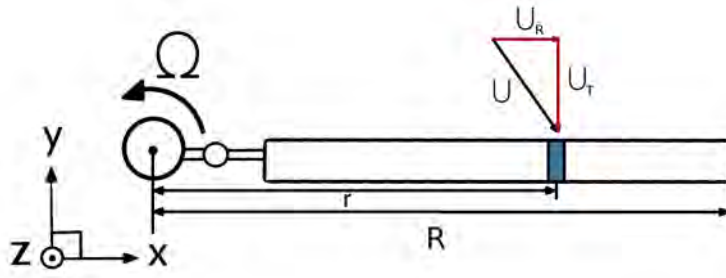


FIGURE 1.10 – Schéma des vitesses.

Ces composantes sont définies comme suit :

$$U_T = \Omega r + U_\infty \cos \alpha_q \sin \psi \quad (1.8)$$

$$U_R = U_\infty \cos \alpha_q \cos \psi \quad (1.9)$$

$$U_P = (U_\infty \sin \alpha_q + V_{iz}) \cos \beta + r \dot{\beta} + U_\infty \cos \alpha_q \cos \psi \sin \beta \quad (1.10)$$

où V_{iz} est la vitesse induite introduite par Prandtl dans la théorie de la ligne portante modélisant la déflexion de l'écoulement par la surface portante.

La distribution de pression autour d'une section de pale peut être caractérisée par le coefficient de pression adimensionné K_p tel que :

$$-K_p = \frac{P - P_\infty}{1/2 \rho_\infty U_T^2} \quad (1.11)$$

où P est la pression (en Pa) à une position donnée de la section considérée et P_∞ est la pression de l'environnement infini au repos. La convention du coefficient de pression $-K_p$ choisie correspond à l'opposé de la convention française usuelle $K_p = (P - P_\infty)/(1/2\rho_\infty U_\infty^2)$.

Les efforts aérodynamiques par section dans le repère local adimensionné par la vitesse du son (a) peuvent se décomposer en six termes, dont les deux principaux (qui seront massivement utilisés dans le cadre de cette thèse) sont les suivants :

$$M^2 C_n = \frac{dF_n}{1/2\rho_\infty a^2 c} \quad (1.12)$$

$$M^2 C_m = \frac{dM}{1/2\rho_\infty a^2 c^2} \quad (1.13)$$

Pour une section radiale de pale donnée, la force normale par unité de longueur est notée dF_n et le moment de tangage par unité de longueur, dM . À partir de ces grandeurs, on définit les coefficients adimensionnés $M^2 C_n$, le coefficient de force normale et $M^2 C_m$, le coefficient de moment de tangage, dans le repère local. Puisque nous nous intéressons ici au comportement d'une section de pale, l'adimensionnement se fait avec la longueur de la corde c de la section considérée. L'adimensionnement par la vitesse du son est intéressant lorsqu'une pale d'hélicoptère en vol d'avancement est considérée puisque cela permet de rendre l'adimensionnement indépendant de la variation de la vitesse locale caractérisée par le nombre de Mach M de la pale au cours de sa rotation. Une approximation de cette vitesse locale généralement choisie est $U_T = \Omega r + U_\infty \cos\alpha_q \sin\psi$ dans laquelle les effets induits et de battement sont notamment négligés. Néanmoins, cette approximation permet tout de même d'avoir une bonne estimation de la vitesse locale réelle à une section de pale donnée.

Finalement, les sillages émis par le rotor et par les parties fixes seront visualisés à plusieurs reprises dans ce manuscrit. Des iso-contours de critère Q sont fréquemment utilisés pour visualiser les tourbillons dans des solutions issues de calculs numériques.

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (1.14)$$

où S et Ω sont respectivement le tenseur de cisaillement et de rotation tels que $S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$ et $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$.

En effet, Hunt *et al.* [44] proposent de définir les tourbillons comme les régions dans lesquelles le tenseur rotation $\Omega_{i,j}$ est prédominant par rapport au tenseur de cisaillement $S_{i,j}$, c'est-à-dire les régions dans lesquelles le critère Q est positif ($Q = 1/2(|\Omega|^2 - |S|^2)$) [51]. Le cœur du tourbillon est alors défini par la valeur maximale de ce critère Q .

Grandeurs aéroélastiques

Les principaux efforts structuraux sur la pale sont les moments de flexion en battement $M_{\beta_{elas}}$ et en traînée $M_{\delta_{elas}}$ ainsi que les moments de torsion $M_{\theta_{elas}}$. Ces efforts sont ensuite transmis en pied de pale et plus précisément aux biellettes de pas. En effet, ces efforts biellettes, noté **PPL**, sont directement liés au moment de torsion à la section localisée en pied de pale par la relation suivante :

$$PPL = \frac{M_{\theta_{elas}} + M_{inert}}{l_{PPL}} \quad (1.15)$$

où M_{inert} est le moment inertiel et l_{PPL} est le bras de levier. Ainsi, dans ce manuscrit, nous nous référerons au moment de torsion en pied de pale pour évaluer la sollicitation du système de commande.

1.1.2 Origine et effets du décrochage dynamique

Lorsqu'un vol d'avancement stabilisé est effectué avec une forte charge ou une grande vitesse de translation, les incidences obtenues en pale reculante s'accroissent et peuvent atteindre des

valeurs supérieures à celle du décrochage statique. Lorsque cette incidence de pale dépasse un certain seuil (supérieur à l'angle de décrochage statique), un décollement majeur de la couche limite peut apparaître sur l'extrados (surface supérieure) en pale reculante à chaque révolution du rotor. C'est le décrochage dynamique. Celui-ci engendre de forts efforts dynamiques et d'intenses vibrations. Il peut menacer la sécurité de l'appareil en provoquant un risque de rupture du système de commande et, dans les cas les plus sévères, une perte de contrôle de l'aéronef, avec un mouvement à cabrer suivi d'un mouvement de roulis de l'appareil du côté de la pale reculante. Il est ainsi l'une des principales limites du domaine de vol des hélicoptères.

Le décrochage dynamique a tout de même des effets intéressants. En effet, un retard de décrochage a lieu lors de configurations de décrochage dynamique, permettant ainsi d'atteindre des portances plus importantes qu'en configuration statique. Néanmoins, lorsque le décrochage dynamique se développe, il est beaucoup plus intense et instationnaire que le décrochage statique. L'effondrement du moment de tangage puis de la portance est plus violent dans ces configurations (Figure 1.11). Le moment piqueur induit des efforts dynamiques haute-fréquence et de grande amplitude sur les biellettes de commande de pas (Figure 1.12). Cela peut mener à une limite d'efforts du système de commande. De plus, la structure va répondre aux excitations engendrées par la torsion, dues aux forces aérodynamiques, et des instabilités peuvent apparaître (« *stall flutter* »).

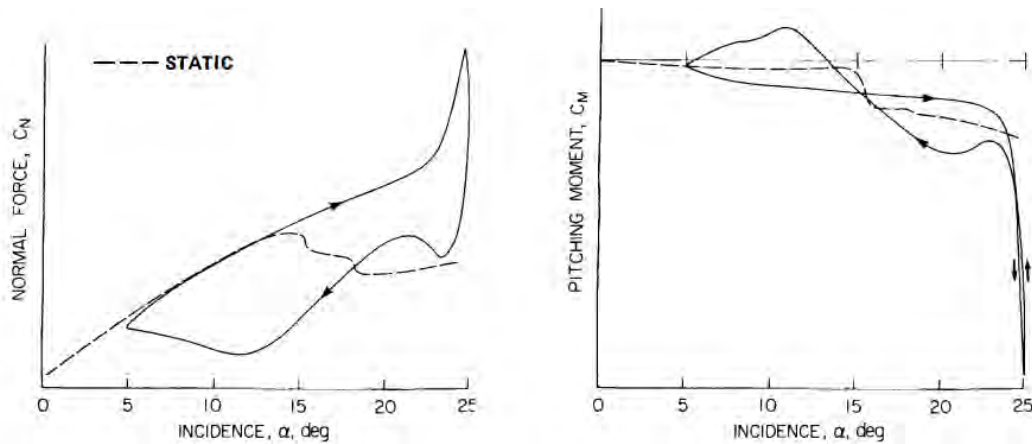


FIGURE 1.11 – Comparaison des efforts aérodynamiques résultant du décrochage statique et du décrochage dynamique [9].

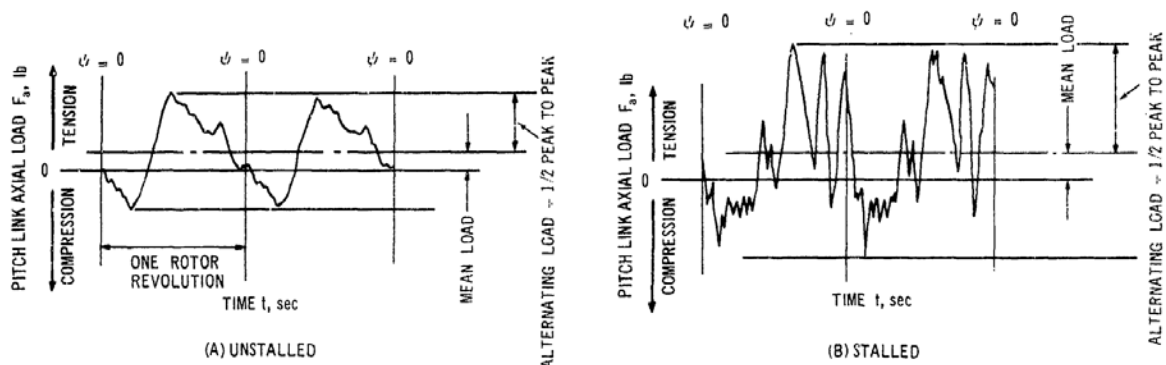


FIGURE 1.12 – Evolution temporelle des efforts sur les biellettes de commande de pas pour une configuration classique et une configuration décrochée [2].

Synthèse

- En vol d'avancement, des **angles d'incidence plus élevés** sont obtenus en pale reculante.
- Des **décollements massifs** de la couche limite se produisent en pale reculante dans des vols d'avancement à grande vitesse ou à forte charge.
- Le décrochage génère d'intenses **fluctuations** d'efforts aérodynamiques et structurels.

1.2 Le décrochage dynamique : du rotor d'hélicoptère au profil oscillant

Dans cette partie, les premières études portant sur le décrochage dynamique ainsi que leurs conclusions seront présentées. Celles-ci portent essentiellement sur des configurations simplifiées de profils bidimensionnels en oscillation de tangage sinusoïdale. Nous nous attacherons dans un premier temps à vérifier le lien entre ces études simplifiées et le comportement d'un rotor complet articulé. Puis nous détaillerons les mécanismes du décrochage dynamique observés lors de ces études sur profils oscillants. L'objectif est de présenter cette première approche permettant de caractériser l'apparition et le développement du décrochage dynamique.

1.2.1 Équivalence profil oscillant - rotor

Comme cela a déjà été évoqué précédemment, les études passées du décrochage dynamique ont essentiellement porté sur des profils oscillants. De plus, les études portaient, principalement, sur des configurations avec des oscillations de grande fréquence (typiquement de l'ordre de la fréquence du premier mode de torsion, 6Ω) et faible amplitude, caractéristiques du flottement de décrochage [10, 38, 39].

C'est en 1972 que McCroskey et Fisher [76] ont montré qu'un élément de pale peut être, en réalité, approché par un profil en oscillation de tangage sinusoïdale de faible fréquence (celle de la rotation du rotor) et de grande amplitude comme illustré sur la Figure 1.13.

En effet, ils ont étudié l'évolution de différentes grandeurs aérodynamiques sur un rotor (le rotor principal du Boeing CH-47C équipé de profil aérodynamique NACA23010 modifié) en soufflerie lors de diverses conditions de vol. Ils ont ainsi pu comparer le comportement de ce rotor par rapport aux expériences menées sur des profils bidimensionnels oscillants. Ils ont ainsi mis en évidence la similitude entre les comportements des deux configurations, validant ainsi la succession d'études sur des profils oscillants visant à caractériser le décrochage dynamique, et à identifier les différents phénomènes impliqués.

Nous tâcherons, dans le prochain paragraphe, de présenter différentes études bidimensionnelles de profil en oscillation de tangage, et le comportement d'un profil lorsqu'il est soumis au décrochage dynamique. En effet, bien que ces travaux de thèse portent sur l'étude du décrochage sur des rotors complets, articulés et déformables, c'est sur ces configurations simplifiées que la phénoménologie du décrochage dynamique a été majoritairement étudiée en détail. Nous prêterons, ainsi, particulièrement attention à la définition et la description des différentes étapes du décrochage dynamique de ces configurations.

1.2.2 Phénoménologie du décrochage dynamique sur un profil oscillant

McCroskey, Carr et McAllister [75] et [9] ont identifié, lors d'essais en soufflerie, les mécanismes du décrochage dynamique apparaissant sur un profil oscillant. La Figure 1.14 présente l'évolution des grandeurs aérodynamiques en fonction de l'incidence du profil. Les courbes de portance et de moment de tangage révèlent des boucles d'hystérésis caractéristiques du décrochage dynamique. En effet, le comportement du profil est fortement perturbé par l'apparition du décrochage et ces

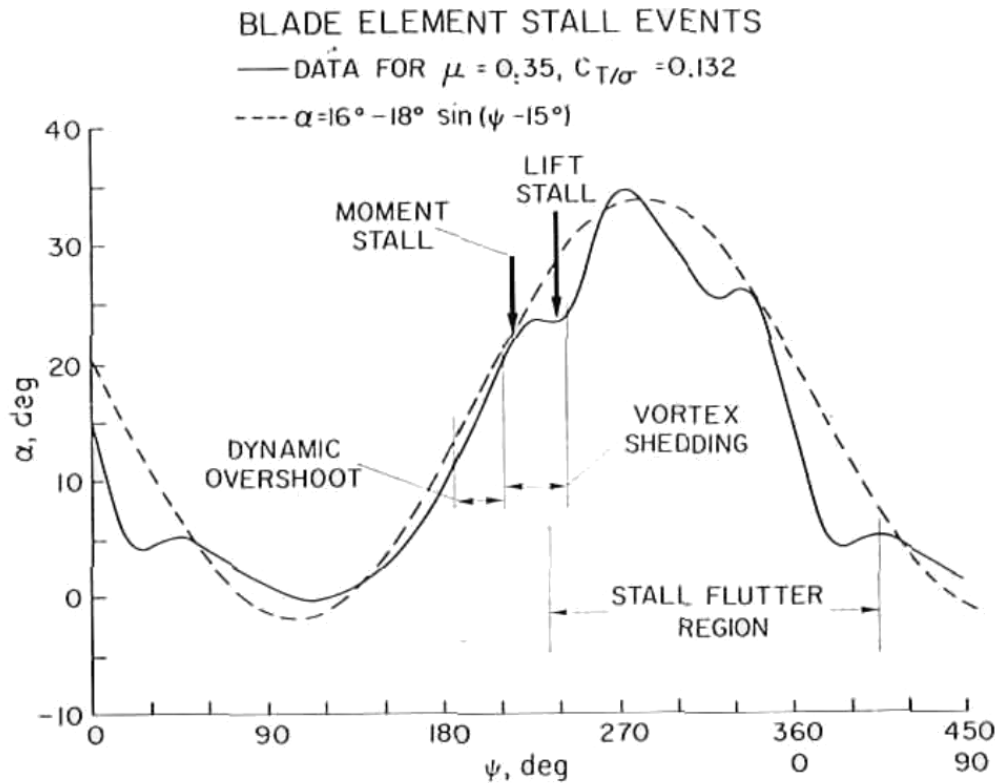


FIGURE 1.13 – Incidence d’une section de pale de rotor d’hélicoptère en vol d’avancement approchée par une courbe sinusoïdale [72].

grandeurs ne sont plus linéaires. L’évolution des mécanismes lors du décrochage peut être extraite de ces courbes. Le décrochage dynamique peut être découpé en 6 étapes :

- Lorsque l’incidence augmente, l’écoulement reste attaché sur l’extrados du profil aérodynamique. C’est la phase « **linéaire** ». Puis la couche limite décolle, l’incidence dépasse l’incidence de décrochage statique et la portance continue de s’accroître de manière linéaire. Cette étape inclut les phases *a*) à *d*) dans la Figure 1.14.
- Ensuite, un tourbillon de décrochage dynamique se forme au niveau du bord d’attaque, la portance continue alors d’augmenter, mais le moment de tangage commence à chuter brusquement. C’est le **décrochage en moment** illustré de *e*) à *g*) dans la Figure 1.14.
- Le tourbillon de décrochage est alors convecté vers le bord de fuite. Lorsqu’il arrive à mi-corde, la portance est maximale. Elle dépasse la portance statique maximale du profil. Le moment de tangage continue de décroître. La portance va alors commencer à chuter brutalement. C’est le **décrochage en portance**. Il correspond à l’étape *h*) de la Figure 1.14.
- Le tourbillon de décrochage dynamique atteint le bord de fuite menant à un minimum du moment de tangage. Le profil est **entièrement décollé**. La position du tourbillon de décrochage génère une dépression au bord de fuite produisant un moment piqueur très intense, juste avant une brusque remontée du moment de tangage (après l’étape *i*) de la Figure 1.14). La portance continue de s’effondrer jusqu’à l’étape *j*) illustrée dans la Figure 1.14.
- Des pics de pression et des variations de charges aérodynamiques semblent indiquer la présence de **tourbillons secondaires** avec une succession de décollements-recollements de la couche limite au bord d’attaque.
- Finalement, **la couche limite recolle** du bord d’attaque au bord de fuite. Le profil recouvre de la portance et le moment de tangage augmente jusqu’à retrouver un comportement « non-décollé » linéaire (phases *k*) et *l*) de la Figure 1.14).

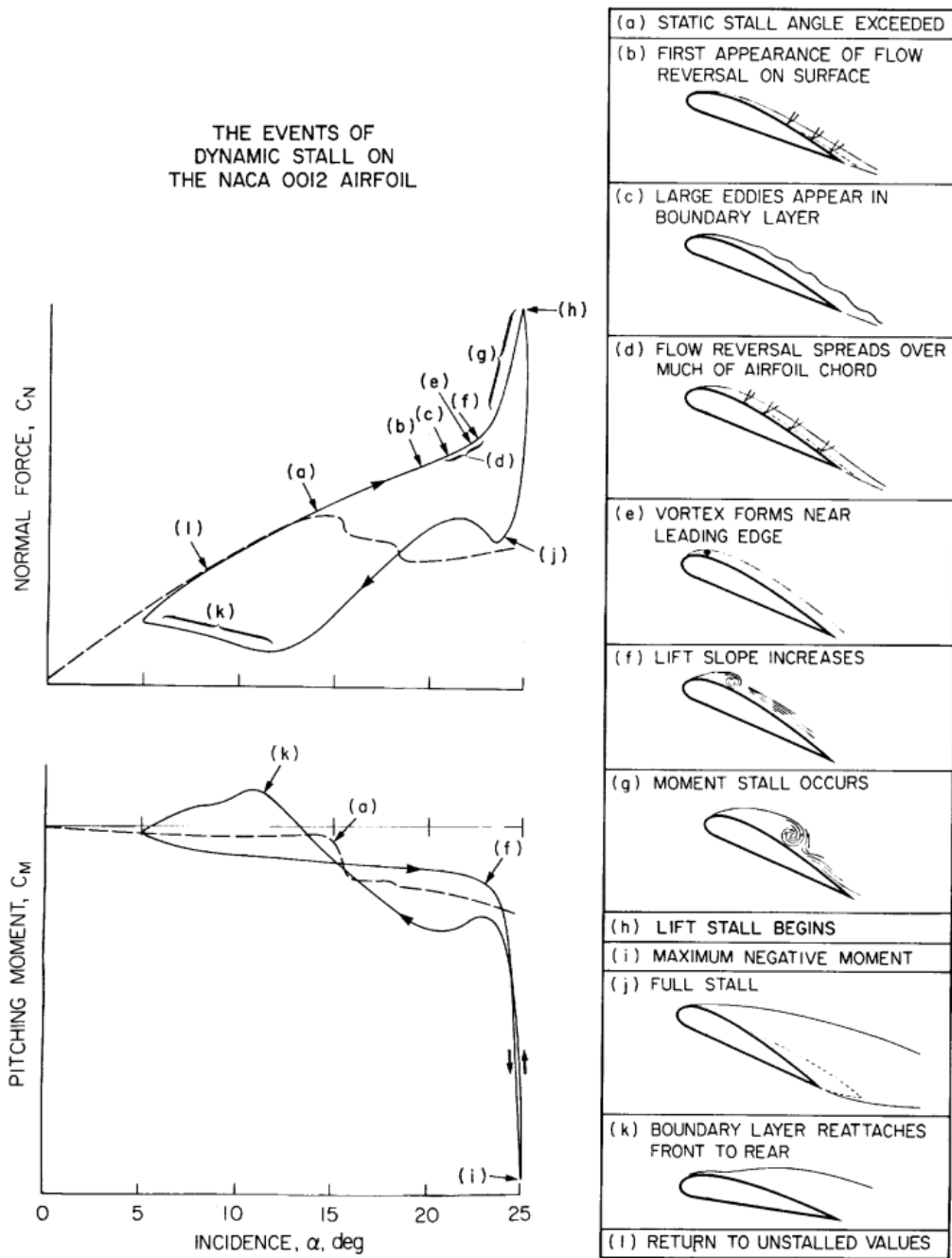


FIGURE 1.14 – Processus du décrochage dynamique sur l'évolution des coefficients de portance et de moment de tangage en fonction de l'incidence d'une section de pale [9].

La formation, le détachement du tourbillon de décrochage de la surface de la pale et son transport vers le bord de fuite sont des mécanismes majeurs du décrochage dynamique. La formation et le lâcher de tourbillons de décrochage, avec un retard du recollement, sont à l'origine des phénomènes d'hystérésis observés. Mulleners *et al.* [85, 86] ont utilisé la technique de vélocimétrie par images de particules (PIV) résolue en temps afin de détecter le transport des structures tourbillonnaires sur un profil OA209 en oscillation de tangage soumis au décrochage dynamique. Le décrochage peut être caractérisé en deux étapes. La première correspond à la formation d'instabilités dans la couche de cisaillement pendant les étapes montrant une augmentation de la portance au-delà de la portance au décrochage statique. La seconde étape est la formation du tourbillon de décrochage suite à l'enroulement de la couche de cisaillement. Puis un détachement rapide du

tourbillon de décrochage se produit, dû à une accumulation de vorticité au niveau du bord d'attaque.

McCroskey *et al.* [74] distinguent deux types de décrochage. Le premier est le **décrochage léger** ou « *light stall* » (Figure 1.15). Le décollement de la couche limite a une hauteur de l'ordre de l'épaisseur du profil. L'angle d'incidence maximum n'est que légèrement supérieur à l'angle de décrochage statique. Le profil retrouve rapidement son comportement non-décollé. L'hystérésis de la portance et du moment est donc faible dans cette configuration. Mulleners *et al.* [87] précisent que le décrochage léger apparaît lorsque le décrochage débute lors de l'oscillation vers le « bas » du profil, après avoir atteint son incidence maximale. Le tourbillon de décrochage a une relativement faible intensité.

En revanche, le **décrochage profond** ou « *deep stall* » (Figure 1.16) génère des variations d'effort plus brutales. La zone décollée est de l'ordre de la corde du profil. Dans cette configuration, l'angle de décrochage statique est très largement dépassé et des structures tourbillonnaires conséquentes et chaotiques apparaissent et sont lâ h es du bord d'attaque. Les effets d'hystérésis observés sont plus importants que dans le cas du décrochage léger puisque le retard au recollement est plus important. Mulleners *et al.* [87] ajoutent que le décrochage profond se produit lorsque le décrochage apparaît à une incidence de la pale inférieure à sa valeur maximale en phase de montée.

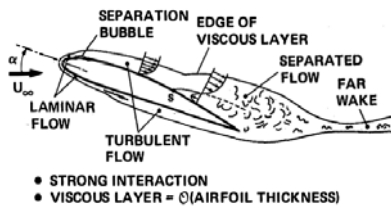


FIGURE 1.15 – Schéma de la topologie d'écoulement sur une section en décrochage léger [74].

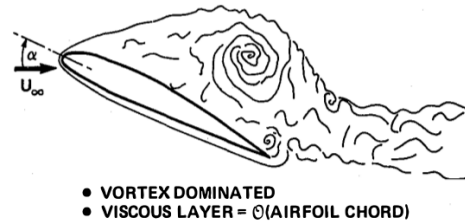


FIGURE 1.16 – Schéma de la topologie d'écoulement sur une section en décrochage profond [74].

L'influence de différents paramètres physiques sur l'apparition, l'intensité et les mécanismes du décrochage dynamique a été étudiée dans les références [9, 37, 74, 92]. Le décrochage léger est connu pour être plus sensible aux paramètres susceptibles de modifier le comportement du décollement de la couche limite. Il est donc sensible à la géométrie du profil, à la fréquence réduite de l'oscillation, à l'incidence maximale et au nombre de Mach [73, 77]. Lorsque les conditions sont suffisantes pour permettre au décrochage profond de se développer (larges amplitudes d'oscillation et angle d'incidence maximale élevé), le comportement aérodynamique du profil devient peu dépendant de la géométrie du profil, de son mouvement et des nombres de Reynolds et de Mach, dans une limite raisonnable.

La frontière entre le décrochage modéré et le décrochage profond n'est pas clairement marquée. De nombreuses études expérimentales ont montré que, lorsqu'il est soumis à des incidences suffisantes, l'écoulement autour d'un profil en oscillation de tangage est caractérisé par la présence et le développement de décollement de la couche limite sur le profil, lorsque celui-ci est immergé dans un écoulement subsonique. Dans ces conditions, à un nombre de Mach et un nombre de Reynolds donnés, le décollement est principalement caractérisé par l'incidence maximale atteinte par le profil considéré, comme illustré sur la Figure 1.17. L'incidence maximale fait également évoluer le décrochage allant du déclenchement du décrochage pour des incidences maximales plutôt faibles, puis lorsque celle-ci augmente, le décollement devient plus étendu, un fort moment piqueur et une augmentation de la traînée est obtenue. On est dans une configuration de décrochage léger. Finalement, lorsque l'incidence maximale devient très élevée, on se retrouve dans une configuration de décrochage profond avec des variations d'efforts aérodynamiques plus abruptes (Figure 1.17). Carr *et al.* [9] ont également montré que, pour une même fréquence réduite $k = \omega c / 2U_\infty = 0.15$ (où ω est la fréquence de rotation), le comportement au décrochage du

NACA0012 est différent pour des oscillations de $\alpha = 15 \text{ deg} + 6 \text{ deg} \sin(\Omega t)$, $\alpha = 15 \text{ deg} + 10 \text{ deg} \sin(\Omega t)$ et $\alpha = 15 \text{ deg} + 14 \text{ deg} \sin(\Omega t)$. En effet, plus l'incidence maximale est élevée, plus le décollement s'étend et s'épaissit. C'est principalement dû au développement du tourbillon de décrochage qui permet le passage au décrochage profond lorsque l'incidence maximale est augmentée. Une variation de cet angle d'incidence maximale de seulement 1 deg permet le passage du décrochage modéré au décrochage profond, sur le profil OA209 [61].

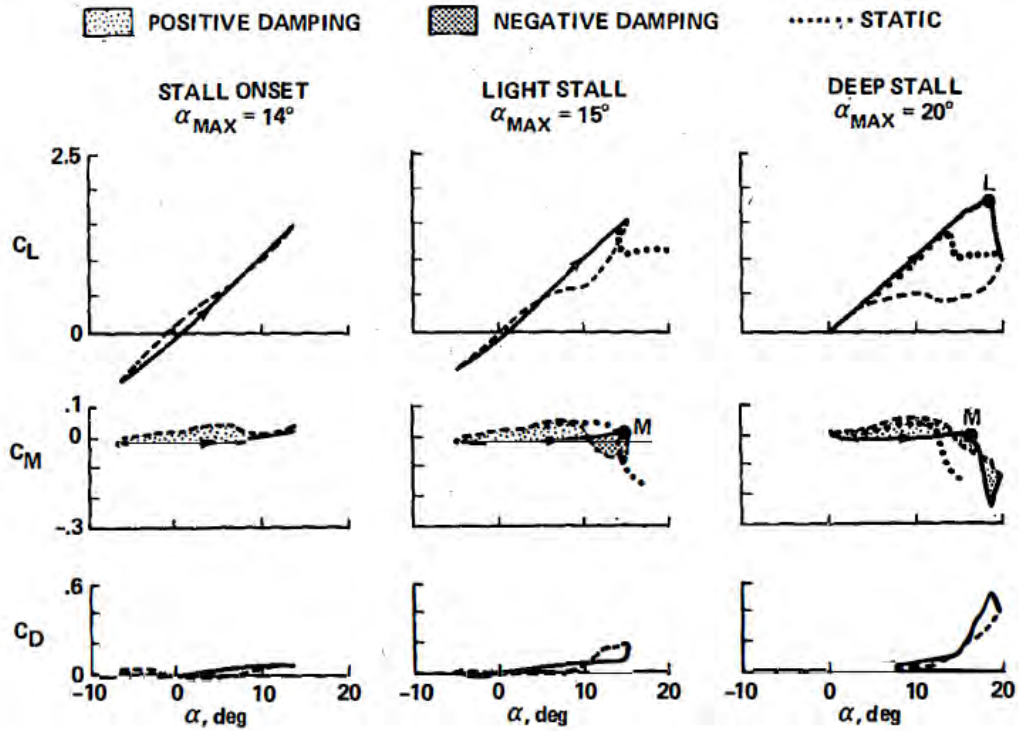


FIGURE 1.17 – Influence de l'incidence maximale sur l'apparition et l'intensité du décrochage dynamique [74].

Le nombre de Mach a une certaine importance dans le développement du décrochage. En effet, lorsque le profil est plongé dans un écoulement transsonique ou, dans une moindre mesure, lorsque l'écoulement devient supersonique au bord d'attaque (ce qui se produit pour des nombres de Mach à l'infini amont relativement faibles pour les incidences considérées), le tourbillon de décrochage se formera dans un environnement compressible. Il sera, alors, affecté par la force et le mouvement de l'onde de choc qui se produit sur le profil. De plus, les effets de compressibilité modifient considérablement les efforts aérodynamiques obtenus sur un profil bidimensionnel. Ericsson [31] a montré que la portance maximale possible dans un écoulement, a minima localement, sonique est proportionnelle à $(1 - M_\infty^2)^{3/2}$, où M_∞ est le nombre de Mach à l'infini amont et non au facteur de compressibilité de Prandtl-Glauert $(1 - M_\infty^2)^{-1/2}$ comme les écoulements subsoniques.

Lorsque le nombre de Reynolds est élevé, le décrochage se produit sensiblement plus tard et met plus de temps à se développer. Gupta *et al.* [37] ont également montré que, lorsque le nombre de Reynolds basé sur la corde est de 1.10^6 , des structures tourbillonnaires distinctes se forment au bord d'attaque et au bord de fuite du profil. Ces structures co-rotatives interagissent et finissent par former le tourbillon de décrochage.

La fréquence réduite $k = 2\pi f c / (2U_\infty)$ est le rapport entre l'échelle de temps caractéristique de la convection de l'écoulement et l'échelle de temps caractéristique du mouvement du profil. Plus la fréquence réduite est élevée, plus l'écoulement est instationnaire. L'effet de la variation de la fréquence réduite est très dépendant du profil et du type de décrochage. Sur le profil OA209, lorsque la fréquence réduite de l'oscillation de tangage est augmentée, le décollement de la couche

limite débute à un angle d'incidence plus élevé, voire même au cours du mouvement à piquer. L'apparition du décrochage est donc retardée et le décrochage, quand il intervient, est plus violent pouvant passer d'un décrochage modéré à un décrochage profond.

Enfin, le décrochage dynamique est un phénomène non-répétitif. En effet, une large variation cycle-à-cycle du comportement du profil est observée dès que le décrochage apparaît dans diverses configurations [95, 102, 103, 127]. Il est donc évident que moyenniser les différentes grandeurs aérodynamiques et structurales apportera une erreur due à la variabilité des résultats. En effet, le comportement d'un profil soumis au décrochage semble suivre plusieurs « topologies » selon le cycle considéré [102]. Ainsi, moyenniser sur un grand nombre de cycles ne permettrait pas de représenter correctement le comportement aéroélastique réel du profil.

Synthèse

- Le décrochage dynamique peut être approché par des **configurations bidimensionnelles en oscillation de tangage**.
- Le décrochage engendre un **fort moment à piquer** puis une **chute de portance**.
- L'incidence maximale et la fréquence des oscillations contribuent à l'intensité du décrochage.

1.3 Différence avec le rotor d'hélicoptère en vol d'avancement

Néanmoins, même si l'approximation du profil en oscillation de tangage permet d'obtenir avec plus d'aisance le comportement d'une section de pale soumise au décrochage dynamique et les mécanismes qui le composent, cela reste insuffisant pour une compréhension complète du phénomène.

Bousman [6] a étudié le décrochage dynamique apparaissant sur le rotor principal de l'hélicoptère UH-60A issu de données d'essais en vol [58]. Il a montré que lors d'un vol d'avancement stabilisé, plusieurs événements de décrochage apparaissent sur le disque rotor. Ceux-ci se produisent à différentes positions azimutales et radiales, comme illustré sur la cartographie en Figure 1.18. Il a également montré que la phénoménologie du décrochage reste similaire au décrochage bidimensionnel. On a bien la succession d'un décrochage en moment (symbole O sur la Figure 1.18), puis un décrochage en portance (symbole X sur cette même figure) caractéristiques de la formation et la convection du tourbillon de décrochage présentées dans le paragraphe précédent. Néanmoins, l'écoulement vu par la pale est profondément tridimensionnel en environnement « rotor », et Bousman a mis en évidence l'effet de plusieurs aspects, négligés dans les études bidimensionnelles des profils en oscillations, sur le décrochage, notamment la réponse aéroélastique de la pale et la proximité à la pale d'un tourbillon d'extrémité.

Cette section a pour objectif de présenter plusieurs aspects montrant l'importance de considérer les rotors complets, articulés et déformables, lors de l'étude du décrochage dynamique.

1.3.1 Rôle de l'envergure de pale

Rossow [111] évoque brièvement le rôle du tourbillon d'extrémité sur la répartition radiale des efforts sur une aile rectangulaire. Il montre que l'enroulement de la nappe tourbillonnaire affecte considérablement les efforts au niveau de l'extrémité de l'aile lorsqu'elle est à hautes incidences en comparaison à une nappe tourbillonnaire restant « plane ».

Lorber *et al.* [69–71] ont mis en évidence le rôle du tourbillon d'extrémité de pale sur l'apparition du décrochage sur une configuration d'aile d'envergure finie en oscillation de tangage. En effet, celui-ci va perturber l'environnement aérodynamique autour de l'extrémité de pale et donc l'apparition du décrochage. Ils ont montré que le tourbillon d'extrémité va réduire les incidences sur la pale et donc retarder l'apparition du décrochage sur les derniers 10% de corde de l'extrémité.

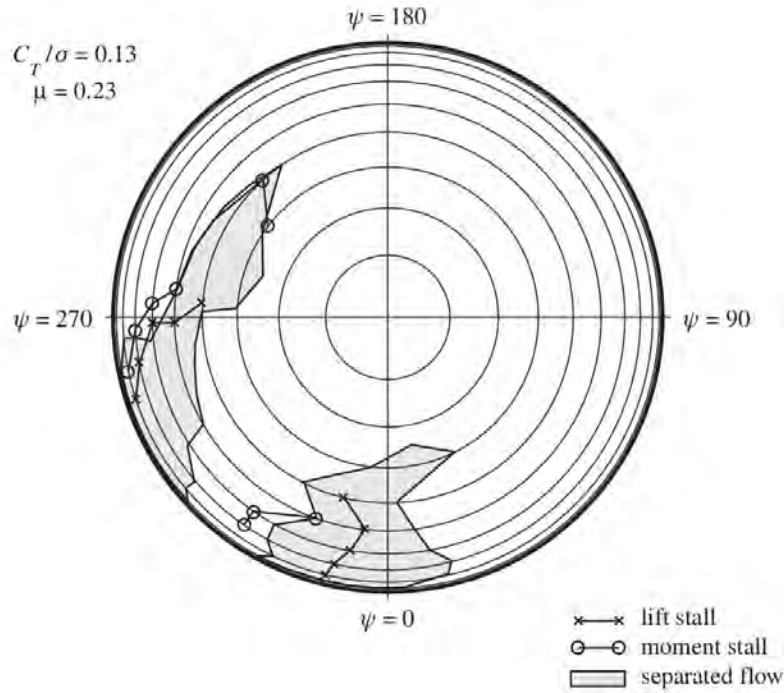


FIGURE 1.18 – Cartographie des régions de décollement et de la position du décrochage en moment et en portance sur un rotor en vol d'avancement [6].

Ils ont également montré que pour un nombre de Mach inférieur à 0.3, le tourbillon d'extrémité interagit avec le tourbillon de décrochage et intensifie les effets instationnaires observés sur les efforts.

Moir et Coton [82] ont étudié le comportement d'une aile (NACA0015) d'envergure finie lorsqu'elle est soumise à des oscillations de tangage autour de sa ligne de quart de corde. Ils ont montré la présence de deux structures tourbillonnaires principales : le tourbillon de décrochage émis par le bord d'attaque et les tourbillons d'extrémité de l'aile. Un tourbillon de bord de fuite a également été observé. L'écoulement est globalement bidimensionnel à mi-envergure de l'aile. Néanmoins, si le développement du tourbillon de décrochage est, dans un premier temps, relativement uniforme sur la plupart de l'aile, il se transforme rapidement en tourbillon en arche, «*Ω-shaped*», comme cela a été identifié par Horner *et al.* [43]. Une illustration du développement du tourbillon de décrochage issu du bord d'attaque est proposée par Horner *et al.* [43] et est présentée en Figure 1.19. Ils ont également justifié un développement plus rapide du tourbillon de décrochage à mi-envergure. L'incidence aérodynamique est plus élevée dans cette région puisque la déflexion vers le bas, produite par les tourbillons d'extrémité, est minimale. De plus, le développement d'un tourbillon de bord de fuite favorisant le tourbillon de décrochage, déjà évoqué lors d'études bidimensionnelles par Gupta *et al.* [37], est observé.

Le Pape *et al.* [61] ont mis en œuvre des études en soufflerie d'un profil et d'une aile d'envergure finie d'un profil hélicoptère OA209 en oscillation de tangage et soumis au décrochage dynamique. Ils ont également montré que l'influence du tourbillon d'extrémité s'accroît en s'approchant de l'extrémité de la pale. En effet, l'incidence nécessaire pour que l'aile décroche est de plus en plus élevée en s'approchant de l'extrémité et le décrochage obtenu devient de moins en moins intense. Le moment piqueur est moins important, les boucles d'hystérésis moins marquées et les variations des efforts aérodynamiques sont plus faibles près de l'extrémité. Ils ont également montré que l'écoulement reste attaché au niveau de l'extrémité de la pale quand le reste de la pale est entièrement décollé.

Cet effet de l'extrémité de la pale a été également identifié par de nombreuses études sur des ailes d'envergure finie en oscillation de tangage. Parmi elles, on peut citer les Références 19,95,97,

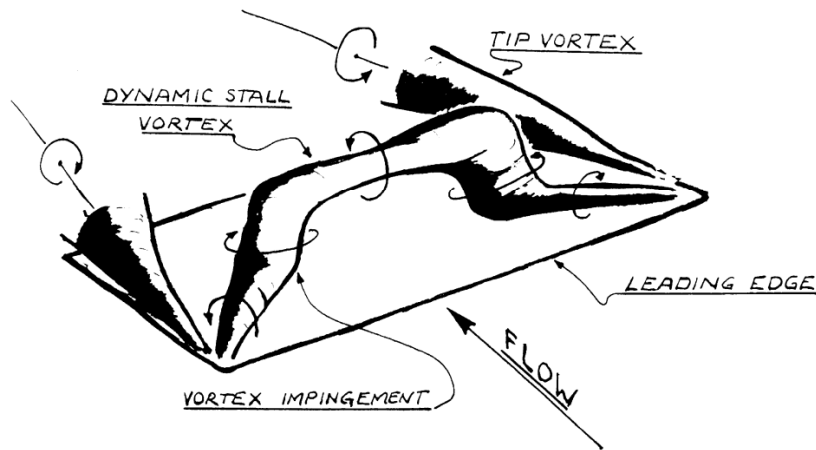


FIGURE 1.19 – Schéma du développement du tourbillon de bord d'attaque en tourbillon en arche en conditions tridimensionnelles [19].

112, 113, 124, 130 qui révèlent également une réduction de l'incidence provoquée par le tourbillon d'extrémité qui permet ainsi de prévenir l'apparition du décrochage à proximité du bout de pale.

Bousman [6] a également montré cette réduction du décrochage sur l'extrémité de la pale sur des configurations rotor lors d'essais en vol, plus précisément sur la portion à une corde du bout de pale. De plus, dans une configuration rotor complète, des écoulements transverses vont se développer puisque l'angle de flèche varie avec la position radiale et azimutale de la portion de pale considérée. Le comportement de la pale est foncièrement différent le long de son envergure. Cet aspect sera discuté dans le prochain paragraphe, traitant de l'influence de la rotation des pales dans le développement du décrochage dynamique.

1.3.2 Rôle de la rotation

Contrairement aux modélisations dites « de profil oscillant », la pale du rotor principal d'un hélicoptère subit une rotation autour du mât rotor. Cette rotation va engendrer une modification de l'écoulement amont tel qu'il est vu par chaque élément de la pale au cours du temps. La vitesse tangentielle locale U_T varie non seulement en envergure, mais aussi au cours de la rotation selon $U_T = \Omega r + U_\infty \cos \alpha_q \sin(\Omega t)$ où U_∞ est la vitesse d'avancement, Ω est la vitesse de rotation de la pale et α_q est l'inclinaison du mât. De plus, lors d'un vol d'avancement, la translation va engendrer des écoulements radiaux $U_R = U_\infty \cos \alpha_q \cos(\Omega t)$ non négligeables (Figure 1.10).

En 1947, Himmelskamp [42] a mis en évidence l'influence de la rotation d'une pale sur le décollement de la couche limite et, plus particulièrement, sur l'apparition du décrochage dynamique. En effet, la rotation permet de retarder l'apparition du décrochage à des valeurs de portance plus élevées que celles obtenues par des configurations bidimensionnelles, en l'absence de rotation, avec un même profil aérodynamique. Ce retard s'accroît en s'approchant de l'axe de rotation, empêchant alors l'apparition du décrochage dans les régions de faible r/R . L'hypothèse, présentée par Himmelskamp pour justifier l'influence de la rotation sur le décrochage, est basée sur les forces induites par la rotation venant stabiliser la couche limite.

En effet, Harris *et al.* [40] présentent les causes possibles de l'amincissement de la couche limite et du retard du décrochage. Cet amincissement de la couche limite serait notamment dû à la présence d'un écoulement radial du pied vers l'extrémité de la pale, induit par la rotation. Ce type d'écoulement peut avoir plusieurs origines lors d'un vol d'hélicoptère en vol d'avancement. Il peut être dû à la position de la pale au cours de la rotation, aux efforts centrifuges ou à la distribution de pression sur la pale. D'autre part, l'accélération le long de la corde, en réponse à la force de Coriolis, permet de retarder l'apparition du décrochage dynamique. En effet, la force de Coriolis, lorsque

l'écoulement est orienté vers l'extrémité, va venir accélérer l'écoulement dans la direction opposée à la rotation. D'autre part, le mouvement de battement génère également une force de Coriolis qui tend à accélérer le fluide dans la direction de la corde. En effet, lors d'un vol d'avancement, la pale bat vers le bas lorsqu'elle est en région de pale reculante (vu au paragraphe 1.1) produisant ainsi un écoulement dirigé vers l'extrémité. L'accélération de Coriolis est donc opposée à la rotation de la pale dans la région du décrochage dynamique. Celle-ci va agir comme un gradient de pression favorable et va privilégier l'attachement de la couche limite, retardant le décollement et donc le décrochage. Les effets de l'accélération de Coriolis sont plus forts près de l'axe justifiant le retard plus important du décrochage dans cette région.

Banks et Gadds [3] ont mis en place une étude analytique pour confirmer l'observation faite par Himmelskamp [42] suggérant que la rotation d'une voilure retarde l'apparition du décrochage. Ils ont ainsi montré théoriquement que la rotation permet de retarder le décollement d'un écoulement purement laminaire, et, éventuellement, de l'empêcher complètement, en stabilisant la couche limite tant que les gradients de pression adverse sont relativement faibles.

Par la suite, ces effets ont été confirmés lors de plusieurs études. Il est donc important de considérer la rotation notamment pour prendre en compte l'effet de la force centrifuge [15, 25, 27, 28, 40, 84, 97, 99, 112, 113]. Celle-ci, comme proposé par Himmelskamp, a un effet stabilisant de la couche limite en produisant des gradients de pression radiaux favorables. En effet, un fort écoulement transverse en direction de l'extrémité se développe dans les régions décollées. Ces régions sont plus impactées par les effets centrifuges car les écoulements décollés sont plus lents que l'écoulement non perturbé [25, 99]. L'écoulement transverse produit dans la région décollée balaie le tourbillon de décrochage dynamique, lorsqu'il se forme, vers l'extérieur. Celui-ci est plus allongé et reste plus près de la paroi par rapport à des configurations sans rotation [34]. L'accélération de Coriolis est également impliquée dans la production d'écoulement radial. En effet, une modification de l'écoulement radial est observée [98] en faisant varier le paramètre d'avancement μ à une vitesse de rotation constante (donc à force centrifuge constante).

1.3.3 Rôle du sillage

Le sillage d'un hélicoptère est composé des tourbillons marginaux et du sillage des parties fixes : fuselage, tête-rotor... Les interactions entre les pales et ces sillages sont sources de perturbations aérodynamiques. Celles-ci peuvent donc influencer l'apparition et l'intensité du décrochage dynamique. Ainsi, dans cette partie, nous nous concentrerons sur l'influence sur le décrochage dynamique des tourbillons générés par les extrémités de pale et de leurs interactions avec les voilures tournantes.

Qu'est ce qu'un tourbillon marginal ?

Le tourbillon marginal se forme suite au déplacement de l'air de l'intrados (région de surpression) vers l'extrados (surface supérieure de la voilure portante caractérisée par une dépression) (Figure 1.20). Une discontinuité de vitesse dans la direction de l'envergure entre l'intrados et l'extrados est observée au niveau du bord de fuite, formant une nappe tourbillonnaire (Fig. 1.21). La vorticité axiale du sillage est proportionnelle à la variation en envergure de la charge, ou de la circulation, sur la pale. Celle-ci est particulièrement élevée en extrémité, où les efforts dus à la rotation et à l'annulation de la portance au-delà de la pale sont concentrés, provoquant l'enroulement de la nappe tourbillonnaire. Un intense tourbillon marginal va alors se former (Figure 1.22).

L'écoulement au cœur du tourbillon marginal est essentiellement laminaire [24, 111]. En effet, la Figure 1.23, issue de l'étude de Ramasamy *et al.* [101], illustre trois régions au sein du tourbillon. La région « 1 », le cœur du tourbillon, est dépourvue de grosse structure tourbillonnaire turbulente avec un écoulement dépendant uniquement de la distance au centre du tourbillon, caractéristique d'une région laminaire. La région « 2 » présente des structures tourbillonnaires de taille variable, c'est une zone de transition vers la turbulence en région « 3 ».

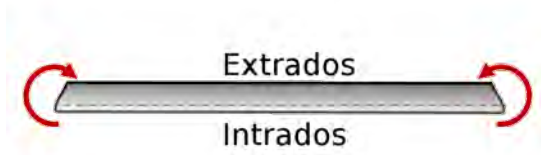


FIGURE 1.20 – Schéma de la répartition du déplacement d'air en extrémité d'aile.

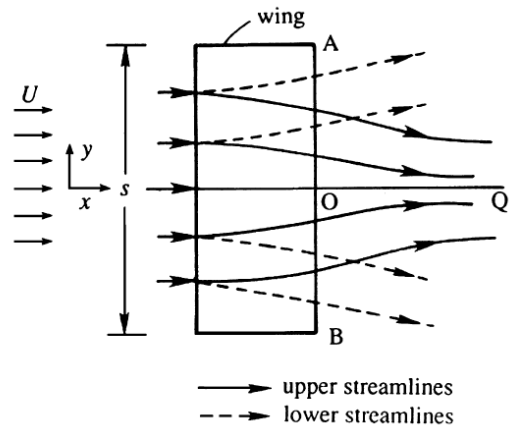


FIGURE 1.21 – Schéma de la discontinuité de vitesse entre l'extrados et l'intrados [59].

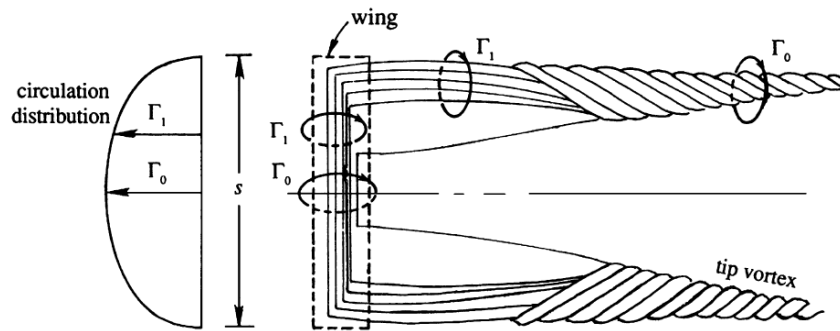


FIGURE 1.22 – Schéma de la répartition de circulation sur l'aile et de l'enroulement tourbillonnaire [59].

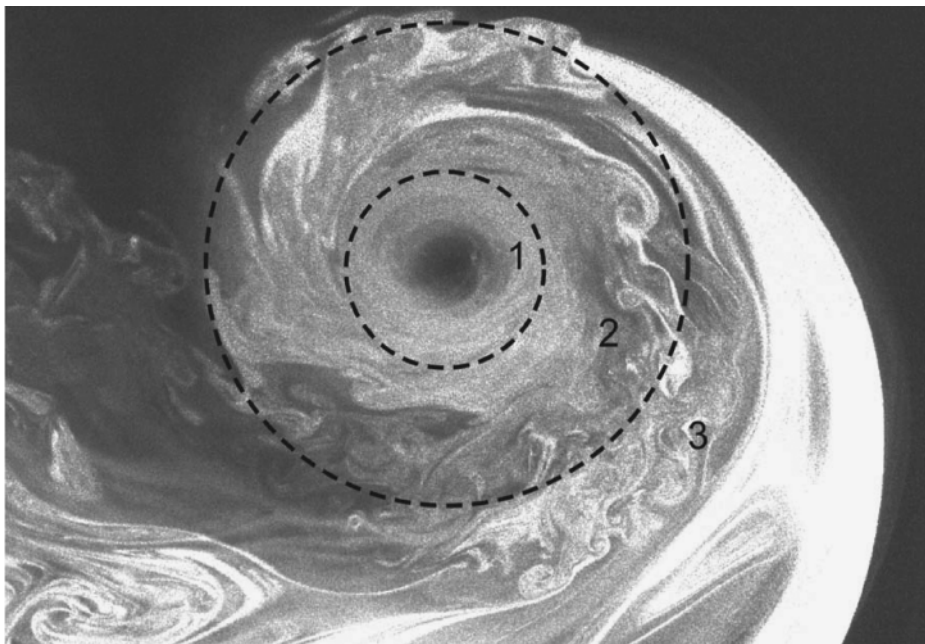


FIGURE 1.23 – Visualisation par plan laser d'un tourbillon marginal [101].

Tourbillons d'extrémité d'un rotor d'hélicoptère

De manière théorique, c'est-à-dire sans perturbation extérieure, les tourbillons marginaux des pales d'hélicoptère ont une géométrie hélicoïdale [29]. Ceux-ci sont représentés sur la Figure 1.24 et sont caractérisés par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \Delta x = (V_{ix} + V_{\infty} \cos \alpha_q) \Delta t \\ \Delta y = V_{iy} \Delta t \\ \Delta z = (V_{iz} + V_{\infty} \sin \alpha_q) \Delta t \end{cases} \quad (1.16)$$

où V_i est la vitesse induite telle qu'elle a été introduite par Prandtl dans la théorie de la ligne portante. C'est une grandeur modélisant la déflexion de l'écoulement par la surface portante.

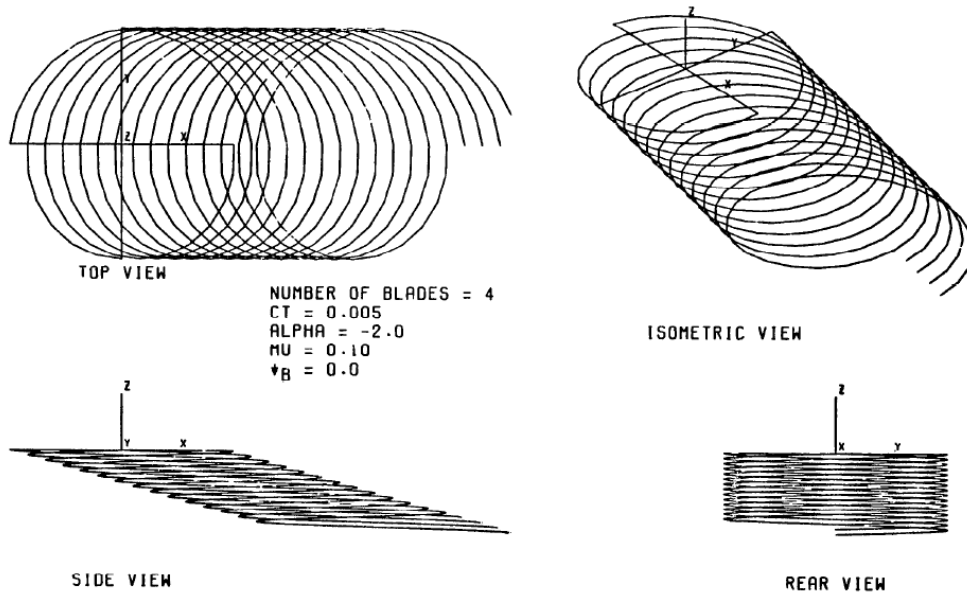


FIGURE 1.24 – Schéma des tourbillons marginaux émis par un rotor en vol d'avancement [29].

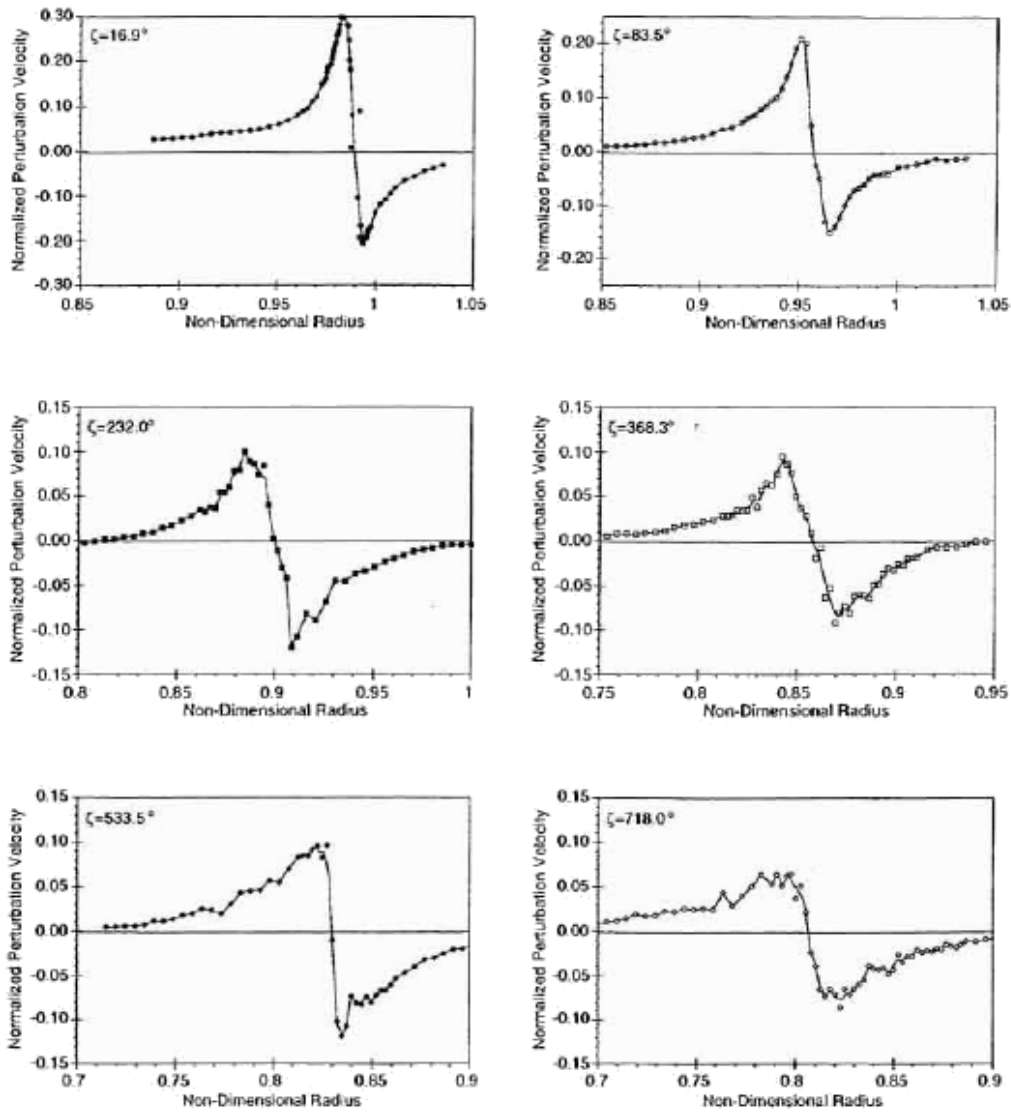
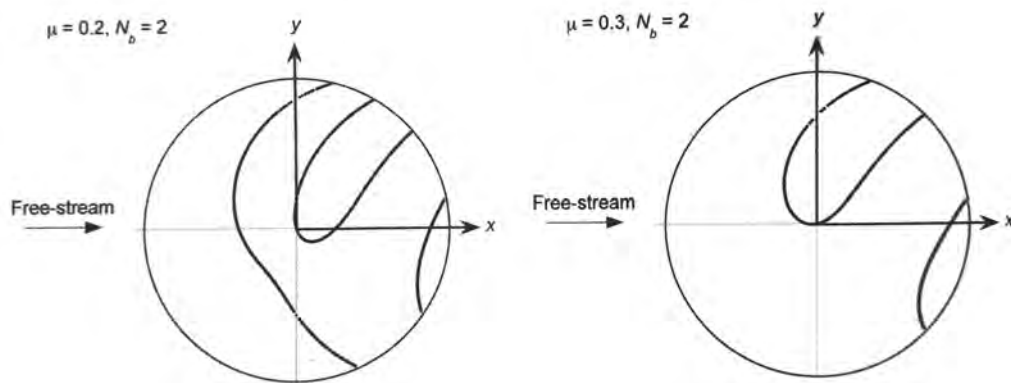
La géométrie du sillage non déformé produit par les pales ne dépend donc que de la vitesse d'avancement, de la poussée générée par le rotor (qui intervient dans la valeur de la vitesse induite (V_{ix}, V_{iy}, V_{iz})), de l'inclinaison du disque rotor et du nombre de pales.

Néanmoins, en configuration réaliste, le sillage émis par le rotor est perturbé par les effets induits par les pales ou encore par le sillage lui-même (par auto-induction). La géométrie du sillage ne sera donc pas parfaitement hélicoïdale. Il y a ainsi un couplage entre le comportement des pales et celui du sillage. Ils vont s'influencer de manière réciproque. Les pales et leur mouvement vont induire des écoulements perturbant le sillage qui est alors déformé. Finalement, cette déformation modifie l'influence du sillage sur le comportement aérodynamique des pales.

Effet des interactions pale-tourbillon sur le décrochage

Les tourbillons d'extrémité peuvent rester très proches du rotor lors de configurations de vol d'avancement, surtout s'ils opèrent à faible charge ou à faible vitesse. Ils peuvent ainsi générer des modifications de l'environnement aérodynamique de la pale et notamment l'incidence effective [63]. En effet, le tourbillon génère une forte vitesse tangentielle près de son cœur (Figure 1.25) après son émission puis quand l'âge du sillage va s'accroître, le tourbillon va se diffuser, le cœur va s'élargir et la vitesse tangentielle va diminuer [64].

La Figure 1.26 illustre les interactions possibles sur un rotor bipale à deux paramètres d'avancement μ différents. On observe effectivement la présence d'interactions possibles entre la pale et un tourbillon en pale reculante, où le décrochage dynamique peut apparaître.


 FIGURE 1.25 – Vitesse tangentielle à différents âges de sillage (noté ζ) [64].

 FIGURE 1.26 – Cartographies des interactions possibles entre une pale et un tourbillon marginal sur un rotor bipale en vol d'avancement à deux paramètres d'avancement (μ) [63].

L'inclinaison de l'interaction pale-tourbillon est variable en fonction des conditions de vol du rotor d'hélicoptère. Ces interactions peuvent être de trois types : interaction parallèle, perpendi-

culaire ou oblique (Figure 1.27).

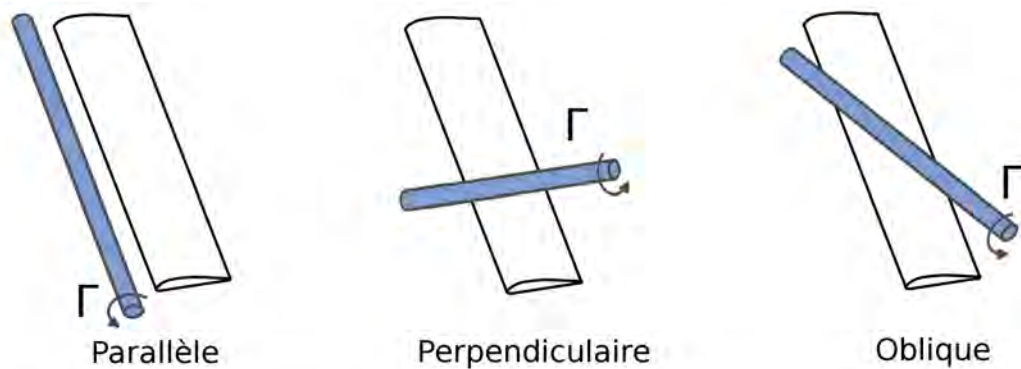


FIGURE 1.27 – Schéma des différentes topologies d'interaction pale-tourbillon.

Plusieurs études ont porté sur l'étude de l'influence du passage d'un tourbillon au niveau d'une pale isolée tournante ou non-tournante sur ses performances aérodynamiques. Parmi elles, on peut citer les travaux expérimentaux de Kokkalis *et al.* [56, 57] concernant le comportement aérodynamique d'une pale NACA0015 en rotation soumise à une interaction pale-tourbillon parallèle (Figure 1.27). L'interaction pale-tourbillon parallèle modifie brièvement la pression au niveau du bord d'attaque. La différence de pression entre l'intrados et l'extrados augmente quand le tourbillon s'approche du bord d'attaque et est réduite dès lors qu'il dépasse la pale [56, 57].

L'interaction pale-tourbillon perpendiculaire sur un profil NACA23012 en oscillation de tangage, en situation de décrochage, a également été étudiée expérimentalement par Gibertini *et al.* [35]. Deux configurations de décrochage ont été investiguées : un décrochage léger et un décrochage profond. Le comportement aérodynamique de part et d'autre de l'interaction est très différent. En effet, d'un côté, le tourbillon vient augmenter l'incidence par une vitesse ascendante venant frapper la pale, tandis que de l'autre, l'écoulement descendant réduit les incidences des sections de pale considérées. L'interaction favorise alors le développement du décrochage dynamique d'une part et le retarde de l'autre.

Néanmoins, ces études portent sur des configurations simplifiées et ne permettent pas d'évaluer le comportement d'une pale en situation réelle, lors d'un vol d'avancement. En effet, les effets tridimensionnels ne sont pas considérés. De plus, l'interaction est supposée soit parfaitement parallèle, soit parfaitement perpendiculaire, or celle-ci peut être oblique comme dans la configuration de rotor complet étudiée numériquement par Richez [105], illustrée dans la Figure 1.28.

En 1972, Landgrebe [60] a réalisé des études expérimentales et théoriques d'un rotor, constitué de quatre pales NACA0012 en vol stationnaire. L'objectif est d'évaluer l'influence du sillage et de sa géométrie sur les performances du rotor. Il a montré l'influence du sillage sur l'incidence de la pale. En effet, en augmentant la charge du rotor, la force du tourbillon marginal est également accrue. Couplé à la proximité du sillage des pales, le champ de vitesse induite par le sillage modifie localement l'angle d'incidence sur la pale. En effet, un écoulement ascendant va augmenter les incidences et peut, à forte charge, provoquer le décrochage en extrémité de pale.

Richez [105] a également mis en évidence, lors d'une étude utilisant des simulations numériques sur le rotor 7A, articulé et déformable, que de telles interactions pale-tourbillon se produisaient bien dans la région du décrochage lors d'un vol d'avancement. Dans cette étude, un rotor quadripale est considéré avec un paramètre d'avancement $\mu = 0.3$. La Figure 1.28 met en évidence une interaction pale-tourbillon en pale reculante. Elle se produit dans la même région azimutale et radiale que le développement du décrochage dynamique. Il n'est cependant pas aisé de déterminer l'influence du passage du tourbillon sur l'apparition du décrochage, compte tenu du nombre de phénomènes couplés intervenant dans cette région du disque rotor. Néanmoins, il est évident que la présence des tourbillons marginaux à proximité des pales modifie localement l'environnement aérodynamique et donc influence l'apparition ou le développement du décrochage

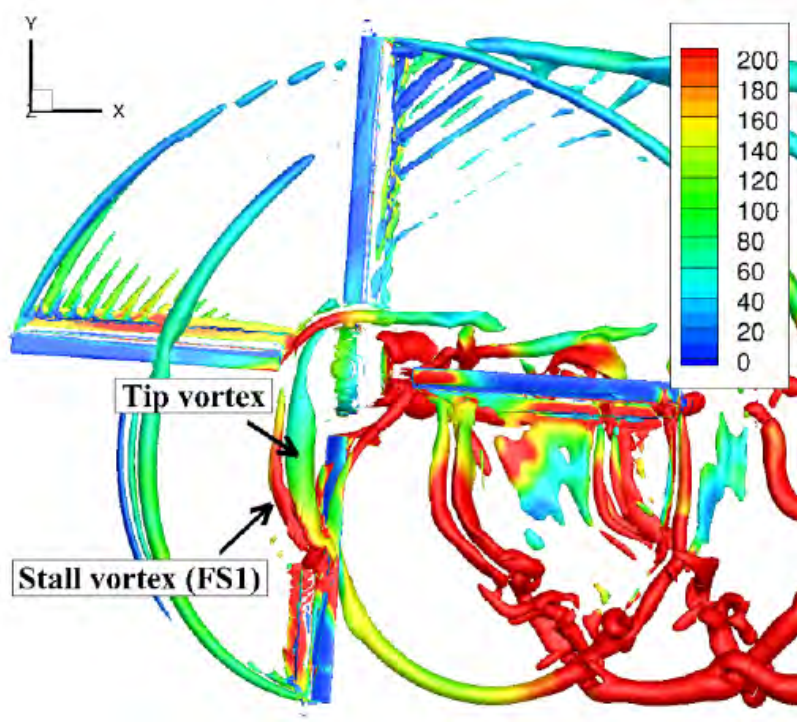


FIGURE 1.28 – Interaction pale-tourbillon oblique observée numériquement sur un rotor 7A en vol d'avancement [104].

dynamique.

1.3.4 Rôle de la déformation

L'angle d'incidence d'une section de pale d'hélicoptère est défini comme suit :

$$\alpha = \theta_{\text{contrôle}} + \theta_{\text{elas}} + \phi \quad (1.17)$$

où $\theta_{\text{contrôle}}$ est l'angle de contrôle défini par le mouvement de la pale (le pas θ) et son vrillage θ_{vrill} , θ_{elas} est l'angle de déformation en torsion de la pale et ϕ est l'angle induit modélisant notamment la déflexion de l'écoulement par le souffle du rotor.

Il est donc évident que la réponse structurale de la pale aux différentes sollicitations a une influence (par θ_{elas}) non seulement sur l'incidence des pales d'un rotor d'hélicoptère mais aussi sur le décrochage dynamique.

Bousman [6] a analysé trois configurations de vol décrochées, issues d'essais en vol d'un hélicoptère UH-60A [58] : deux vols de manœuvre et un vol d'avancement stabilisé. Il suggère alors que si la condition de vol permet d'estimer si un évènement de décrochage va se produire, c'est la dynamique en torsion des pales qui va déterminer où ce décrochage aura lieu sur le disque rotor. Il justifie cette proposition par la présence de régions de décrochage à une fréquence similaire à celle de la torsion de la pale (aussi observée par Tarzanin [125]) alors que le mouvement en pas de celle-ci a un contenu harmonique de faible fréquence (le premier harmonique est dominant).

Le moment piqueur résultant du décrochage dynamique est un phénomène de haute fréquence et constitue une source d'excitation du mode de torsion de la pale. En effet, lorsqu'un évènement de décrochage est observé, les fluctuations de torsion sur la pale sont plus élevées. Ainsi, un décrochage en moment va venir exciter le mode de torsion de la pale. Dans un premier temps, la pale va subir un moment piqueur, générant une forte torsion négative qui va, dans un second temps, mener à une réponse en torsion positive qui va accroître l'incidence et peut mener à un évènement de décrochage en portance (la référence [41] montre des configurations de décrochage dynamique sans décrochage en portance) voire à un second évènement de décrochage

dynamique (en moment et en portance [6]). Harris *et al.* [41] ont montré que les rotors à pales rigides ont tendance à retarder, voire empêcher, le développement du décrochage par rapport aux rotors à pales souples. Ceci a été confirmé par la suite par d'autres études [79]. Cela illustre bien le rôle de l'excitation du mode de torsion sur le décrochage en portance.

Synthèse

- L'approximation bidimensionnelle néglige un grand nombre de phénomènes observés sur un rotor.
- Le **tourbillon marginal** réduit les incidences en extrémité de pale et donc retarde le développement du décrochage dynamique dans cette région.
- Le **sillage** reste à proximité des pales et influence fortement l'environnement aérodynamique des pales : il peut favoriser comme limiter le développement du décrochage dynamique.
- La **déformation en torsion** des pales modifie localement l'incidence des sections de pale et est ainsi un déclenchement possible du décrochage.

1.4 Modélisation des écoulements turbulents

Dans cette partie, les bases de l'aérodynamique, l'étude des mouvements de l'air autour de corps solides, seront exposées. L'objectif est de comprendre puis modéliser les écoulements rencontrés autour d'un rotor d'hélicoptère. Ces écoulements sont soumis à un grand nombre de mécanismes pouvant mener à la turbulence.

La turbulence est un régime d'écoulement caractérisé par son caractère chaotique et son imprévisibilité. Les variables aérodynamiques (vitesse, densité, pression, température) fluctuent de manière aléatoire au cours du temps et en espace. La turbulence est également caractérisée par la formation de structures tourbillonnaires de différentes échelles (spatiale et temporelle) avec un mécanisme en cascade du transfert d'énergie. En effet, les plus grandes structures se divisent en de plus petites qui sont finalement dissipées par la viscosité du fluide. La turbulence se développe dès lors que les effets convectifs, qui mettent en mouvement le fluide, sont suffisamment grands par rapport aux effets visqueux.

Dans un premier temps, les équations régissant les écoulements de fluide newtonien compressible seront décrites. Puis dans un second temps, la prise en compte de la turbulence dans la description de l'écoulement sera évoquée. Nous présenterons l'approche **RANS** (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) qui permet de modéliser intégralement les effets de la turbulence sur l'écoulement moyen. Finalement, les différents modèles de turbulence basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui ont été utilisés lors de ces travaux de thèse seront brièvement exposés.

1.4.1 Équations de Navier-Stokes

Les équations de la mécanique des fluides, permettant de décrire le comportement d'un écoulement fluide newtonien compressible non-pesant, sont présentées dans ce paragraphe. La physique qui régit chacune des équations sera brièvement explicitée. La notation indicielle d'Einstein est utilisée dans le but de simplifier les équations présentées. Cette notation repose sur la sommation des indices répétés : pour tout vecteur $\vec{c} = (c_1, c_2, c_3)$ et $\vec{n} = (n_1, n_2, n_3)$, on note $c_i n_i$ la somme $\sum_{i=1}^3 c_i n_i$.

– L'équation de conservation de la masse :

La première équation provient du principe de la conservation de la masse. En l'absence de source de fluide, la masse volumique dans un volume donné ρ se conserve au cours du mouvement. Elle

ne peut ni se détruire, ni se produire. L'équation de conservation de la masse du fluide s'exprime comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.18)$$

où ρ est la masse volumique du fluide, t est le temps et les x_i sont les variables d'espace.

– Les équations de conservation de quantité de mouvement :

La seconde loi de Newton appliquée à un fluide permet de déterminer la deuxième équation régissant un écoulement fluide.

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.19)$$

où p représente la pression statique et le terme τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses défini par :

$$\tau_{ij} = \mu(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (1.20)$$

où $\mu(T)$ est la viscosité dynamique qui dépend de la température T et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

– L'équation de conservation de l'énergie :

La dernière équation régissant les écoulements fluides résulte du premier principe de la thermodynamique appliquée au fluide, caractérisant la conservation de l'énergie totale. L'énergie totale E est définie comme la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique :

$$\rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad (1.21)$$

où γ est le rapport des capacités thermiques isobare et isochore. Pour un gaz parfait di-atomique comme l'air, on considérera $\gamma = 1.4$. L'équation de la conservation d'énergie s'écrit donc :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial[(\rho E + p) u_i]}{\partial x_i} = \frac{\partial(\tau_{ij} u_j)}{\partial x_i} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (1.22)$$

où $q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}$ est le flux de chaleur défini par la loi de Fourier et λ est la conductivité thermique du fluide.

Le système d'équations obtenu est composé de cinq équations pour sept inconnues : la vitesse $\vec{u}$, la pression p , la masse volumique ρ , la température T et la viscosité dynamique μ . Deux nouvelles équations sont donc nécessaires pour fermer le système.

La première est la loi des gaz parfaits :

$$p = (c_p - c_v) \rho T \quad (1.23)$$

Les termes c_p et c_v sont respectivement la capacité thermique massique isobare et isochore.

La seconde est la loi de Sutherland permettant de relier la viscosité dynamique μ à la température du fluide T :

$$\mu = \mu_r \left(\frac{T}{T_r} \right)^{3/2} \frac{T_r - 110.4}{T - 110.4} \quad (1.24)$$

où μ_r et T_r définissent respectivement la viscosité dynamique et la température de référence.

1.4.2 Équations de Navier-Stokes moyennées : Reynolds-Averaged Navier-Stokes

La modélisation de la turbulence peut être considérée par une approche statistique dans laquelle les champs (f) sont décomposés en un champ moyen ($\bar{f}$) et un champ fluctuant (f') avec $\bar{f'} = 0$ et $\bar{\bar{f}} = \bar{f}$ par la décomposition de Reynolds :

$$f = \bar{f} + f' \quad (1.25)$$

En écoulement compressible, il est utile d'employer la décomposition basée sur la moyenne pondérée par la masse (moyenne de Favre), $\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$ quelle que soit la quantité f , pour définir la vitesse et la température :

$$f = \tilde{f} + f'' \quad (1.26)$$

En moyennant les équations de Navier-Stokes présentées précédemment et en omettant certains des termes considérés comme négligeables, on obtient les équations de Navier-Stokes moyennées aussi appelées les équations RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes).

– **L'équation moyennée de conservation de la masse :**

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.27)$$

– **Les équations moyennées de conservation de quantité de mouvement :**

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - R_{ij} \quad (1.28)$$

où R_{ij} est le tenseur des contraintes de Reynolds :

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} \quad (1.29)$$

– **L'équation moyennée de conservation de l'énergie :**

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E})}{\partial t} + \frac{\partial [(\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_i]}{\partial x_i} = -\frac{\partial (\overline{(\rho E'' + p'') u_j''})}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}) - \frac{\partial (\overline{\rho u_i'' u_j''} \tilde{u}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i)}{\partial x_j} \quad (1.30)$$

Ces équations font apparaître de nouvelles inconnues liées à la non-linéarité des équations : les tensions de Reynolds R_{ij} et $(\rho E'' + p'') u_j''$. Ces termes relient les fluctuations de l'écoulement turbulent à l'écoulement moyen. Ces fluctuations étant inconnues, le système des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) est donc ouvert.

1.4.3 Hypothèse de Boussinesq et fermeture du système au premier ordre

L'hypothèse de fermeture la plus généralement utilisée, notamment en industrie, est l'hypothèse de Boussinesq. Elle permet d'écrire les tensions de Reynolds $R_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''}$ comme suit :

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_t (S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (1.31)$$

où S_{ij} est le tenseur des taux de déformation tel que :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} (\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}) \quad (1.32)$$

La relation de Boussinesq fait alors apparaître un nouveau concept. Celui de la viscosité turbulente : μ_t . Elle permet de représenter la diffusion induite par la turbulence sur l'écoulement moyen. L'énergie cinétique turbulente k est également impliquée dans la relation de Boussinesq. L'hypothèse de Boussinesq permet de définir la turbulence avec uniquement deux scalaires :

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_t (S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (1.33)$$

$$\overline{c_p \rho u_i'' T''} = -\frac{\mu_t c_p}{Pr_T} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (1.34)$$

$$\overline{\tau_{ij} u_i''} - 1/2 \overline{\rho u_j'' u_i'' u_i''} = (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (1.35)$$

où Pr_T est le nombre de Prandtl de la turbulence ($Pr_T = 0.9$) et σ_k est le coefficient de diffusivité turbulent associé à k .

Ainsi, la modélisation de la turbulence reviendra à déterminer l'énergie cinétique turbulente k et la viscosité turbulente μ_t par l'utilisation de modèles de turbulence.

Dans cette partie, seuls les modèles ayant été utilisés dans le cadre de cette thèse seront brièvement présentés.

- Modèle à une équation : Spalart-Allmaras :

Le modèle de Spalart-Allmaras (Ref. 121) est un modèle à une équation de transport. Il modélise le transport de la viscosité turbulente. Néanmoins, la viscosité turbulente n'est pas une grandeur physique, cette équation ne peut provenir des équations de Navier-Stokes. Une analyse dimensionnelle a permis de construire le modèle afin de reproduire le comportement d'écoulements complexes par des corrections adaptées. Ce modèle a de bonnes propriétés numériques, notamment sa robustesse.

- Modèle à deux équations : k - ω :

Les modèles k - ω sont des modèles à deux équations de transport. Ils modélisent le transport de l'énergie cinétique turbulente k et de sa dissipation spécifique ω , telle que :

$$\omega = \frac{\epsilon}{k\beta^*} \quad (1.36)$$

où ϵ est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente et $\beta^* = 9/100$.

Plusieurs versions du modèle k - ω existent, et diffèrent les unes des autres par la valeur de certains des coefficients de fermeture. Ces coefficients, ainsi que les équations, ne seront pas présentés. Le lecteur est donc convié à se référer, par exemple, à l'ouvrage de Wilcox [129] pour plus de détails sur ces modèles de turbulence k - ω .

Le modèle qui a été massivement utilisé dans les travaux de thèse présentés est le modèle de Kok [55]. Il permet de supprimer la sensibilité aux conditions externes du modèle de Wilcox proposé en 1988 [128] par l'ajout d'un terme de diffusion croisée dans l'équation de transport de la variable ω .

Afin d'éviter une sur-estimation des tensions de Reynolds dans la zone externe des couches limites et dans les sillages, le limiteur des contraintes de cisaillement : SST (*Shear Stress Transport*) peut être utilisé. Il permet de limiter la dissipation spécifique de turbulence.

Synthèse

- Les équations Navier-Stokes moyennées permettent la **modélisation numérique** des écoulements turbulents.
- Les **modèles de turbulence** utilisés lors de ces travaux de thèse s'appuient sur l'hypothèse de Boussinesq.

1.5 Prédiction numérique du décrochage

Depuis l'essor des outils de calcul numérique, les simulations aérodynamiques (CFD : Computational Fluid Dynamics) ont été très largement employées pour prévoir l'apparition du décrochage dynamique. En effet, ce phénomène, limitant le domaine de vol des hélicoptères, doit être

plus largement compris afin d'être évité dans le processus de design de nouveaux appareils. Les capacités de calcul ont beaucoup évolué ces deux dernières décennies, passant de la modélisation de configurations simplifiées à celles de configurations plus réalistes, afin de permettre l'analyse du comportement d'une pale en conditions réelles.

Dans cette section, l'évolution des outils de calcul utilisés pour l'étude et la prévision du décrochage dynamique est présentée. Dans un premier temps, les capacités de calculs restreintes ne permettaient que l'étude approfondie du décrochage sur des configurations simplifiées de profils bidimensionnels puis d'ailes d'envergure finie en oscillation de tangage. Il est important de préciser que ces configurations simplifiées ont été largement étudiées. Ainsi la littérature portant sur les méthodes de prévision du décrochage dynamique sur des configurations simplifiées est très vaste et ne sera pas présentée de manière exhaustive dans ce manuscrit. L'accent sera marqué sur l'influence de la modélisation de la turbulence et des paramètres numériques (discrétisation temporelle et spatiale) sur la prévision du décrochage dynamique. Dans un second temps, l'avancée des outils numériques a permis de développer des méthodes permettant de considérer davantage de complexité, se rapprochant ainsi des conditions réelles de décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère. En effet, des méthodes permettant de coupler le comportement aérodynamique et structural de la pale ont été développées. Dans cette partie, ces méthodes, ainsi que leur validation sur diverses conditions de vol, seront présentées.

1.5.1 Simulation numérique du décrochage dynamique de configurations simplifiées en oscillation de tangage

Influence de la résolution spatiale et temporelle

Le décrochage dynamique implique des écoulements décollés fortement instationnaires et turbulents, il génère donc des structures tourbillonnaires de tailles très différentes pouvant interagir les unes avec les autres. Une résolution spatiale suffisante pour modéliser toutes ces structures est donc nécessaire si on veut prévoir correctement le décrochage dynamique. Dans de nombreuses configurations de décrochage de profil en oscillation de tangage, la prévision du décrochage dynamique est très sensible à la résolution spatiale.

Costes *et al.* [17] ont réalisé une étude de la convergence spatiale de simulations RANS avec deux modèles de turbulence différents : Spalart-Allmaras et $k-\omega$ Wilcox avec et sans la correction SST. Ils considèrent dans cette étude le profil NACA0015 à deux incidences fixées : 5 deg avec un écoulement attaché et 15 deg, c'est-à-dire à l'amorce du décrochage pour les conditions considérées ($M_\infty = 0.291$, $Re = 1.955 \times 10^6$). Ils montrent une forte sensibilité de l'écoulement au maillage utilisé, y compris pour le cas avec l'écoulement attaché. Richter *et al.* [110] ont montré que des simulations sur le profil OA209 réalisées avec un maillage grossier capturent un décrochage en avance et un recollement en retard. Cela a aussi été observé par Wang *et al.* [126] sur le profil NACA 0012. Néanmoins, ils ont montré, contrairement à Costes *et al.* [17], en statique, que la solution sur la portion attachée du cycle était peu sensible à la résolution spatiale. Zanotti *et al.* [133] ont également montré cette tendance sur un profil NACA23012 ou encore Wang *et al.* [126] sur le profil NACA0012.

Le décrochage impliquant le décollement de la couche limite, l'écoulement devient rapidement tridimensionnel. Zanotti *et al.* [133] ont comparé le comportement d'un profil NACA23012 en oscillation de tangage menant à deux configurations de décrochage dynamique profond. Ils mettent en évidence la présence d'effets tridimensionnels après le déclenchement du décrochage. En effet, peu de différences sont observées entre les modélisations bi- et tridimensionnelles lorsque l'écoulement est attaché (lors du mouvement de tangage à cabrer). Néanmoins, avec le déclenchement du décrochage, de fortes structures tourbillonnaires se forment sur l'extrados et produisent de larges variations des charges aérodynamiques sur le profil. Ces structures sont tridimensionnelles. De plus, des effets 3D peuvent également être dus au dispositif expérimental lui-même comme des écoulements de coin, notamment. Cela a été montré, par exemple, par Gardner *et al.* [33]. Ainsi, la modélisation bidimensionnelle ne peut capturer convenablement le développe-

ment de ces structures, et génère des tourbillons plus intenses, donc des contraintes plus élevées sur le profil. La prise en compte de la tridimensionnalité de l'écoulement permet de considérablement améliorer la prévision du décrochage dynamique. Néanmoins, la résolution spatiale en envergure doit être suffisamment fine pour pouvoir effectivement modéliser un écoulement tridimensionnel. D'après Shur *et al.* [117], une taille en envergure minimale de une corde est nécessaire pour ne pas négliger les effets tridimensionnels. L'influence de la résolution transverse semble toutefois moins importante que celles dans les deux autres directions, d'après Kaufmann *et al.* [54].

Spentzos *et al.* [122] ont démontré la capacité des simulations numériques à reproduire les structures tourbillonnaires caractéristiques du décrochage sur une aile d'envergure finie. Ils ont également mis en évidence l'importance de considérer l'extrémité de pale, qui va générer un tourbillon marginal influençant l'écoulement, et donc l'incidence de la région en extrémité de la pale. Seule la section à mi-envergure de l'aile est comparable aux simulations et aux résultats expérimentaux bidimensionnels. Les simulations URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) [50, 54, 122] permettent de bien prévoir les événements de décrochage ainsi que les structures tourbillonnaires (tourbillon de décrochage, tourbillon en arche ou « Ω -shaped») et les charges aérodynamiques associées.

Le décrochage dynamique, en plus d'être fortement instationnaire, est également étroitement lié à la convection des structures tourbillonnaires et est un événement impulsif, pouvant intervenir brutalement. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne résolution temporelle. Richter *et al.* [110] ont montré avec des simulations sur le profil OA209 que la résolution temporelle avait peu d'influence sur le comportement aérodynamique du profil lors de la portion attachée du cycle. Cela a été également montré par d'autres auteurs sur d'autres géométries comme Zanotti *et al.* [133] sur un profil NACA23012, Wang *et al.* sur le NACA0012 [126]. Néanmoins, l'influence de la résolution temporelle devient plus importante dès que le décollement massif caractéristique du décrochage dynamique apparaît et génère de fortes instationnarités. Un pas de temps plus faible permet de mieux capturer la physique de l'écoulement et donc les caractéristiques du décrochage dynamique comme son incidence de déclenchement et son intensité (portance maximale atteinte et moment de tangage minimal).

Dans leur étude très complète, Liggett et Smith [66] soulignent la nécessité de converger leur méthode itérative afin d'atteindre une précision au second-ordre. Ils montrent également que, pour les modélisations utilisées (modèle k - ω SST, HRLES), la convergence en temps n'est que qualitative en écoulement décollé, contrairement à un écoulement attaché.

Influence de la modélisation de la turbulence

Le décrochage dynamique est un phénomène intrinsèquement lié à l'état de la couche limite. Il est défini par le décollement d'une couche limite, la convection de structures tourbillonnaires très turbulentes et le recollement de cette même couche limite. Il est donc évident que la modélisation de la turbulence aura une influence non-négligeable sur le décollement, le recollement et donc sur la prévision du décrochage dynamique.

Dès les années 1990, Ekaterinaris *et al.* [30] ont investigué la capacité des modèles de turbulence, basés sur une ou deux équations, à prévoir les écoulements massivement décollés bidimensionnels. En effet, les modèles algébriques plus communément utilisés à cette époque, ne permettaient pas de modéliser ce type d'écoulement car l'épaisseur de la couche limite, nécessaire à ces modèles, est mal définie dans le cas de couche limite décollée. De plus, ils ne permettent de prendre en compte ni les effets dynamiques, ni les effets d'histoire de la turbulence. Ils ont également montré que le modèle Spalart-Allmaras (à une équation) et les modèles k - ω avec la correction SST (à deux équations) permettaient une amélioration considérable par rapport aux modèles standards k - ω et k - ϵ .

Richter *et al.* [110] ont comparé plusieurs modèles de turbulence sur des simulations résolvant les équations URANS : le modèle à une équation Spalart-Allmaras, le modèle à deux équations k - ω avec la correction de Kok et SST et le modèle RSM (Reynold Stress Model) à sept équations. Dans

cette étude, le profil OA209 est soumis à trois conditions de décrochage dynamique différentes avec des nombres de Reynolds compris entre $1.0 \cdot 10^6 \leq Re \leq 1.8 \cdot 10^6$. Ils ont montré que l'influence de la modélisation de la turbulence sur la prévision du décrochage est cas-dépendante, mais globalement, le modèle RSM permet une meilleure prévision du décrochage et du recollement de la couche limite quand Spalart-Allmaras semble plus en difficulté, notamment sur les événements de décrochage secondaires. Le modèle $k-\omega$ avec la correction de Kok et SST se montre capable de prévoir le décrochage, mais il est mis en difficulté pour le recollement de la couche limite.

Wang *et al.* [126] ont comparé des simulations URANS (RNG $k-\epsilon$ et calcul de la transition) avec des simulations DES (Detached Eddy Simulation) basées sur une formulation $k-\omega$ SST. La simulation DES permet de mieux prévoir le décrochage dynamique profond étudié sur un profil NACA0012 en oscillation de tangage.

Kauffman *et al.* [54] ont également évalué l'influence du modèle de turbulence sur la prévision du décrochage, mais sur une configuration d'aile, à profil OA209 constant, d'envergure finie en situation de décrochage dynamique provoqué par un mouvement d'oscillation de tangage à un nombre de Reynolds de $Re = 1 \cdot 10^6$. Ils ont comparé le modèle à une équation Spalart-Allmaras aux modèles à deux équations $k-\omega$ Kok SST (sur maillage structuré) et $k-\omega$ Menter SST (sur maillage non-structuré). Le modèle Spalart-Allmaras produit un décrochage moins intense que les deux autres modèles étudiés, qui ont un bien meilleur accord avec les données expérimentales utilisées comme référence [61], confirmant ainsi les conclusions de Costes *et al.* [18]

Influence de la modélisation de la transition laminaire-turbulent de la couche limite

Lors du processus de décrochage dynamique, l'état laminaire ou turbulent de la couche limite va être influencé par le mouvement en tangage du profil ou de l'aile. Par exemple, comme l'ont montré expérimentalement Richter *et al.* [109], la position du point de transition laminaire-turbulent de la couche limite dépend de l'incidence du profil. Plus l'incidence est élevée, plus la transition se fera proche du bord d'attaque. De plus, pour un écoulement attaché, la laminarité va être favorisée lors du mouvement à cabrer du profil, tandis que la turbulence apparaîtra plus en amont lors du mouvement à piquer. Cela signifie que la transition vers la turbulence se produira, pour une même incidence, plus près du bord de fuite lors du mouvement à cabrer que lors du mouvement à piquer. Lorsque le décrochage est déclenché, ce décalage sera fortement amplifié, le décollement de la couche limite forçant la transition au niveau du bord d'attaque.

Costes *et al.* [16] puis Richter *et al.* [110] ont évalué l'influence de la prise en compte de la transition vers la turbulence sur le profil OA209 soumis à différentes conditions de décrochage dynamique. Ils ont montré que l'influence de la modélisation de la transition sur le décrochage dépend de la configuration considérée. Une transition, dite « par critère » basée sur deux critères simultanément : le critère de transition Arnal-Habiballah-Delcourt (AHD) développé par Arnal *et al.* [21] et le critère développé par Gleyzes *et al.* [36], a été utilisée par l'équipe française (ONERA) alors qu'un code de couche limite laminaire avec une méthode e^N pour les instabilités de Tollmien-Schlichting a été utilisé côté allemand (DLR). Le calcul de la transition permet d'améliorer considérablement la prévision du décrochage dynamique lors de configuration à faible vitesse amont (correspondant à des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^6). Elle a, cependant, moins d'influence à forte vitesse où les effets compressibles sont plus importants. Néanmoins, le décrochage peut être déclenché par l'éclatement d'un bulbe de décollement laminaire comme observé dans les années 1990 par Ekaterinaris [30] ou plus récemment par Wang *et al.* [126]. Dans ces configurations, la prise en compte de la transition vers la turbulence de la couche limite améliore considérablement la prévision du bulbe de décollement laminaire et, donc, la prévision du décrochage dynamique.

Conclusions sur la prévision du décrochage dynamique sur un profil ou une aile en oscillation de tangage

En conclusion, les études bi- et tridimensionnelles de profil et d'aile en oscillation de tangage permettent de capturer convenablement les événements de décrochage dynamique à condition d'avoir une résolution spatiale et temporelle suffisante, comme cela a été évoqué dans un précédent paragraphe.

En effet, des études expérimentales, fournissant des bases de données riches sur divers profils et ailes soumis à des oscillations de tangage, notamment [95] sur le profil NACA0012, et [61] sur une aile de profil OA209, ont été massivement utilisées dans la littérature comme référence, afin de valider les simulations réalisées. Néanmoins, les études numériques permettent d'obtenir une quantité plus importante d'informations que les essais en soufflerie. De plus, la littérature montre, à de nombreuses reprises, que les codes de simulation numérique sont suffisamment matures pour permettre la modélisation et la prévision du décrochage dynamique, sur des configurations simplifiées en oscillation de tangage. Ces outils numériques ont pu être utilisés pour l'analyse dudit phénomène. Tout d'abord, le processus de décrochage d'un profil en oscillation de tangage observé et discuté précédemment (Figure 1.14) est bien reproduit par les simulations URANS utilisant des modèles de turbulence adaptés. Ensuite, les effets tridimensionnels dus à l'envergure de la pale sont également pris en compte et permettent bien de capturer l'effet du tourbillon marginal sur la pale elle-même, ainsi que la déformation en arche du tourbillon de décrochage (« Ω -shaped ») telle que décrite par Horner et illustré sur la Figure 1.19.

Finalement, les outils de calculs semblent suffisamment matures pour prévoir le décrochage dynamique. Dans le passé, la recherche sur le décrochage dynamique s'est beaucoup focalisée sur le décrochage de profil 2D avec des simulations bidimensionnelles. Les résultats sont finalement qualitativement satisfaisants mais de nombreux aspects restent à améliorer. En revanche, plus récemment, avec des simulations tridimensionnelles, les résultats se sont avérés plus satisfaisants. De plus, les simulations de décrochage bidimensionnelles sont difficiles à valider expérimentalement puisque des effets purement tridimensionnels vont se développer. Ainsi, les chercheurs se sont orientés vers l'étude de configurations plus réalistes.

1.5.2 Simulation de couplage fluide-structure d'un rotor

Présentation des stratégies de couplage fluide-structure

La prochaine étape pour la simulation du décrochage dynamique intervenant sur un rotor d'hélicoptère est de prendre en compte la globalité du mouvement des pales. Pour cela, il faut considérer, bien évidemment, les mouvements rigides de la pale transmis via les articulations présentées dans la première partie du chapitre (section 1.1), c'est-à-dire, la rotation de la pale autour de la tête-rotor, son battement, son mouvement de traînée et son pas. Ces données sont le résultat de l'équilibre du rotor en couplant l'aérodynamique avec la dynamique de la pale. Cependant, une pale est un élément soumis à de nombreuses contraintes et est donc sollicitée dynamiquement. D'autre part, du fait de son grand allongement, elle est susceptible de se déformer. Les déformations de la pale lors d'un vol d'avancement sont loin d'être négligeables. Il convient donc de les prendre en compte. Ainsi, des simulations de couplage fluide-structure ont commencé à émerger. En effet, les codes de calcul de la dynamique des pales d'hélicoptères ont un modèle de structure et un modèle aérodynamique qui sont résolus simultanément pour calculer la cinématique et la déformation des pales du rotor. Néanmoins, les modèles aérodynamiques intégrés aux codes de dynamique sont fortement simplifiés. Ils ne permettent pas de reproduire convenablement le comportement aérodynamique des pales lors de conditions de vol complexes, comme lorsque le décollement de la couche limite est impliqué par exemple.

Dans un premier temps, les auteurs ont couplé des codes de calcul des écoulements fluides non-visqueux en résolvant les équations d'Euler avec des codes de dynamique [115]. Le code de dynamique permet de fournir au code CFD les mouvements rigides et élastiques des pales soumises à une perturbation aérodynamique, qui est fournie par la simulation numérique de l'écou-

lement à l'itération de couplage précédente. Servera *et al.* [115] ont mis en évidence l'importance de transmettre au code de dynamique au moins les trois composantes du torseur aérodynamique (la portance, le moment de tangage et la traînée) pour obtenir une solution à convergence non-dépendante du modèle aérodynamique interne au code de dynamique, souvent basé sur la théorie de la ligne portante de Prandtl couplée à un modèle de vitesse induite. Cette théorie sera présentée plus en détail au Chapitre 2.2. En effet, si l'une des grandeurs est exclue, elle ne sera pas corrigée par les résultats issus de la simulation aérodynamique. Cela revient à modifier les polaires aérodynamiques du profil et donc à changer ses caractéristiques aérodynamiques ainsi que son comportement aéroélastique. Ils ont également montré que les efforts aérodynamiques issus de la CFD sont en meilleur accord avec les données expérimentales, provenant d'essais en soufflerie menés à l'ONERA sur les rotors 7A et 7AD, par rapport à des résultats issus du code de dynamique avec son modèle aérodynamique simplifié (modèle de vitesse induite).

Pahlke *et al.* [91] ont comparé les calculs issus de couplage CFD/CSD (Computational Structural Dynamics) avec l'hypothèse d'écoulement non-visqueux (équations d'Euler) et avec l'hypothèse d'écoulement visqueux (équations de Navier-Stokes). Si une amélioration est obtenue par la présence d'un couplage fluide-structure même en supposant l'écoulement non-visqueux, il est évident que les effets visqueux doivent être pris en compte. En effet, le moment de tangage montre de très larges différences par rapport aux données expérimentales, notamment en pale avançante où le signe est même inversé dans le premier quadrant du disque rotor. Les simulations résolvant les équations de Navier-Stokes moyennées permettent de bien retranscrire le comportement de la pale, la portance négative en pale avançante à haute vitesse, la torsion en extrémité ou encore l'évolution du moment de tangage.

Ainsi, dans la suite de ce manuscrit, dans la mesure où nous cherchons à simuler un phénomène visqueux, le décollement de la couche limite, seules des simulations de couplage fluide-structure résolvant les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) dans la partie aérodynamique (CFD) seront présentées et utilisées.

Pour des raisons de coût de calcul, plusieurs auteurs [22, 119] se sont contraints, dans un premier temps, à la simulation RANS sur une unique pale. Les effets induits par le sillage lointain sont pris en compte à travers l'utilisation d'un code de sillage libre et de la formule de Biot et Savart pour créer le champ induit par ce sillage, pour chaque point du maillage proche-corps. Néanmoins, la solution est très dépendante du modèle de sillage libre utilisé [22]. Il faut donc s'en affranchir pour gagner en fidélité.

Finalement, Potsdam *et al.* [96] ont généralisé l'emploi de ces méthodes de couplage fluide-structure sur des rotors complets afin de permettre la simulation d'un rotor articulé et déformable en vol d'avancement stabilisé. Un code de CFD est couplé avec un code de dynamique hélicoptère à chaque révolution du rotor. Le code de dynamique permet de déterminer les mouvements rigides et élastiques des pales à chaque révolution du rotor. Pour cela, le code CFD détermine, par résolution des équations RANS, les sollicitations aérodynamiques de chaque pale soumise aux mouvements calculés par le code de dynamique à l'itération de couplage précédente. Une relaxation entre les codes CFD et CSD selon la méthode « delta », qui considère l'écart entre les torseurs aérodynamiques issus de la CFD et du modèle interne de la CSD, est utilisée par le code de dynamique. Ce processus est répété jusqu'à l'obtention de la convergence. Celle-ci est caractérisée par une stabilisation des angles de contrôle, permettant d'équilibrer le rotor pour la condition de vol visée, et des efforts aérodynamiques issus de la CFD, entre deux itérations de couplage. Lorsque la convergence est atteinte, les efforts aérodynamiques utilisés par le code de structure sont ceux du calcul CFD. Potsdam *et al.* [96] ont montré que cette méthode de couplage faible permet de bien prévoir la physique pour trois configurations de vol sensibles : un vol à faible vitesse soumis à des interactions pale-tourbillon, un vol à grande vitesse avec une portance négative en extrémité de pale avançante et un vol à forte charge soumis au décrochage dynamique. Le couplage fluide-structure permet de considérablement améliorer la prévision de la physique de l'écoulement autour d'un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement par rapport aux méthodes basées sur la théorie de la ligne portante couplée avec un code de sillage libre et des corrections pour prévoir le décro-

chage. En effet, autant l'aérodynamique que la dynamique de la structure sont déterminées avec un meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Cette méthode a ensuite été éprouvée sur d'autres configurations (domaine de vol et géométrie de rotor) montrant ainsi sa robustesse, mais aussi sa capacité à reproduire la physique complexe intervenant sur les rotors d'hélicoptère, allant de l'interaction pale-tourbillon au décrochage dynamique, par exemple [1, 12, 89, 104, 118, 120].

Influence des paramètres numériques et des modèles physiques

Globalement, de nombreuses études exploitant des méthodes de couplage fluide-structure utilisent les recommandations issues des études numériques sur les configurations simplifiées pour réaliser leurs maillages et déterminer leur discrétisation temporelle. Néanmoins, certaines études ont été réalisées sur l'influence de la résolution en temps et en espace des simulations de couplage. Elles ont montré que le décrochage dynamique est particulièrement sensible à la résolution en espace et en temps [96, 120]. Un maillage trop grossier entraînera un décollement de la couche limite prématuré et un décrochage sur une plus longue période azimutale [96]. Smith *et al.* [120] présentent un résumé des capacités de prévision de l'interaction pale-tourbillon avec des simulations de couplage fluide-structure dans le cadre du projet HART II. Finalement, un maillage suffisamment fin est nécessaire pour prévoir convenablement les effets de l'interaction pale-tourbillon [68], et un pas de temps suffisant pour permettre d'atteindre au moins le second ordre de précision de la simulation CFD.

Lim *et al.* [68] suggèrent une taille de maille de 1.25% de la corde de la pale dans la grille de fond lors d'une approche de maillages superposés (méthode Chimère) afin de modéliser correctement les tourbillons d'extrémité émis au cours de la rotation du rotor. En effet, lors des essais menés dans le cadre de HART II, pour les conditions de vol considérées par Lim *et al.*, les tourbillons émis ont un cœur visqueux de diamètre proche de 5% de corde. Néanmoins, des simulations utilisant des tailles de maille de cette dimension (1.25% c) génèreraient des maillages de plusieurs milliards de points en maillage structuré. De tels maillages ne sont pas envisageables avec les capacités de calcul intensif actuelles.

De plus, Chaderjian [12] a montré que de tels maillages ne sont pas nécessaires. Une taille de maille de 10% c dans la grille de fond est suffisante pour une prévision correcte des efforts aérodynamiques et de la dynamique des pales, à condition qu'une attention particulière soit portée sur la résolution spatiale proche-corps et sur la modélisation de la turbulence.

Concernant la modélisation des conditions expérimentales, les effets induit par le banc d'essai utilisé ont été investigués par Ortun *et al.* [89] sur les essais en soufflerie du rotor 7A à l'ONERA, Modane en 1991. La comparaison de simulations CFD/CSD prenant ou non en compte la présence du banc d'essai permet d'évaluer son influence sur l'écoulement et sur le comportement aéroélastique de la pale. Le banc va induire un écoulement vers le haut au niveau du « nez », qui va alors augmenter les incidences vues par la pale avant ($\psi = 180$ deg). Réciproquement, le banc va réduire les incidences dans la partie arrière du rotor ($\psi = 0$ deg) en déviant l'écoulement vers le bas. Le banc d'essai modifie donc localement l'environnement aérodynamique des pales. Par conséquent, la prise en compte de ce banc, lors des simulations fluide-structure, permet d'améliorer la prévision des angles de contrôle, plus particulièrement l'angle de pas cyclique latéral, compensant les déflexions induites par le banc, et permet une amélioration nette des efforts aérodynamiques. Cela a également été observé par Richez *et al.* [106]. Néanmoins, cette influence dépend de la géométrie du banc d'essais. Le banc utilisé pour la 11ème campagne d'essais à la soufflerie S1MA à l'ONERA, Modane portant sur les rotors 7A et 7AD est moins aérodynamique et aura plus d'influence qu'un banc plus profilé comme dans les études sur le HART II et le UH-60A [13, 67].

Prévision du comportement aérodynamique et aéroélastique des pales d'un rotor d'hélicoptère

Les calculs de couplage fluide-structure permettent d'obtenir un nombre conséquent d'informations, autant sur l'aérodynamique que sur la dynamique des pales d'un rotor d'hélicoptère en

vol d'avancement. Dans ce paragraphe, les différentes grandeurs pouvant être comparées avec les données expérimentales, issues soit d'essais en soufflerie, soit d'essais en vol, seront présentées. L'objectif est de montrer que le couplage faible peut non seulement améliorer leur prévision par rapport à des modélisations simplifiées, mais également reproduire convenablement la physique pour des conditions de vol très différentes.

Le comportement aérodynamique d'une pale d'hélicoptère est souvent caractérisé par l'évolution de la distribution des efforts aérodynamiques sur une section donnée au cours du temps, représenté par la position azimutale de la pale. Ces coefficients d'efforts aérodynamiques sont ceux présentés dans la section 1.1.1, $M^2 C_n$ et $M^2 C_m$, respectivement le coefficient de force normale local et le coefficient de moment de tangage local. Le comportement dynamique de la pale est caractérisé par deux types de mouvements : les mouvements rigides et les déformations élastiques. Les premiers sont définis par la rotation et les articulations de pas, de battement et de traînée, tandis que les mouvements élastiques sont définis par la déformation de la pale soumise aux différentes sollicitations, comme la déformation en torsion.

De nombreux auteurs [1, 12, 89, 96, 104, 118, 120] ont utilisé la méthode de couplage fluide-structure faible entre un code CFD et un code CSD. Ils ont tous montré une amélioration considérable de la prévision des efforts aérodynamiques en utilisant cette méthode de couplage, en comparaison à une méthode interne au code de CSD modélisant l'aérodynamique avec la théorie de la ligne portante couplée avec des modèles de vitesse induite. En effet, comme illustré sur la Figure 1.29, issue de l'étude de Yeo *et al.* [132], les efforts aérodynamiques, respectivement les coefficients de force normale et de moment de tangage locaux, sont capturés en meilleur accord avec les données issues des essais en soufflerie lorsque le code de dynamique hélicoptère (HOST) est couplé à un code de CFD (elsA). Le comportement de la section de pale illustrée (à $r/R = 0.915$) pour deux conditions de vol d'avancement, l'une à grande vitesse (pt312) et l'autre subissant du décrochage dynamique (pt293), est bien reproduit par la simulation de couplage HOST/elsA.

Bousman [7] a identifié deux problèmes majeurs dans la prévision des efforts aérodynamiques par des codes de dynamique couplés à des modèles aérodynamiques simplifiés basés sur la théorie de la ligne portante de Prandtl. Premièrement, la portance négative observée sur la pale avançante lors de vol à grande vitesse est prévue en avance de phase. Deuxièmement, le moment piqueur de la pale est sous-estimé sur l'ensemble des points de vol étudiés. Ces deux points sont clairement visibles sur la Figure 1.29 sur les résultats obtenus par HOST seul (*courbes bleues*). Néanmoins, ces problèmes sont tous deux résolus par la prise en compte de l'aérodynamique provenant de la simulation RANS lors d'un couplage faible entre HOST et elsA. Les différents événements caractéristiques des points de vol choisis (portance négative en pale avançante à grande vitesse à $\psi = 112.5^\circ$ et brusque chute de portance et de moment de tangage lors du décrochage dynamique autour de $\psi = 270 - 315^\circ$) sont bien capturés en ce qui concerne la phase et l'amplitude. Ces conclusions ont également été obtenues sur d'autres géométries de rotor et d'autres conditions de vol [1, 96, 131].

Yeo *et al.* [132] ont également montré l'amélioration du comportement aéroélastique du rotor 7A en couplant le code de dynamique avec la simulation fluide résolvant les équations URANS. La Figure 1.30 présente les efforts structurels obtenus par le code HOST seul et par la procédure de couplage pour les deux points de vol qu'ils ont étudiés. Ces efforts structurels sont le moment de flexion en battement (FBM) et en traînée (CBM) ainsi que les moments en torsion (TM). Le déphasage sur ces efforts structurels que l'on observe avec le calcul CSD est significativement réduit grâce au couplage avec la CFD.

Prévision et analyse du décrochage dynamique

Le couplage faible entre un code CFD et un code CSD est donc capable de prévoir convenablement les événements de décrochage dynamique, comme cela a été illustré par la Figure 1.29, issue des travaux de Yeo *et al.* [132], et validé par d'autres investigations sur d'autres configurations de décrochage [12, 89, 96, 104–106, 131]. Ainsi, cette méthodologie a été utilisée pour analyser plus en détail les mécanismes menant au décrochage.

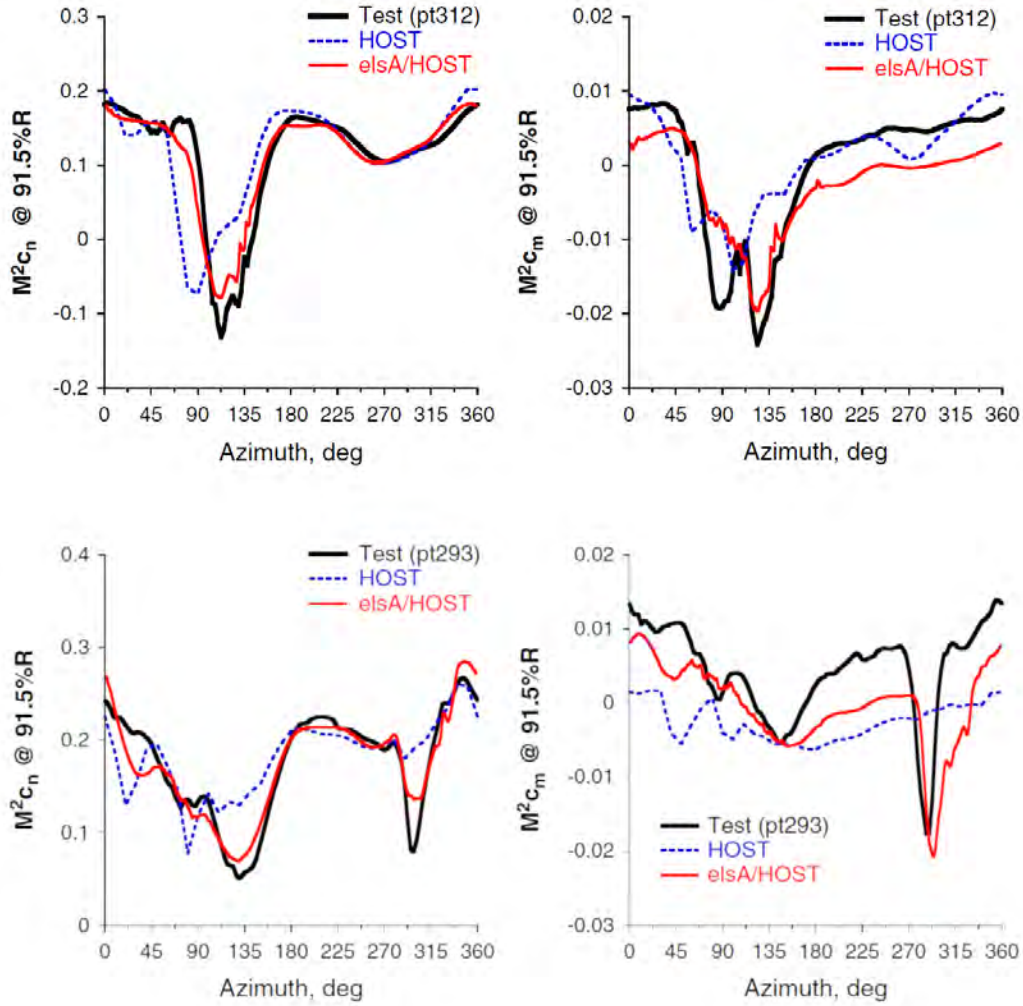


FIGURE 1.29 – Apport du couplage faible CFD/CSD sur la prévision des efforts aérodynamiques (portance et moment de tangage) sur deux conditions de vol du rotor 7A [132].

En effet, Richez [104, 106] a utilisé des simulations numériques de couplage faible entre les codes HOST et *elsA* pour simuler un rotor 7A articulé et déformable subissant des événements de décrochage dynamique lors de vol d'avancement. Deux configurations de vol d'avancement sont étudiées avec une vitesse d'avancement croissante. Un double décrochage est observé en extrémité de pale ($r/R = 0.915$) en pale reculante pour la condition de vol à plus haute vitesse. Richez a mis en place un outil permettant de détecter les régions dans lesquelles la couche limite est décollée. Cette méthode est basée sur le facteur de forme de la couche limite H_i obtenant ainsi une cartographie des décollements sur le disque rotor. La Figure 1.31 illustre la position du point de décollement pour chaque section en fonction de sa position radiale et azimutale. La position sur l'extrados du point de décollement X_{sep}/c est définie par une valeur de facteur de forme dépassant un certain seuil proposé par Castillo *et al.* [11] ($H_i \geq 2.7$). L'origine est définie par le bord d'attaque. Ainsi lorsque $X_{sep}/c = 0$, le décollement se produit au bord d'attaque, alors que lorsque $X_{sep}/c = 1$, le décollement se produit au bord de fuite et l'écoulement est considéré attaché.

Ces cartographies mettent en évidence trois zones de décollement de la couche limite (FS1, FS2 et FS3) pour la configuration à vitesse d'avancement modérée et quatre (FS1, FS2 FS3 et FS4) lorsque la vitesse est augmentée. Pour chacune de ces régions de décollement, l'auteur a identifié un mécanisme principal à l'origine du décollement. La région FS1 est présente dans les deux

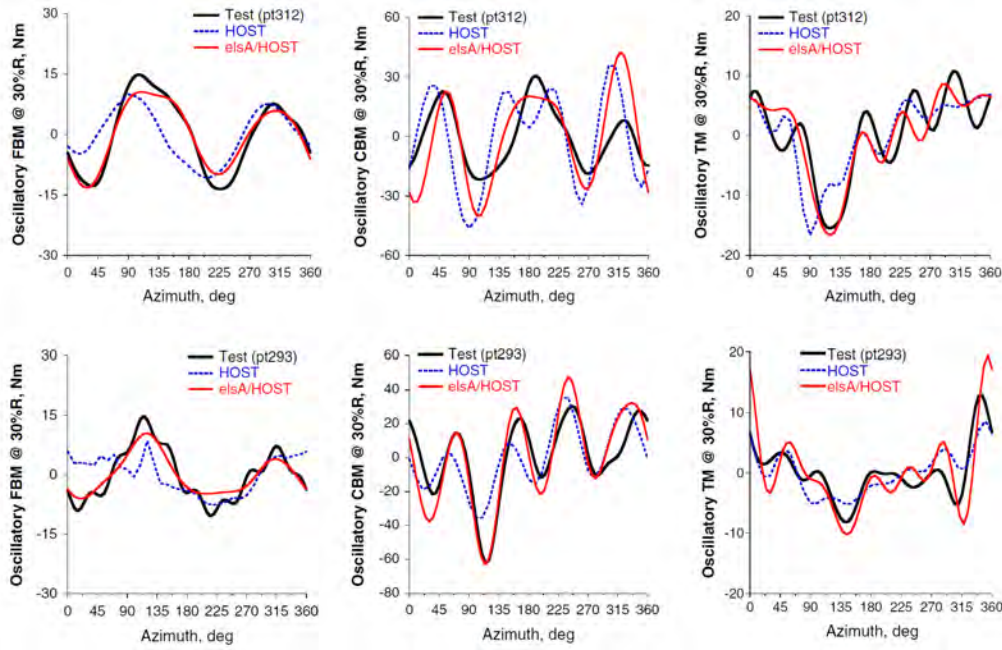


FIGURE 1.30 – Apport du couplage faible CFD/CSD sur la prévision des efforts structuraux (moments de battement, de traînée et de torsion) sur deux conditions de vol du rotor 7A [132].

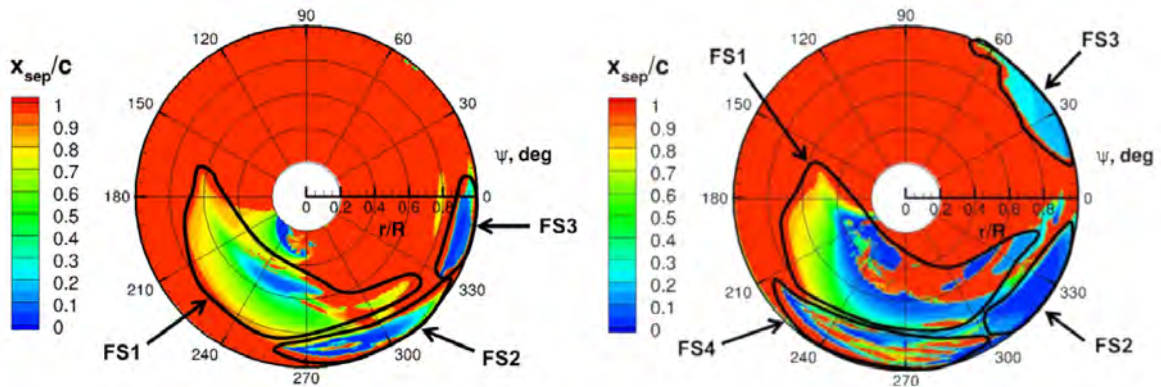


FIGURE 1.31 – Cartographies du point de décollement pour deux conditions de vol du rotor 7A en vol d'avancement [104].

conditions de vol et le décollement est initié au niveau du bord de fuite, puis se développe jusqu'à atteindre le bord d'attaque : c'est ce qu'on appelle un décrochage de bord de fuite. Le décollement dans la région FS2 est similaire dans les deux configurations. La Figure 1.32 montre clairement une interaction pale-tourbillon en pale reculante dans la région azimutale et radiale du décrochage dynamique. L'auteur associe donc le décrochage au changement d'incidence induit par le passage du tourbillon d'extrémité émis par la pale précédente.

Au sein de la région FS3, seul un bulbe de décollement de petite taille est observé. Celui-ci ne mène, dans aucun cas étudié, au développement d'un évènement de décrochage. Ce décollement se produit au pied d'une onde de choc associée à une torsion élevée, en réponse au fort moment piqueur lors du décrochage de la région FS2. Finalement, pour la configuration subissant un double décrochage, à haute vitesse, une région de décollement supplémentaire est obtenue.

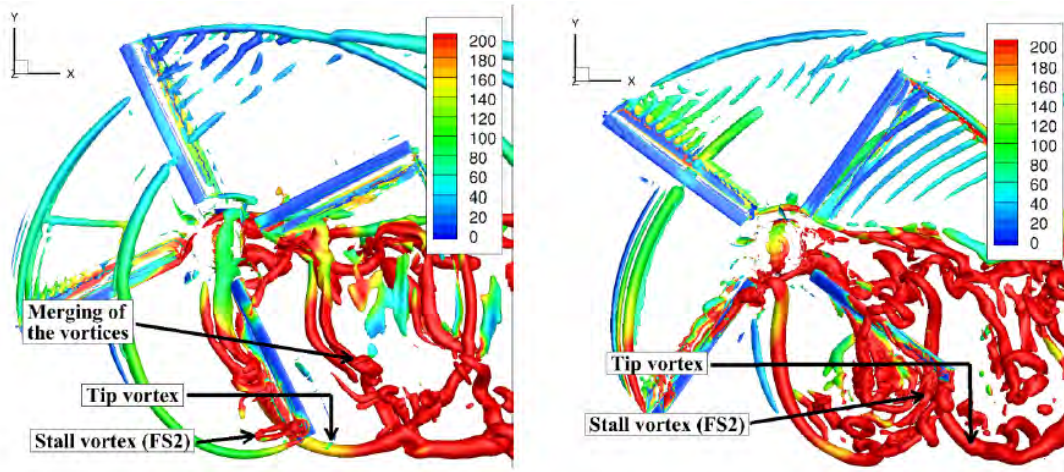


FIGURE 1.32 – Observation des interactions pale-tourbillon pour deux conditions de vol du rotor 7A en vol d'avancement [104].

nue et notée FS4. Celle-ci est associée, par Richez, à la cinématique pure de la pale au cours de la rotation. Le mécanisme avancé par Richez [104, 105] pour la région FS2, impliquant l'interaction pale-tourbillon dans le processus de décrochage, a également été proposée par Chaderjian, la même année, [12] sur une autre géométrie de rotor (UH-60A taille réelle) et sur une autre condition de vol et, plus tard, par Letzgus *et al.* [65] pour des conditions de vol de manœuvre de virage du Bluecopter d'Airbus Helicopters.

Synthèse

- Les configurations bidimensionnelles en oscillation de tangage ont permis de déterminer les **paramètres numériques** et les **modèles physiques** nécessaires pour prévoir le décrochage dynamique.
- Une procédure de **couplage fluide-structure** est nécessaire pour simuler des rotors complets articulés et déformables.
- Des simulations numériques ont été **validées** sur rotor pour un nombre **limité** de condition de vol en décrochage.
- L'**interaction pale-tourbillon** semble avoir un impact sur le décrochage.

1.6 Conclusions

Dans ce chapitre, le fonctionnement aéromécanique d'un rotor principal d'hélicoptère a été étudié en détail. En vol d'avancement, la cinématique et la dynamique des pales provoquent une augmentation des incidences en pale reculante. Lorsque la vitesse d'avancement ou la charge du rotor dépasse un certain seuil, des décollements de la couche limite peuvent se développer et provoquer le décrochage dynamique. Ce phénomène a des effets principalement néfastes sur la performance aérodynamique et la sécurité de l'appareil. Il constitue l'une des principales limites du domaine de vol d'un hélicoptère en vol d'avancement.

Comprendre les mécanismes à son origine est important si les constructeurs veulent être capables de le prévoir et donc de l'éviter. Historiquement, pour des raisons de simplicité et de coût, les études expérimentales et numériques visant à la caractérisation de ce phénomène portaient essentiellement sur des configurations simplifiées. Cette modélisation de décrochage dynamique

a permis une meilleure compréhension du processus de décrochage : il engendre, dans un premier temps, un fort moment à piquer suite à la formation d'un intense tourbillon de décrochage en bord d'attaque puis dans un second temps, une chute de portance lorsque le tourbillon de décrochage est convecté vers le bord de fuite.

Cependant, de nombreux phénomènes étaient alors négligés par ces modélisations bidimensionnelles, parmi eux, les écoulements radiaux, la rotation de la pale ou encore la présence d'un sillage pouvant rester à proximité des pales. Or chacun de ces phénomènes purement tridimensionnels est, plus ou moins directement, lié à l'incidence des sections de pale et donc au décrochage dynamique.

Ainsi, une méthodologie de calcul numérique, modélisant le mouvement rigide et élastique des pales d'un rotor d'hélicoptère, a été développée. Ces simulations permettent d'identifier et d'étudier les mécanismes du décrochage dynamique sur des rotors complets, articulés et déformables, en vol d'avancement. Ces simulations se sont montrées robustes. Elles sont également capables de prévoir le comportement aérodynamique et aéroélastique d'une pale lorsqu'elle est soumise au décrochage dynamique. Néanmoins, la simulation numérique de ces mécanismes de décrochage dynamique sur rotor articulé et déformable est encore récente et peu de configurations de vol ont été traitées.

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont pour objectif d'utiliser ces méthodes de couplage fluide-structure afin obtenir une meilleure compréhension de ce phénomène et des mécanismes pouvant le déclencher, pour plusieurs géométries de rotor et conditions de vol. Pour cela, il a fallu vérifier la capacité de la méthodologie de couplage à prévoir correctement le décrochage dynamique pour des conditions de vol variées. Nous nous sommes intéressés notamment à l'influence des paramètres de vol sur l'apparition et le développement du décrochage dynamique. Finalement, nous avons identifié les mécanismes aéroélastiques modifiant localement l'incidence de la pale et pouvant ainsi favoriser ou limiter le décrochage dynamique, comme les interactions entre les pales et les sillages, la réponse dynamique de la pale ou encore les effets de compressibilité. Sans prétendre à l'exhaustivité, ce travail vise donc, par l'intermédiaire de la simulation numérique, à donner une vision élargie et beaucoup plus approfondie des mécanismes d'apparition du décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère lors d'un vol d'avancement stabilisé.

Chapitre 2

Bases de Données Expérimentales et Outils de Simulation Numérique pour le Décrochage Dynamique de Rotor d'Hélicoptère

Sommaire

2.1 Références Expérimentales : campagnes d'essais de rotors d'hélicoptère dans la soufflerie S1MA de l'ONERA à Modane	46
2.1.1 Rotors 7A et ERATO	46
2.1.2 Mesures	47
2.2 Code de dynamique HOST	48
2.2.1 Présentation générale du code HOST	48
2.2.2 Modèles de vitesses induites	49
2.3 Code CFD elsA	52
2.3.1 Méthode Chimère	52
2.3.2 Module Ael et Déformation de maillage	54
2.4 Calculs de couplage fluide-structure	54
2.4.1 Méthode de couplage faible HOST/elsA	54
2.5 Conclusions	56

Dans ce chapitre, les différents outils et les méthodes numériques, disponibles à l'ONERA, qui ont été utilisés pour l'étude du décrochage dynamique sur le rotor principal d'un hélicoptère, dans le cadre de ces travaux, sont exposés.

Dans un premier temps, des bases de données expérimentales obtenues dans une soufflerie de l'ONERA sur différents rotors seront présentées. Ces données ont été massivement utilisées notamment pour déterminer l'influence des paramètres de vol sur le décrochage (Chapitre 3) et pour valider les simulations effectuées lors des travaux présentés (Chapitres 4 et 5). C'est également à partir de ces bases de données expérimentales que le domaine d'étude de ces travaux de thèse a été défini. Dans un second temps, les différents codes de calcul permettant les simulations aérodynamiques et aéroélastiques de rotors complets de différents niveaux de fidélité seront exposés. Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le couplage d'un code de dynamique avec un code aérodynamique permet une bonne prévision du décrochage dynamique, au moins sur quelques conditions de vol. Nous avons donc choisi cette approche pour l'étude du décrochage. La méthode de couplage fluide-structure entre ces codes sera donc également détaillée ainsi que les paramètres numériques et les modèles physiques choisis pour la modélisation du décrochage dynamique.

2.1 Références Expérimentales : campagnes d'essais de rotors d'hélicoptère dans la soufflerie S1MA de l'ONERA à Modane

2.1.1 Rotors 7A et ERATO

Le rotor 7A est un rotor quadripale avec des pales rectangulaires de rayon $R = 2.1$ m et de corde constante $c = 0.14$ m (Figure 2.1). Chaque pale est constituée de deux profils aérodynamiques. Le profil OA213 est utilisé jusqu'à 70% du rayon de la pale et le profil OA209 à partir de 90%R. Le profil OA213 a une épaisseur relative de 13% [47] et le profil OA209 de 9% [48]. Une interpolation linéaire de la géométrie de la section entre les profils OA213 et OA209 est utilisée entre 70% et 90% de rayon. Les pales du rotor 7A ont un vrillage aérodynamique linéaire de -8.3 deg par rayon.

Le rotor ERATO (Etude d'un Rotor Aéroacoustiquement et Technologiquement Optimisé) (Figure 2.2) est également un rotor quadripale de rayon $R = 2.1$ m. Néanmoins, contrairement au rotor 7A, il est composé de trois profils différents. Le profil OA312 [46] est utilisé jusqu'à 70%R, le profil OA409 [45] entre 80%R et 90%R et finalement le profil OA407 [45] en extrémité de pale. De plus, la pale du rotor ERATO a une corde variable et une double-flèche qui sont illustrées sur les Figures 2.3 et 2.4. Ce rotor a été défini pour minimiser le bruit d'interaction pale-tourbillon généré en vol de descente à basse vitesse.

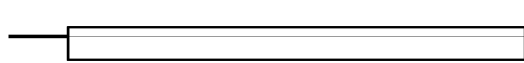


FIGURE 2.1 – Schéma d'une pale du rotor 7A

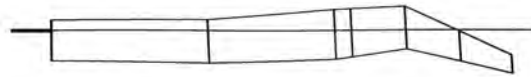


FIGURE 2.2 – Schéma d'une pale du rotor ERATO.

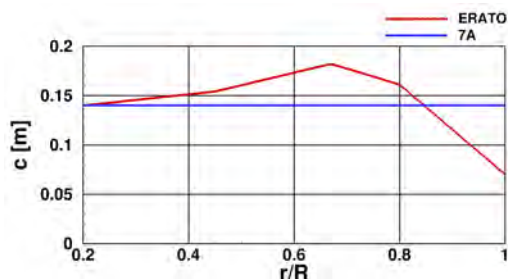


FIGURE 2.3 – Loi de corde de la pale ERATO par rapport à la pale 7A.

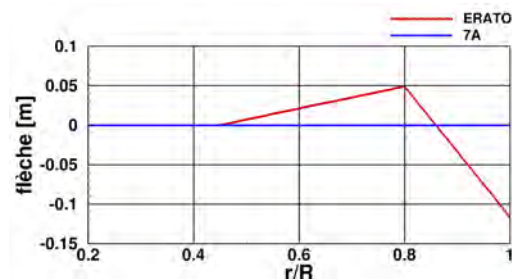


FIGURE 2.4 – Loi de flèche de la pale ERATO par rapport à la pale 7A.

Les rotors sont articulés au niveau du moyeu, dans l'ordre, en traînée, en battement et en pas. Les articulations de battement et de traînée sont presque confondues. Les rotors possèdent une commande de pas collectif et cyclique.

Les essais se sont déroulés dans la soufflerie S1MA de l'ONERA, à Modane, en 1991 pour le rotor 7A [49], puis en 1998 pour le rotor ERATO [90]. Le banc d'essai BERH (Banc d'Essais de Rotor d'Hélicoptère) a été utilisé pour maintenir le rotor étudié dans la veine de la soufflerie [20]. Il est visible sur la Figure 2.5 qui illustre le rotor 7A monté dans la soufflerie.

Les pales du rotor 7A sont équipées de capteurs de pression instationnaire répartis sur cinq sections : $r/R = 0.5, 0.7, 0.825, 0.915$ et 0.975 avec vingt capteurs sur chaque section. Elles sont également instrumentées de jauges extensométriques afin de mesurer les moments de flexion-battement, de flexion-traînée et de torsion aux sections $r/R = 0.3, 0.4, 0.55, 0.65, 0.75$ et 0.85 . Une des pales est équipée de jauges de déformation pour déterminer la déformée de la pale au cours d'une révolution. Les pales du rotor ERATO sont équipées de capteurs de pression instationnaire répartis sur cinq sections légèrement différentes de celles du rotor 7A : $r/R = 0.5, 0.75, 0.85, 0.925$ et 0.975 . Des jauges extensométriques permettent de mesurer les moments de flexion-battement, de flexion-traînée et de torsion.



FIGURE 2.5 – Rotor 7A monté dans la soufflerie S1MA, ONERA, Modane.

2.1.2 Mesures

Les mesures effectuées sur ces deux rotors fournissent une large base de données visant à valider les calculs numériques, aussi bien pour la prévision du comportement aérodynamique que le comportement aéroélastique des rotors 7A et ERATO. Le comportement aérodynamique est obtenu par les mesures effectuées par les capteurs de pression, alors que le comportement aéroélastique est déterminé par les jauges de déformation et de contrainte. Des mesures du couple nécessaire au rotor et des efforts résultants sur la tête rotor ont également été réalisées ainsi que des mesures des commandes de vol (assiette rotor, pas collectif et cyclique, battement, traînée).

Le domaine d'essai, notamment sur le rotor 7A, est très vaste. Il balaie un intervalle de paramètres d'avancement μ de 0.2 à 0.525, un coefficient de portance $\bar{Z}$ allant de 9 à 30, un coefficient de traînée $(C_x S)_f / (S \sigma)$ de 0.07 à 0.15 et un nombre de Mach de rotation en extrémité M_{OR} de 0.45 à 0.675. Rappelons que ces différentes grandeurs ont été définies dans la section 1.1.1. La loi de pilotage majoritairement utilisée est la « loi de Modane » reliant les commandes de pas θ et de battement β par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \beta_{1s} = 0 \\ \theta_{1s} = -\beta_{1c} \end{cases} \quad (2.1)$$

La méthode d'essai consiste à positionner le rotor en respectant les étapes suivantes. Premièrement, le paramètre d'avancement et le nombre de Mach de rotation sont déterminés par la connaissance de la vitesse soufflerie et la vitesse de rotation du rotor. Deuxièmement, les efforts de portance et de traction sont imposés en respectant la loi de pilotage. Ces quatre objectifs (portance, traction et la loi de pilotage) sont obtenus par ajustement des quatre commandes qui sont le pas collectif (θ_0), le pas cyclique (θ_{1c} et θ_{1s}) et le basculement du mât rotor (α_q). Une fois le rotor correctement positionné, les mesures sont acquises et sont moyennées sur 30 tours consécutifs. Ces mesures comprennent les performances des différents points de vol testés mais aussi les pressions pariétales (K_p), leur intégration ($M^2 C_n$ et $M^2 C_m$), les mesures de déformation (battement, traînée et torsion) et de contrainte (moments de flexion-battement, de flexion-traînée et de torsion) [20].

L'intégration des pressions pariétales se fait sur les capteurs disponibles sur chaque section instrumentée. Une répartition linéaire de pression est supposée entre deux capteurs, sauf au bord d'attaque et au bord de fuite où une répartition quadratique est choisie afin de prendre en compte les fortes variations locales induites par la courbure des profils. Néanmoins, il est important de noter que lors des essais, bien que le câblage ait été modifié, des connexions ont été endommagées au cours du temps et des mesures défectueuses ont altéré certains résultats intégrés. Ce point sera pris en compte lors du dépouillement des bases de données expérimentales présenté dans le Chapitre 3 de ce manuscrit.

Synthèse

- Des bases de données balayant un grand domaine de paramètres ont été obtenues par **essais en soufflerie à l'ONERA, à Modane, sur les rotors 7A et ERATO.**
- Les mesures aérodynamiques et dynamiques effectuées sont **nombreuses et fiables.**

2.2 Code de dynamique HOST

2.2.1 Présentation générale du code HOST

Le logiciel **HOST** (Helicopter Overall Simulation Tool) a été développé par Eurocopter Marignane en 1994. Il a intégré différents outils de dynamique du rotor et de mécanique du vol de l'appareil dans un outil de simulation global de l'hélicoptère complet.

Trois types de calcul sont disponibles. Le premier est le **calcul d'équilibre**. Il consiste en une recherche itérative, basée sur l'algorithme de Newton-Raphson, d'un état d'équilibre de l'appareil lorsqu'il est soumis à une condition de vol imposée par l'utilisateur à travers une loi de commande. Le second est la **simulation temporelle en boucle ouverte**. Ce calcul détermine l'évolution, au cours du temps, du comportement d'un hélicoptère subissant une modification des commandes ou de l'environnement (vol de manœuvre, par exemple). Le dernier est la **linéarisation**. Une simulation linéaire est mise en place en effectuant de petites variations autour d'une position d'équilibre afin d'en évaluer la stabilité dynamique.

HOST a pour objectif d'être modulable afin de permettre l'activation des modèles physiques implémentés mais aussi des éléments pouvant constituer l'objet de l'étude. Il est donc possible de simuler un grand nombre de configurations très différentes allant du rotor rigide isolé à un hélicoptère complet. C'est pourquoi l'architecture même du code est basée sur un système de modules gravitant autour du noyau permettant le transfert d'informations entre ceux-ci. Il est important de noter que le développement des modules est totalement indépendant du noyau, ce qui donne au logiciel une capacité d'adaptation et d'évolution.

Le module aérodynamique associé à la pale est basé sur la théorie de la ligne portante de Prandtl, qui couple un modèle par élément de pale et un modèle de vitesse induite, le fluide étant supposé parfait et incompressible. Les effets de Mach et de Reynolds sont pris en considération à travers l'utilisation de polaires bidimensionnelles des profils équipant la pale qui relient les coefficients aérodynamiques de portance (C_n), de traînée (C_d) et de moment de tangage (C_m) au nombre de Mach local et à l'incidence aérodynamique.

La pale est discrétisée en éléments répartis radialement de l'emplanture vers l'extrémité de manière non-uniforme. La discrétisation est plus fine en extrémité où les vitesses sont plus importantes et où les variations d'efforts aérodynamiques sont les plus grandes. Le module calcule la position et le mouvement de chaque section, puis utilise les polaires aérodynamiques obtenues, soit expérimentalement, soit numériquement, à partir de configurations stationnaires, pour

déterminer les efforts fournis par la section considérée à chaque position azimutale.

2.2.2 Modèles de vitesses induites

Comme précisé précédemment, l'aérodynamique de la pale est basée sur la théorie de la ligne portante de Prandtl couplée à un modèle de vitesse induite. Ainsi, ce modèle de vitesse induite peut avoir une forte influence sur la caractérisation du comportement aérodynamique de chaque section de pale considérée. Dans ce paragraphe, plusieurs modèles de sillage permettant la détermination des vitesses induites sont présentés. Une comparaison des solutions obtenues par ces différents modèles sera présentée dans le Chapitre 4 sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement en situation de décrochage.

Modèle de Meijer-Drees

Le modèle de Meijer-Drees permet de déterminer les vitesses induites de manière analytique. Le sillage n'est alors pas modélisé, offrant un gain de temps par rapport aux autres alternatives présentées ultérieurement. En effet, cette méthode utilise une relation semi-empirique et permet de calculer la vitesse induite, $V_{izMD}(r, \psi)$, en un point situé à un rayon r de la ligne portante et un azimut ψ donnés. Cette relation, basée sur la conservation de la quantité de mouvement, est à la fois linéaire en rayon et harmonique en azimut. Elle se traduit de la manière suivante :

$$V_{izMD}(r, \psi) = \frac{F_z / (2\rho_\infty \pi R^2)}{\Omega R (\mu - \frac{3}{2}\mu^3)} [1 + V_{izMD,c} \frac{r}{R} \cos\psi - V_{izMD,s} \frac{r}{R} \sin\psi]$$

où F_z est la force de portance globale du rotor, R est le rayon, μ est le paramètre d'avancement et Ω est la vitesse de rotation du rotor. $V_{izMD,c}$ et $V_{izMD,s}$ sont définis par :

$$\begin{cases} V_{izMD,c} = \frac{4}{3}(1 - 1.8\mu^2) \\ V_{izMD,s} = 2\mu \end{cases}$$

METAR - Modèle D'Étude Théorique de l'Aérodynamique du Rotor

Le logiciel **METAR** permet une modélisation plus rigoureuse de l'effet du sillage en vol d'avancement. La méthode mise en œuvre est dite quasi-stationnaire, c'est-à-dire que le problème est résolu à chaque pas de temps comme une configuration purement stationnaire. On a donc un résultat périodique en azimut.

La modélisation de la pale est basée sur la théorie de la ligne portante, ainsi elle est représentée par sa ligne de quart de corde discrétisée, comme énoncé précédemment.

D'après le théorème de Kelvin, lors de sa rotation, la variation de circulation subie par la pale engendre l'émission d'un sillage tourbillonnaire, afin de respecter la conservation de la circulation. Plus simplement, pour chaque élément de pale, un tourbillon est émis afin de compenser la variation de circulation entre les segments, et ceci à chaque pas de temps.

Dans ce modèle, le sillage est modélisé par un réseau de lanières tourbillonnaires (Figure 2.6) dont l'intensité représente les variations de circulation le long de l'envergure et au cours du temps.

Nous obtenons des lanières longitudinales qui portent la variation de circulation le long de l'envergure et qui représentent le lieu des tourbillons issus d'une même ligne d'émission. Les lanières radiales portent, quant à elles, la variation de circulation azimutale et représentent le lieu des tourbillons de même âge.

La géométrie du sillage est obtenue par la convection des lanières tourbillonnaires avec une vitesse uniforme et stationnaire $\vec{U} = \vec{U}_\infty + \vec{V}_{izMD,0}$, où $\vec{U}_\infty$ est le vecteur vitesse d'avancement de

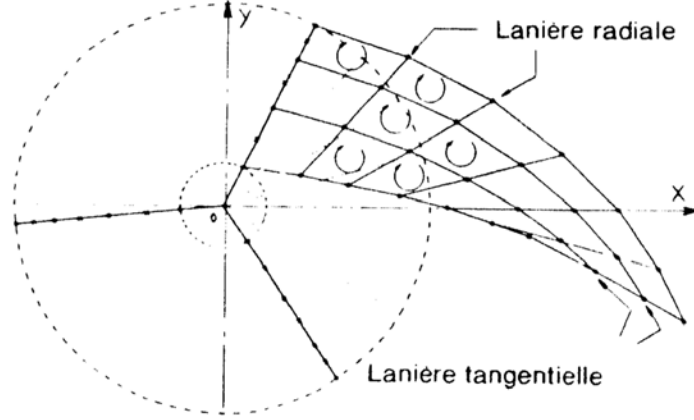


FIGURE 2.6 – Représentation des lanières tourbillonnaires dans un sillage.

l'appareil et $\bar{V}_{izMD,0}$ est la vitesse induite moyenne calculée avec le modèle analytique de Meijer-Drees. La vitesse de convection du sillage étant constante lors de la rotation des pales, le sillage est de géométrie fixée. Il est hélicoïdal.

Notons également que la cinématique de la pale, c'est-à-dire l'ensemble de ses articulations, et sa déformation, peuvent être prises en compte pour la formation du sillage. Néanmoins, le mouvement de la pale reste une donnée d'entrée pour le modèle METAR et doit être déterminé au préalable par un calcul d'équilibre réalisé par HOST.

Il est alors possible de déterminer les efforts bidimensionnels s'exerçant sur chaque section de pale au cours de la rotation en utilisant les polaires de profil. Pour cela, il est nécessaire d'avoir le nombre de Mach local et l'incidence aérodynamique du profil $\alpha = \alpha_0 + \alpha_{ind}$, où α_0 est l'incidence locale et α_{ind} est la variation d'incidence entraînée par la présence du sillage.

Une fois les efforts connus, le théorème de Joukowski fournit la circulation Γ au niveau du profil prenant en compte la présence du sillage en fonction de la vitesse vue par le profil U , sa corde c et son coefficient de portance C_z :

$$\Gamma(r, \psi) = \frac{1}{2} U c C_z(r, \psi) \quad (2.2)$$

L'intensité tourbillonnaire étant directement reliée à la circulation, le champ de vitesse induite est modifié suite à la modification des circulations. La loi de Biot et Savart est utilisée afin de déterminer en tout point la vitesse induite par le sillage :

$$\bar{U}_{ind}(x, t) = \frac{\Gamma}{4\pi} \int \frac{\bar{r} \wedge d\bar{l}}{r^3} \quad (2.3)$$

où r est la distance entre la lanière tourbillonnaire et le point x du disque rotor où la vitesse induite est calculée.

MESIR - Mise en Équilibre du Sillage Rotor

Comme nous l'avons vu précédemment, le modèle METAR est basé sur une géométrie hélicoïdale du sillage fixée au cours du calcul. Or, le sillage a tendance à se déformer lors de sa convection par auto-induction et sous l'influence du passage des pales notamment. Ceci est d'autant plus vrai lorsque la vitesse d'avancement est faible, et que le sillage reste relativement près du rotor. Ainsi, le modèle METAR n'est pas approprié pour convenablement capturer l'influence du sillage sur les performances d'un rotor et notamment l'effet des interactions pale-tourbillon.

Le modèle **MESIR** a été implémenté pour pallier ce manque [81]. En effet, ce dernier a pour objectif de prendre en considération la déformation du sillage au cours de la simulation. Il est basé sur la même théorie que le logiciel METAR et constitue une amélioration de ce dernier. Ainsi,

la démarche est relativement équivalente. La déformation du sillage se fait de manière itérative afin d'atteindre la convergence de la géométrie.

La vitesse de convection du sillage n'est plus uniforme dans MESIR. Chaque nœud du réseau de lanières tourbillonnaires est convecté avec une vitesse qui lui est propre, suite à l'auto-induction et au passage des pales qui déforment le sillage. La loi de Biot et Savart (équation 2.2.2) est utilisée, comme avec METAR, afin de calculer la vitesse induite par les pales et par le sillage, en tout point du réseau tourbillonnaire, et ainsi convecter les nœuds du réseau pour obtenir la nouvelle géométrie de sillage.

Une fois la géométrie de sillage obtenue, comme dans METAR, les efforts bidimensionnels sur chaque section de pale sont déterminés à partir des polaires, ce qui entraîne une boucle itérative autour de la circulation et du champ de la vitesse induite. Cette modification de la circulation et de la vitesse induite autour des pales va à nouveau engendrer une modification de la géométrie du sillage, créant une nouvelle boucle itérative pour obtenir la convergence de la géométrie du sillage. Généralement, trois itérations de déformation de sillage sont un bon compromis entre le temps de restitution et la convergence. Trois itérations de déformation permettent également de propager la déformation sur les 3 tours de sillage conservés dans la discrétisation - choix usuel pour éviter des calculs trop coûteux et volumineux.

MINT - Marche INstationnaire en Temps

Malgré les améliorations apportées par le logiciel MESIR par rapport à METAR, cette approche a toujours des limites. En effet, le résultat est périodique en azimut. La méthode n'est donc pas adaptée aux configurations non stabilisées. De plus, il s'est avéré que MESIR n'est pas stable lorsque les pas de temps sont plus petits qu'un certain seuil - $\Delta\psi = 10 \text{ deg}$. Le modèle MINT a donc été implémenté afin de répondre aux demandes non-accessibles pour MESIR.

MINT met en équilibre le sillage par une méthode de marche en temps afin de pouvoir prendre en considération les modifications des conditions limites du problème, comme lors d'une manœuvre. Pour cela, il détermine l'évolution et la déformation du sillage au cours du temps.

En dehors de la marche en temps, un des points forts de MINT par rapport à METAR/MESIR, est que la méthode s'appuie sur la formulation rigoureuse des nappes tourbillonnaires en écoulement instationnaire [83] qui permet de traiter l'effet de la déformation de nappe sur la distribution de vorticit  . De plus, une repr  sentation d'ordre sup  rieur de la distribution de circulation sur les panneaux est utilis  e. En effet, alors que METAR et MESIR consid  rent une distribution constante de circulation le long d'un segment ou sur un panneau, MINT consid  re une variation lin  aire sur un segment et donc bilin  aire sur un panneau (avec un gradient de circulation constant au lieu de circulation constante), ce qui r  duit le degr   des singularit  s de $1/r$ en $\text{Log}(r)$ et augmente la pr  cision et la stabilit   des calculs.

Synth  se

- Le **code de dynamique** HOST, utilis   lors de ces travaux de th  se, d  crit le comportement global de l'h  licopt  re ou de ses   l  ments en couplant des mod  les de dynamique du vol, d'a  rodynamique et de structure.
- Le mod  le a  rodynamique est bas   sur la th  orie de la ligne portante coupl  e    des **mod  les de vitesse induite**.
- Plusieurs niveaux de fid  lit   du calcul de la **vitesse induite** sur le rotor sont disponibles : du mod  le de vitesse induite analytique au mod  le de sillage libre.

2.3 Code CFD elsA

Le logiciel de simulation aérodynamique (CFD) *elsA* (Ensemble Logiciel pour la Simulation en Aérodynamique), co-détenu par l'ONERA, Airbus et Safran, permet la modélisation et le calcul d'applications aérodynamiques portant autant sur les écoulements internes que les écoulements externes [8]. Il s'appuie sur la méthode des volumes finis pour résoudre, notamment, les équations de Navier-Stokes instationnaires moyennées dans des domaines de calcul structurés et non-structurés. Le logiciel *elsA* permet de simuler un grand nombre d'écoulements, allant des écoulements stationnaires aux écoulements instationnaires, en fluide parfait ou visqueux, avec des solides fixes ou en mouvement, dans des maillages rigides ou déformables.

Différentes méthodes de calcul de la turbulence sont implémentées notamment à travers une approche Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) consistant à utiliser des modèles de turbulence pour compléter les équations de Navier-Stokes moyennées (cf. Chapitre 1.4). Cette méthode sera utilisée au cours de ces travaux de thèse. Le choix de ce type de modélisation, au détriment d'approches hybrides telles que la *Zonal Detached Eddy Simulation* (ZDES), également disponible dans *elsA*, pour lesquelles une partie des fluctuations turbulentes sont résolues, sera justifié au Chapitre 5.

Lors des travaux présentés dans ce manuscrit, certains paramètres numériques ont été fixés à partir du large savoir-faire existant avec ce logiciel, tandis que d'autres feront l'objet d'une étude plus approfondie dans le Chapitre 5, pour connaître leur influence sur la prévision du comportement aérodynamique et aéroélastique du rotor.

Ainsi, dans nos applications, la discrétisation spatiale est basée sur le schéma de Jameson, centré, d'ordre 2. Il utilise deux coefficients de dissipation numérique $k_2 = 0.5$ et $k_4 = 0.016$.

La discrétisation temporelle est réalisée avec une méthode Euler implicite (ou rétrograde) avec un schéma implicite de Gear de second ordre pour l'intégration temporelle. À chaque instant, le problème non-linéaire est résolu par la méthode itérative de Newton. Si le pas de temps physique fera l'objet d'une étude d'influence, le nombre de sous-itérations utilisées dans la méthode de Newton est fixé à 30 sous-itérations dans ces travaux.

2.3.1 Méthode Chimère

Les types de maillage tolérés par le logiciel *elsA* sont nombreux. Parmi eux, la technique Chimère de recouvrement de maillages est particulièrement utile pour traiter les corps en mouvement relatifs et les géométries complexes.

La méthode Chimère est une gestion particulière du maillage dans une application complexe constituée de nombreux éléments. Elle consiste à mailler chacun des éléments séparément sans tenir compte du reste du système. Cela facilite la génération des maillages et permet la modification ou l'ajout de certains éléments (pour les déplacements ou encore la déformation de maillage par exemple) sans avoir à recommencer l'étape de maillage dans son intégralité. Il faut néanmoins que chaque maillage communique avec les autres pour permettre le transfert d'information. Pour cela, tous les maillages sont superposés et baignés dans une grille de fond. Dans cette étude un « Octree » sera utilisé. Il y a plusieurs types de cellules dans un maillage Chimère [5, 32, 94] :

- les **cellules calculées** qui respectent le schéma numérique,
- les **cellules interpolées**, aux frontières des maillages, qui sont calculées à partir des valeurs des cellules dans les maillages voisins,
- les **cellules masquées** qui ne sont pas calculées et restent donc identiques à la valeur d'initialisation tout au long du calcul pour ce maillage. Ce sont typiquement les cellules d'un maillage qui se trouvent à l'intérieur des corps solides.
- et les **cellules donneuses** qui sont des cellules calculées fournissant les données nécessaires à l'interpolation sur les cellules interpolées.

La méthode Chimère a ainsi été utilisée dans ce travail avec l'outil python Cassiopée [4], pour réaliser le maillage des différents éléments considérés. Des maillages proche-corps structurés ont été réalisés avec ICEM autour des pales. L'influence de la discrétisation spatiale a été étudiée et sera présentée au Chapitre 5 de ce manuscrit. Néanmoins, les maillages proche-corps utilisés sont finalement identiques à ceux proposés dans les études [104, 105]. Le banc BERH utilisé dans les essais est également maillé et pris en compte dans les simulations. Ces éléments sont plongés dans une grille de fond structurée suivant la méthode Chimère. Ce maillage est représenté sur la Figure 2.7.

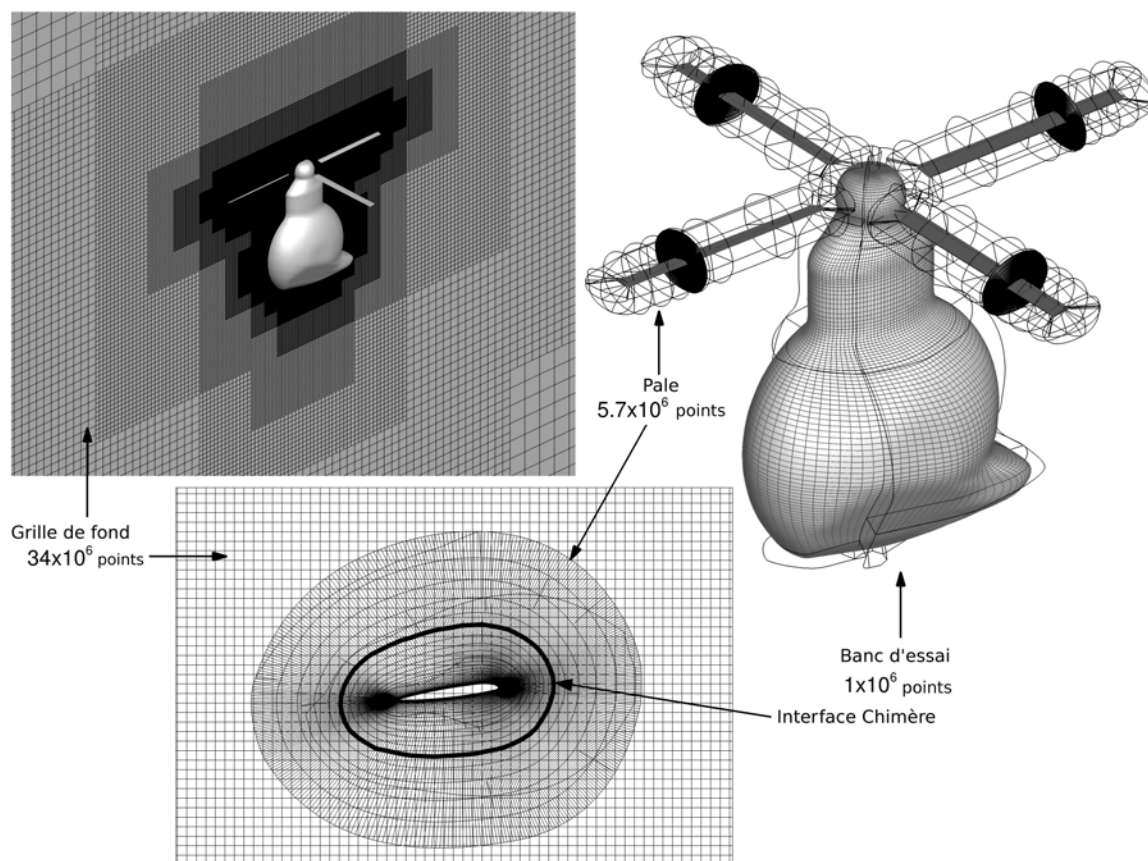


FIGURE 2.7 – Maillage Chimère du rotor 7A utilisé lors des calculs elsA.

Les principales caractéristiques du maillage utilisé dans les simulations réalisées au cours de ces travaux de thèse sont présentées dans la Table 2.1.

Nombre de points dans le maillage de pale	5.7×10^6
Taille de maille à la paroi dans la direction normale adimensionnée : y^+	0.6
Nombre de points dans la couche limite	35-50
Nombre de points le long de la corde	345
Nombre de points en envergure	155
Nombre de points dans la direction normale	61
Ecart en corde au niveau du bord d'attaque	0.1%c
Taille de la plus petite cellule de la grille de fond	9.3%c
Etendue de la grille de fond	11R

TABLEAU 2.1 – Spécificités du maillage des rotors 7A et ERATO

2.3.2 Module Ael et Déformation de maillage

Le module Ael [26] permet au logiciel *elsA* de gérer les simulations aéroélastiques stationnaires mais également instationnaires. L'objectif est de permettre l'étude du comportement de structures flexibles et déformables. Ce module permet non seulement de simuler le comportement aéroélastique d'une structure, mais aussi de transférer les informations entre le code de dynamique et le code d'aérodynamique et de déformer les maillages tridimensionnels.

Lorsqu'on s'intéresse au comportement aéroélastique d'une structure, prendre en considération les mouvements et les déformations de la structure est généralement la difficulté majeure. En effet, lorsque des écoulements tridimensionnels visqueux sont considérés, une approche consistant à prendre en compte les déplacements de la structure par une condition limite sur une grille inchangée, non-déformée, n'est plus suffisante. Il faut donc adopter des méthodes de déformation des maillages utilisés pour le calcul aérodynamique. La déformation du maillage est définie comme la succession de la déformation des blocs constituant le maillage complet. Les conditions aux limites sont définies pour imposer des valeurs de déplacement nulles ou non. Lorsqu'un déplacement est prescrit, chaque point de la surface est déplacé selon un vecteur qui lui est imposé. Puis une méthode d'interpolation est utilisée pour déplacer le maillage volumique « intérieur ». La continuité de la déformation est vérifiée entre les blocs. Ces calculs de déformation de maillage sont généralement très coûteux. Des techniques de réduction de ce coût sont mises en œuvre et permettent de réduire le problème à une grille plus grossière, en regroupant plusieurs cellules, notamment dans la couche limite où la discrétisation est dense.

Synthèse

- Le **code de calcul fluide** *elsA* disponible à l'ONERA permet d'étudier une large gamme de problématiques aérodynamiques.
- Certains paramètres numériques (schémas numériques, discrétisation spatiale) choisis pour les calculs réalisés dans le cadre de la thèse sont exposés.
- La **méthode Chimère** permet la superposition de maillages se déplaçant les uns par rapport aux autres.
- La **méthode de déformation de maillage** Ael permet l'implémentation de la cinématique et de la déformation de la pale à chaque instant.

2.4 Calculs de couplage fluide-structure

2.4.1 Méthode de couplage faible HOST/*elsA*

Un couplage faible entre les codes HOST et *elsA* est utilisé pour obtenir le comportement aérodynamique et aéroélastique d'un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement stabilisé. La méthode de couplage est une méthode itérative d'échange d'informations entre les deux codes, comme illustré sur la Figure 2.8. L'objectif est de remplacer les efforts aérodynamiques utilisés dans le calcul HOST par ceux calculés par la simulation CFD (*elsA*) afin d'obtenir une solution aéroélastique convergée.

Tout d'abord, la simulation est initialisée par un calcul dynamique utilisant un modèle aérodynamique simple basé sur la méthode de la ligne portante de Prandtl. Celui-ci fournit une solution d'équilibre du rotor qui inclut le mouvement rigide et élastique de la pale. Ce mouvement est transmis au code CFD afin de réaliser une simulation aérodynamique incluant ces mouvements rigides (avec la technique Chimère) et élastiques (avec une méthode de déformation de maillage). Ces calculs déterminent les efforts aérodynamiques subis par les pales. Ces efforts (le torseur aérodynamique : la force normale (NF), la traînée (CF) et le moment de tangage (PM)) sont, ensuite, transmis au code de dynamique afin de pouvoir procéder à la prochaine itération de couplage. Les efforts aérodynamiques utilisés par le code de dynamique à la prochaine itération (notée *i*) sont

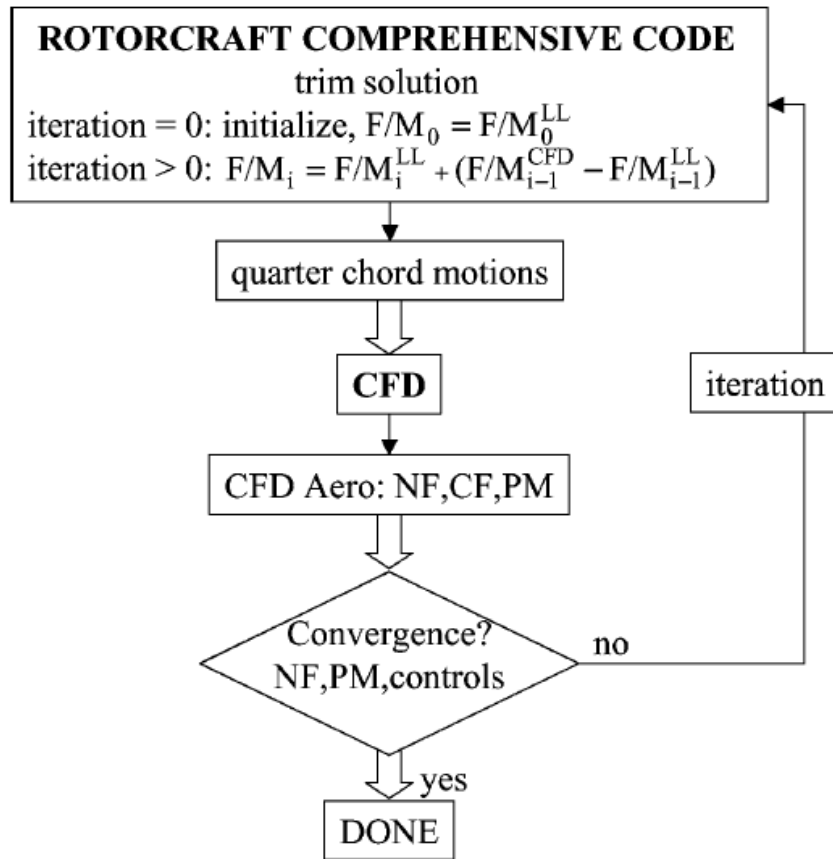


FIGURE 2.8 – Schéma de la procédure de couplage [96].

ceux issus de la solution obtenue par le modèle de la ligne portante, avec une correction basée sur les résultats issus de la simulation aérodynamique précédente, l'itération $i - 1$. C'est la méthode « delta » : $X_i = X_i^{LL} + (X_{i-1}^{CFD} - X_{i-1}^{LL})$, où X représente chacune des composantes des forces (F) et moments (M), l'exposant LL les résultats issus de la théorie de la ligne portante et CFD les résultats issus de la simulation CFD. Les forces et moments utilisés par le code de dynamique sont donc ceux calculés par le code ligne portante additionnés de la correction apportée par la CFD à l'itération de couplage précédente. Il est possible, lorsque le rotor subit du décrochage dynamique, que la méthode de la ligne portante ne converge pas vers la bonne solution à cause de la non-linéarité des polaires aérodynamiques. Pour éviter cela, les polaires ont été corrigées dans la région du décrochage (Figure 2.9).

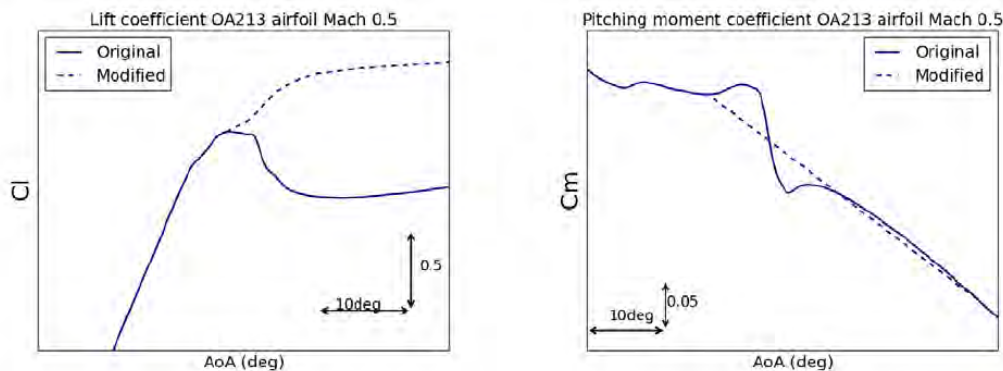


FIGURE 2.9 – Correction des polaires aérodynamiques du profil OA213 à un nombre de Mach de 0.5 [89].

Puis ce processus est réitéré jusqu'à convergence du couplage. Les simulations de couplage

sont considérées convergées lorsque les paramètres de contrôle (le pas collectif θ_0 , les pas cycliques θ_{1c} et θ_{1s} et l'inclinaison du rotor α_q) sont stabilisés, les objectifs de pilotage (la charge rotor $\bar{Z}$, la traction $(C_x S)_f / (S \sigma)$ et la loi de pilotage de Modane) sont atteints et les efforts aérodynamiques par section ($M^2 C_n$, $M^2 C_m$) ne changent plus entre deux itérations de couplage successives. À convergence, les efforts aérodynamiques utilisés par le code de dynamique sont ceux issus de la simulation aérodynamique. En effet, les efforts issus de la théorie de la ligne portante ne changent plus à ce stade ($X_i^{LL} = X_{i-1}^{LL}$).

Synthèse

- La procédure de **couplage faible** entre les codes HOST et *elsA* permet de modéliser le comportement **aéroélastique** d'un rotor principal d'hélicoptère.
- L'**équilibre du rotor** est fourni par le calcul dynamique au code de calcul aérodynamique.
- Les **efforts aérodynamiques** subis par la pale sont obtenus par le calcul aérodynamique et sont ensuite transmis au calcul dynamique.
- Le processus est itératif jusqu'à la stabilisation de l'équilibre du rotor et des efforts aérodynamiques sur la pale.

2.5 Conclusions

Les différents outils, disponibles à l'ONERA, qui ont été massivement utilisés dans le cadre de ces travaux de thèse ont été détaillés.

Les essais menés en soufflerie à l'ONERA, à Modane, sur les rotor 7A et ERATO ont été présentés. Les bases de données disponibles sont riches et la diversité de mesures effectuées permet une bonne connaissance des conditions de vol testées. De plus, les données, aérodynamiques et aéroélastiques, issues de ces essais sont fiables. Ainsi, ces résultats expérimentaux ont été utilisés afin de déterminer le domaine d'étude (Chapitre 3) et de valider les simulations numériques de couplage (Chapitre 5) fournissant les données nécessaires à l'étude détaillée du décrochage dynamique sur les rotors complets.

Dans un second temps, les simulations numériques de couplage permettant de modéliser un rotor d'hélicoptère articulé et déformable ont été présentées notamment le code de dynamique HOST et le code aérodynamique *elsA*. La méthode de couplage faible entre ces deux codes a été détaillée. Les calculs de couplage fluide-structure permettent d'obtenir le comportement aérodynamique et aéroélastique du rotor, c'est-à-dire la réponse réciproque entre les efforts aérodynamiques et les efforts structuraux notamment lors du décrochage dynamique. Des modèles de vitesse induite intégrés au code HOST ont également été présentés. Ces modèles permettent une modélisation du comportement aérodynamique des pales à moindre coût et se sont avérés utiles lors de la phase préliminaire de l'étude du décrochage dynamique qui sera présentée dans le Chapitre 4.

Chapitre 3

Identification du Décrochage Dynamique par l'Analyse de Données Expérimentales sur des Rotors en Vol d'Avancement

Sommaire

3.1 Évaluation du domaine d'essai utilisable des deux bases de données disponibles	58
3.1.1 Présentation du domaine des essais réalisés à S1MA, ONERA, Modane . . .	58
3.1.2 Tri des données issues des essais	64
3.2 Identification des points de vol soumis au décrochage dynamique	66
3.2.1 Effets du décrochage dynamique en fonction des conditions de vol	66
3.2.2 Identification des points de vol décrochés	69
3.3 Sélection de points de vol pertinents pour l'étude des mécanismes du décrochage dynamique	76
3.3.1 Définition des critères de sélection du domaine d'étude	76
3.3.2 Sélection de points de vol décrochés dans des environnements aérodynamiques différents	77
3.3.3 Sélection de points de vol décrochés selon la vitesse de rotation du rotor . .	80
3.3.4 Sélection de points de vol décrochés à différentes charges du rotor	82
3.3.5 Sélection de points de vol décrochés avec différentes géométries de pale . .	83
3.4 Conclusions	85

L'objectif principal de ce chapitre est d'établir notre domaine d'étude. En effet, il n'est pas possible d'étudier en détail le décrochage sur l'ensemble des points de vol testés lors des essais en soufflerie. Ainsi, nous allons sélectionner des points de vol d'avancement suffisamment différents en ce qui concerne le comportement dynamique et aérodynamique, afin d'établir un domaine d'étude limité, mais suffisamment vaste pour observer des événements de décrochage dynamique d'origines différentes.

Dans le chapitre précédent, il a été montré que ces bases de données offrent une quantité d'information importante et d'une grande fiabilité. Ainsi, dans un premier temps, ces bases de données en soufflerie du rotor 7A et du rotor ERATO ont été dépouillées et analysées afin de comprendre l'influence des conditions de vol sur le comportement du rotor et sur le décrochage. Ensuite, plusieurs critères ont été évalués, puis utilisés pour identifier la présence du décrochage dynamique, sur les différents points de vol disponibles dans ces bases de données, en utilisant les informations mesurées expérimentalement en soufflerie. Ces critères visent à déterminer la présence d'événements de décrochage et à évaluer l'influence du décrochage sur différents aspects du comportement de l'appareil afin d'orienter la sélection des points de vol qui ont été étudiés et ainsi limiter le domaine d'étude de ces travaux de thèse. Finalement, nous présenterons les points de vol qui ont été sélectionnés. Ceux-ci présentent les caractéristiques typiques du décrochage dynamique (chute de portance, moment à piquer intense en pale reculante et forte sollicitation de la structure), pour différents degrés d'intensité du décrochage et pour des conditions de vol variées.

3.1 Évaluation du domaine d'essai utilisable des deux bases de données disponibles

Dans cette partie, les bases de données issues des essais menés dans la soufflerie S1MA, à l'ONERA, à Modane, sur les rotors 7A et ERATO seront présentées. Nous nous concentrerons sur le domaine d'essai de ces deux campagnes, c'est-à-dire sur les conditions de vol testées lors des deux campagnes ainsi que sur les données extraites. Comme évoqué précédemment, certaines mesures n'ont pas pu être effectuées, notamment suite à l'endommagement des connexions de certains capteurs de pression. Les données qui ne sont pas accessibles ont donc été identifiées.

3.1.1 Présentation du domaine des essais réalisés à S1MA, ONERA, Modane

Campagne d'essais sur le rotor 7A

Comme cela a été présenté dans le Chapitre 2, les essais ont fourni des bases de données denses avec de nombreuses mesures sur un grand nombre de points de vol. Le domaine de la campagne d'essai sur le rotor 7A balaie un grand nombre de paramètres d'avancement μ , de coefficients de portance $\bar{Z}$, de coefficients de traînée de fuselage $(C_x S)_f / (S\sigma)$ et de nombres de Mach de rotation en extrémité de pale $M_{\Omega R}$:

- $\mu \in [0.2, 0.525]$
- $\bar{Z} \in [9, 30]$
- $(C_x S)_f / (S\sigma) \in (0.07, 0.1, 0.15)$
- $M_{\Omega R} \in [0.45, 0.675]$.

Trois coefficients de traînée de fuselage ont été testés lors des essais en soufflerie. Dans le cadre de ces travaux, seul les cas avec le coefficient de traînée de fuselage $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$ ont été considérés. C'est le coefficient de traînée le plus étudié lors de la campagne d'essai et c'est également la valeur la plus représentative des hélicoptères conventionnels.

Ces conditions de vol permettent d'obtenir une puissance consommée par le rotor allant de 20 kW à 190 kW, comme illustré sur la Figure 3.1 qui représente l'évolution de la puissance consommée, $\mathcal{P}_{\text{tot}}$, par le rotor 7A pour différents paramètres de vol. La puissance consommée en vol d'avancement stabilisé peut être décomposée en $\mathcal{P}_{\text{tot}} = \mathcal{P}_{\text{ind}} + \mathcal{P}_{\text{prof}} + \mathcal{P}_{\text{fus}}$ où $\mathcal{P}_{\text{ind}}$ est la puissance induite, $\mathcal{P}_{\text{prof}}$ la puissance de traînée de profil et $\mathcal{P}_{\text{fus}}$ la puissance de traînée du fuselage. Cette dernière ($\mathcal{P}_{\text{fus}}$ définie par l'équation 1.7 dans le Chapitre 1) est constante pour un paramètre d'avancement donné puisque $(C_x S)_f / (S\sigma)$ est fixé à 0.1.

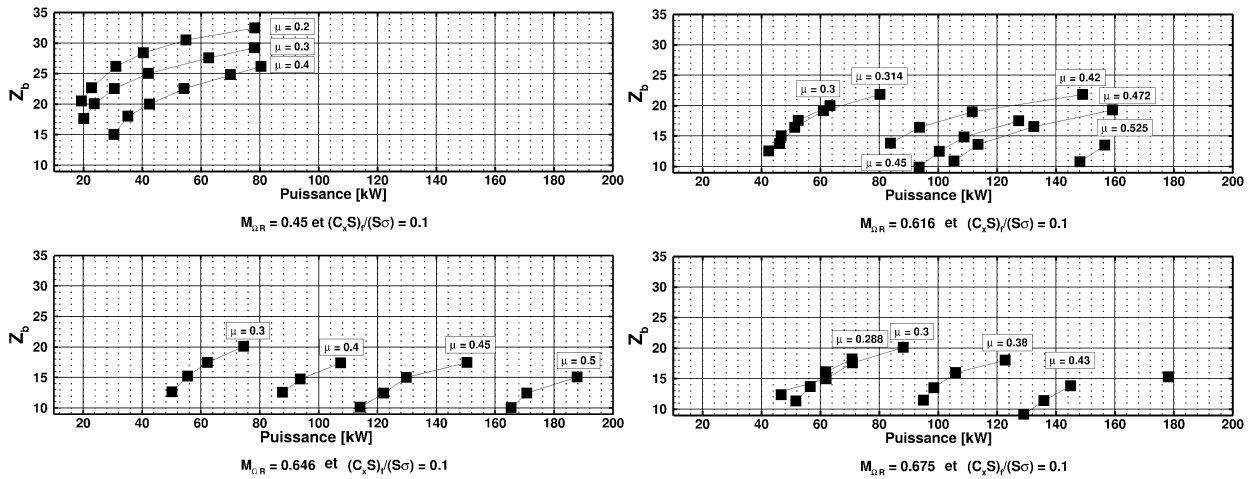


FIGURE 3.1 – Évolution de la puissance consommée par le rotor 7A en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour différents nombres de Mach de rotation $M_{\Omega R}$ et à un coefficient de traînée fixé à $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

L'évolution de la puissance consommée en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour différentes vitesses de rotation du rotor et à un coefficient de traînée fixé illustre l'influence des paramètres de vol sur les performances de l'hélicoptère.

Dans un premier temps, l'influence de la vitesse d'avancement de l'appareil est représentée par le paramètre d'avancement lorsque $M_{\Omega R}$ est fixé puisque $\mu = U_{\infty}/(\Omega R)$. La puissance consommée augmente avec le paramètre d'avancement μ . En effet, à une vitesse de rotation et un coefficient de traînée fixés, la puissance de traînée du fuselage et la puissance de traînée de profil vont être respectivement proportionnelles à U_{∞}^3 et à U_{∞}^2 d'après la théorie du bilan de puissance (cf. équation 1.7 dans le Chapitre 1) [63].

Un accroissement de la puissance consommée est obtenu lorsque la charge du rotor $\bar{Z}$ est augmentée. La puissance induite est directement proportionnelle à la poussée produite par le rotor. Ainsi, lorsque la charge du rotor est augmentée, cette puissance induite l'est également. Néanmoins, la puissance de traînée de profil est non négligeable et celle-ci augmente drastiquement au décrochage lorsque $\bar{Z}$ augmente.

Finalement, la puissance augmente lorsque la vitesse de rotation du rotor Ω est réduite pour des vitesses d'avancement et des niveaux de portance constants. En effet, les coefficients $\bar{Z}$ et μ sont adimensionnés par la vitesse ΩR . Ainsi, à des iso-valeurs de $\bar{Z}$ et μ , pour différentes vitesses de rotation, les conditions de vol sont en réalité très différentes. Un exemple d'ensemble de points de vol avec les mêmes conditions de vol, c'est-à-dire à iso-valeur de portance et de vitesse d'avancement, avec une variation de la vitesse de rotation est le suivant :

- $(M_{\Omega R}, \bar{Z}, \mu, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (0.616, 22, 0.314, 0.1)$
- $(M_{\Omega R}, \bar{Z}, \mu, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (0.646, 20, 0.300, 0.1)$
- $(M_{\Omega R}, \bar{Z}, \mu, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (0.675, 18, 0.288, 0.1)$

Une puissance de 80 kW est nécessaire pour le cas avec une vitesse de rotation correspondant à $M_{\Omega R} = 0.616$ alors qu'une puissance de 70 kW est nécessaire pour $M_{\Omega R} = 0.675$ (cas pour lequel $\bar{Z}$ et μ sont plus faibles).

La campagne sur le rotor 7A permet également d'obtenir une gamme très large de positionnement et de cinématique du rotor pour atteindre les conditions visées, notamment concernant l'inclinaison du rotor α_q , le pas collectif θ_0 et le pas cyclique (θ_{1c} et θ_{1s}).

- $\alpha_q \in [-27.5 \text{ deg}, -3.5 \text{ deg}]$
- $\theta_0 \in [5.8 \text{ deg}, 20.4 \text{ deg}]$
- $\theta_{1c} \in [1.4 \text{ deg}, 5.3 \text{ deg}]$
- $\theta_{1s} \in [-8.5 \text{ deg}, -2.3 \text{ deg}]$.

La Figure 3.2 présente l'inclinaison et le pas collectif du rotor 7A pour différentes conditions de vol.

Lorsque la vitesse d'avancement est augmentée, à vitesse de rotation, coefficient de traînée et charge adimensionnée du rotor constants, l'inclinaison du mât, $|\alpha_q|$, devient de plus en plus grande (Figure 3.2). Par exemple, pour $M_{\Omega R} = 0.646$, $\bar{Z} = 15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$, l'inclinaison du rotor est de $|\alpha_q| = 7 \text{ deg}$ lorsque $\mu = 0.3$ alors qu'elle est de $|\alpha_q| = 20 \text{ deg}$ pour $\mu = 0.5$, soit près de 3 fois plus élevée. En effet, pour atteindre des conditions de vol plus rapides, il faut accroître la composante horizontale de la poussée qui est, en partie, assurée par l'inclinaison du disque rotor (et par le basculement du rotor par le battement cyclique). Néanmoins, pour conserver la même altitude (vol d'avancement stabilisé), la composante verticale de la poussée doit également rester constante. Par conséquent, le pas collectif est également augmenté pour conserver la force de portance visant à équilibrer le poids de l'appareil, tout en assurant la propulsion ciblée. Prenons encore une fois l'exemple à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\bar{Z} = 15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$. Lorsque $\mu = 0.3$, le pas collectif θ_0 est de 6.6 deg contre 17.7 pour le cas à $\mu = 0.5$.

On constate également un effet de la vitesse d'avancement sur le pas cyclique longitudinal dont les évolutions ne seront pas montrées dans ce manuscrit. L'augmentation de la vitesse en translation de l'appareil entraîne une diminution du pas cyclique longitudinal θ_{1s} , encore plus

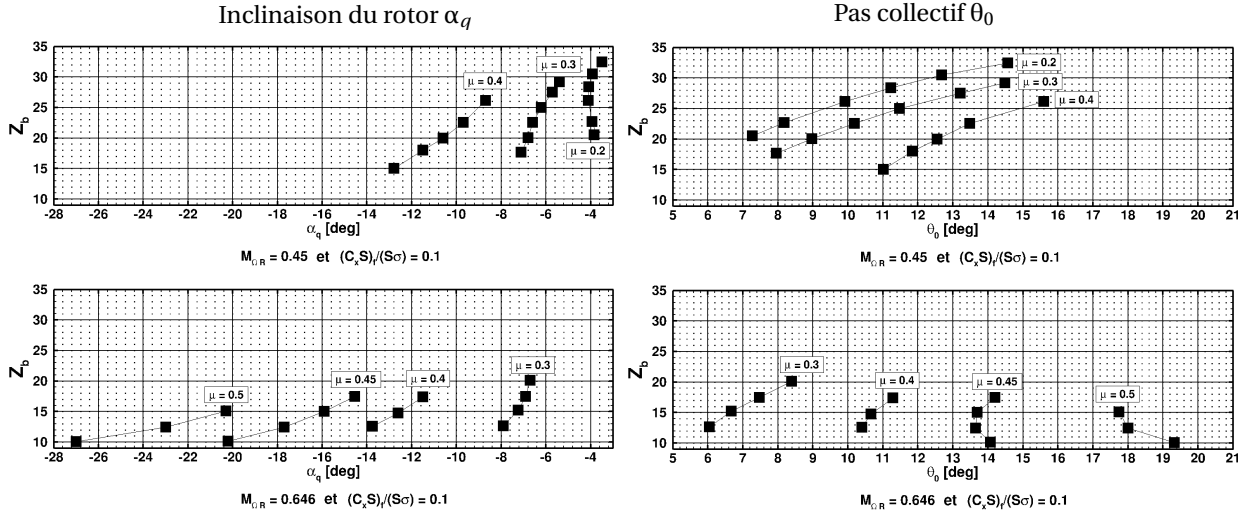


FIGURE 3.2 – Évolution de l'inclinaison et du pas collectif du rotor 7A en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour deux nombres de Mach de rotation $M_{\Omega R} = 0.45$ et 0.646 et un coefficient de traînée $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

négatif, afin de réduire la dissymétrie de vitesse ($\Delta U_{90\text{deg}-270\text{deg}} = 2U_\infty$) qui s'intensifie avec U_∞ . Ainsi, cette modification de θ_{1S} permet de réduire les incidences en pale avançante (à l'azimut $\psi = 90\text{deg}$) et augmenter les incidences en pale reculante ($\psi = 270\text{deg}$) où la vitesse relative de la pale est plus faible lors μ augmente.

La charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ est également impliquée dans le positionnement du rotor. En effet, plus la charge est élevée, plus le disque rotor se redresse : l'inclinaison du mât, $|\alpha_q|$, diminue (Figure 3.2). Cela s'explique par la nécessité d'obtenir une force de portance plus importante en réponse à l'augmentation de la charge. Le pas collectif tend à augmenter en même temps que la charge afin de conserver la propulsion tout en augmentant la portance. Néanmoins, à faible $\bar{Z}$ et fort μ , le pas collectif est réduit lorsque la charge du rotor est accrue.

Finalement, une diminution du pas collectif est obtenue lorsque la vitesse de rotation est plus élevée à des forces de propulsion et de sustentation constantes (pas illustré). La portance étant constante, la composante verticale de la poussée doit l'être également. Or, en augmentant la vitesse de rotation des pales, la poussée totale produite par le rotor est augmentée. La réduction des incidences permet de contrebalancer cette augmentation de vitesse et donc de la portance ($\propto \text{Vitesse}^2$) générée par les pales.

Campagne d'essais sur le rotor ERATO

Le domaine d'essai de la campagne effectuée à l'ONERA, Modane, dans la soufflerie S1MA sur le rotor ERATO, est plus restreint que celui du rotor 7A. Le domaine d'essai en ce qui concerne les paramètres d'avancement, de coefficient de portance, de coefficient de traînée et de nombre de Mach de rotation en extrémité de pale est le suivant :

- $\mu \in [0.283, 0.463]$
- $\bar{Z} \in [6, 21]$
- $(C_x S)_f / (S\sigma) \in [0.07, 0.15]$
- $M_{\Omega R} \in (0.572, 0.617, 0.661)$.

La puissance consommée par le rotor varie de 30 kW à 110 kW au cours de ces essais. L'influence sur la puissance consommée, des différents paramètres de vol, c'est-à-dire la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$, le paramètre d'avancement μ , le nombre de Mach de rotation $M_{\Omega R}$ et le coefficient de traînée fixé à $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$ est présentée sur la Figure 3.3. Les tendances obtenues sont similaires à celles sur le rotor 7A. Ainsi, la puissance totale augmente avec la vitesse d'avancement et la charge rotor comme illustré sur la Figure 3.3.

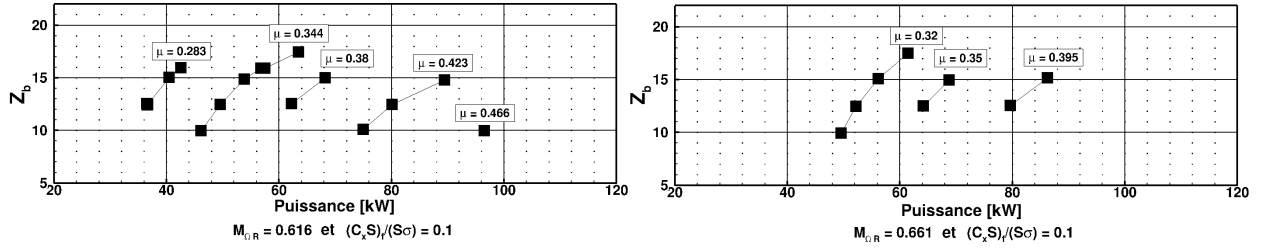


FIGURE 3.3 – Évolution de la puissance consommée par le rotor ERATO en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour deux valeurs du nombre de Mach de rotation $M_{\Omega R}$ et à un coefficient de traînée fixé à $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$.

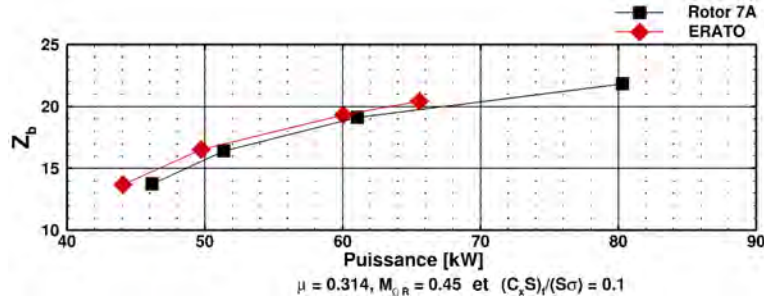


FIGURE 3.4 – Évolution de la puissance consommée par les rotors 7A et ERATO en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ pour un paramètre d'avancement de $\mu = 0.314$, un nombre de Mach de rotation de $M_{\Omega R} = 0.616$ et un coefficient de traînée de $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$.

La puissance consommée par le rotor 7A a été comparée avec celle consommée par le rotor ERATO à $M_{\Omega R} = 0.616$ (Figure 3.4). Un paramètre d'avancement de $\mu = 0.314$ a été testé à ce nombre de Mach de rotation pour les deux rotors considérés. Les différences de performance entre les deux rotors sont très faibles. Pour le rotor 7A, une puissance de 46 kW est nécessaire pour atteindre la charge rotor commune aux deux bases de données la plus faible ($\bar{Z} = 13.7$) alors que pour le rotor ERATO, la puissance nécessaire pour atteindre cette condition de vol est de 44 kW. Un avantage est donc obtenu en utilisant le rotor ERATO à faible charge. Néanmoins, plus la charge ($\bar{Z}$) augmente, plus cette différence s'amenuise. En effet, à $\bar{Z} = 16.5$, cette différence de puissance consommée est de $\Delta \mathcal{P}_{\text{tot}} = 1.6$ kW et à $\bar{Z} = 19$, $\Delta \mathcal{P}_{\text{tot}} = 1$ kW.

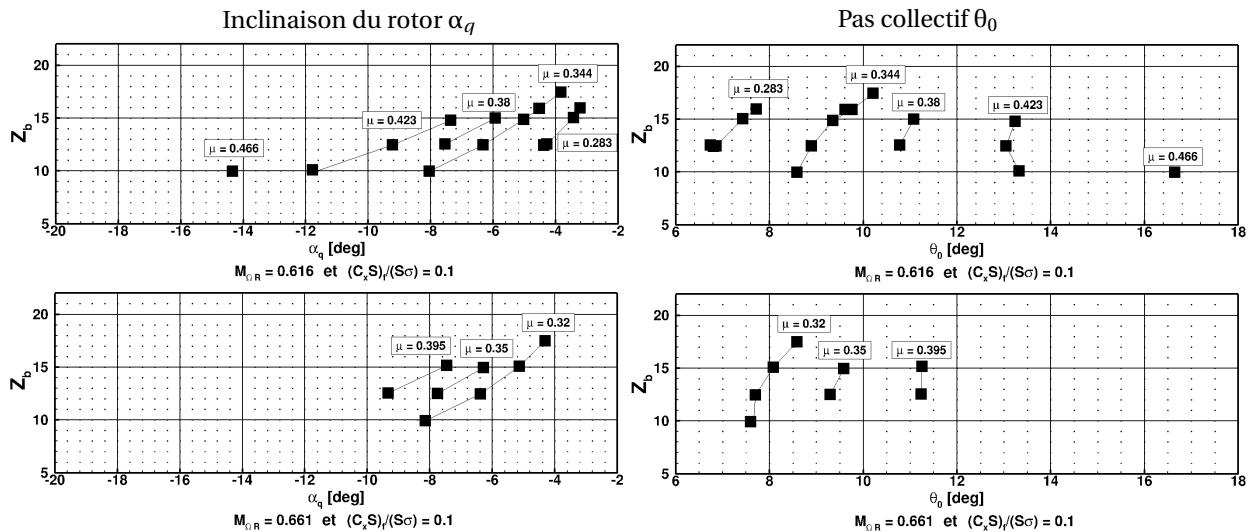


FIGURE 3.5 – Évolution de l'inclinaison et du pas collectif du rotor ERATO en fonction de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ et du paramètre d'avancement μ pour un nombre de Mach de rotation $M_{\Omega R} = 0.616$ et un coefficient de traînée $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$.

L'évolution du positionnement du rotor en fonction des paramètres de vol (μ et $\bar{Z}$), illustrée en Figure 3.5, est similaire à celle du rotor 7A. Néanmoins, il est difficile d'évaluer l'influence de la vitesse de rotation des pales à iso-condition de vol puisque les conditions de vol testées pour chaque $M_{\Omega R}$ ne se recoupent pas. De plus, seuls les points de vol avec $M_{\Omega R} = 0.616$ sont obtenus avec la loi de pilotage dite « de Modane » : $\beta_{1c} = -\theta_{1s}$ (le battement β est négatif vers le haut) et $\beta_{1c} = 0$, les autres sont réalisées avec la loi « américaine » de battement nul telle que $\beta_{1s} = \beta_{1c} = 0$. Cela rend les conditions non comparables du point de vue notamment du positionnement du rotor. Comme les conditions de vol testées sur le rotor 7A sont majoritairement obtenues avec la loi de Modane, seuls les « cas ERATO » avec cette loi de pilotage sont étudiés pour les travaux présentés.

Données disponibles dans chaque campagne d'essai

Dans ce paragraphe, les différentes données extraites lors des essais en soufflerie sont brièvement présentées. Néanmoins, il n'est pas question, à ce stade, de rentrer dans l'analyse de ces données à cause du grand nombre de points de vol disponibles mais uniquement d'introduire et d'illustrer les grandeurs disponibles et leurs caractéristiques, leur rôle dans l'analyse physique qui a été effectuée au cours de ces travaux de thèse.

Parmi les grandeurs aérodynamiques, les valeurs mesurées par les capteurs de pression sont disponibles sur les cinq sections instrumentées des deux rotors à 128 positions azimutales différentes, ψ , équiréparties de $\Delta\psi = 2.8125$ deg. Elles ont été adimensionnées sous forme de coefficient de pression comme présenté dans l'équation 1.1.1 de la section 1.1.1.

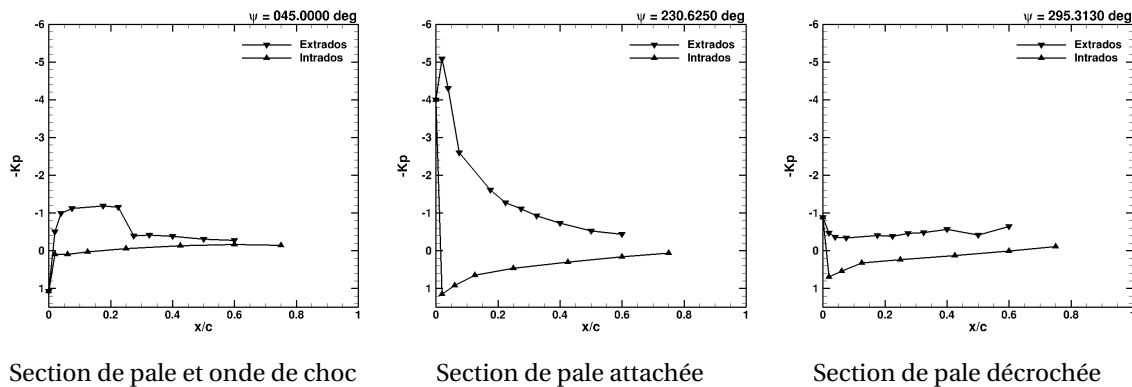


FIGURE 3.6 – Coefficient de pression adimensionné en extrémité de pale $r/R = 0.915$ d'un vol d'avancement soumis au décrochage dynamique.

Trois topologies d'écoulement peuvent être distinguées directement sur les profils de K_p à une section donnée. Ces configurations d'écoulement sont présentées sur la Figure 3.6 pour différentes positions azimutales de la pale et pour un même point de vol, caractéristique du décrochage dynamique.

En pale avançante, la vitesse de translation vient s'ajouter à la vitesse de rotation de la pale jusqu'à atteindre des vitesses transsoniques et ainsi, l'écoulement peut devenir localement supersonique en raison de l'accélération de l'écoulement autour du profil. Des ondes de choc peuvent alors se former et provoquer une recompression rapide. Ceci s'observe sur le coefficient de pression par une augmentation brutale du $-K_p$ au niveau du choc (Figure 3.6, gauche, $\psi = 45$ deg) au niveau du quart de corde ($x/c = 0.25$).

En pale reculante, le décrochage dynamique peut intervenir en réponse aux hautes incidences dans cette région. Le décrochage dynamique est défini par un décollement massif de la couche limite sur l'intégralité de l'extrados de la section de pale concernée. Cela se caractérise par un profil de K_p « plat » et une dépression faible sur extrados, au niveau du bord d'attaque, entraînant

la chute de portance associée au décrochage dynamique. La Figure 3.6 (*droite*, $\psi = 295.313$ deg) illustre la forte perte de portance due à la chute de l'accélération de l'écoulement à l'extrados par rapport à un écoulement attaché quelques instants plus tôt (Figure 3.6, *centre*, $\psi = 230.625$ deg).

Ces données pariétales de pression locale ont été intégrées sur chaque section instrumentées formant ainsi les coefficients de force normale M^2C_n et de moment de tangage M^2C_m dans le repère local (cf. Chapitre 1.1.1). Ces valeurs intégrées permettent une meilleure compréhension de la contribution de chaque section aux charges aérodynamiques.

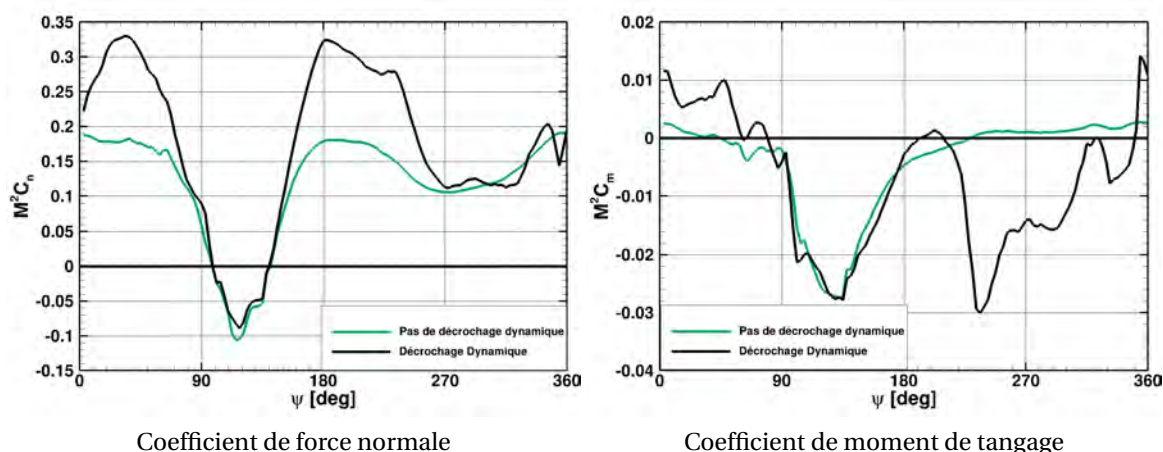


FIGURE 3.7 – Coefficient de pression intégré en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour deux configurations de vol d'avancement.

La Figure 3.7 illustre le coefficient de force normale (*gauche*) et le coefficient de moment de tangage (*droite*) en extrémité de pale (à la position radiale $r/R = 0.915$) pour deux conditions de vol : la première en situation de décrochage dynamique (*courbe noire*) et la seconde pour une condition de vol beaucoup moins sévère (*courbe verte*). Cette représentation permet d'évaluer l'évolution de la contribution de chaque section aux charges aérodynamiques totales, notamment lorsque le rotor est soumis au décrochage dynamique.

En pale avançante, la portance produite par la section de pale en extrémité est très fortement réduite. Cela est dû à la réduction d'incidence importante dans cette région pour contrebalancer les très hautes vitesses vues par la pale. Entre $\psi = 90$ deg et 150 deg, des portances négatives peuvent même être obtenues, avec ou sans décrochage. En pale reculante, le décrochage peut intervenir comme sur la Figure 3.7 (*courbe noire*). Il est accompagné d'un fort moment piqueur ($M^2C_m < 0$ en Figure 3.7) de la section de pale à $\psi = 200$ deg puis d'une brusque perte de portance (M^2C_n) lorsque la pale atteint $\psi = 235$ deg.

Finalement, que le décrochage dynamique soit impliqué ou non, la pale porte davantage (région de M^2C_n le plus élevé) en pale avant ($\psi = 180$ deg) et en pale arrière ($\psi = 0$ deg) où la vitesse et les incidences sont modérées.

D'autre part, les essais en soufflerie ont également permis d'évaluer le comportement dynamique des pales du rotor principal d'hélicoptère lors d'un vol d'avancement.

Premièrement, la déformation de la pale, en battement et en torsion, au cours de sa rotation a été construite à partir des mesures des jauges de contraintes. Cela permet de connaître l'amplitude et la fréquence des mouvements de déformation de la pale et éventuellement la fatigue que ces efforts élastiques peuvent engendrer. La Figure 3.8 illustre un exemple de l'évolution de la déformation en torsion d'une pale au cours d'une révolution.

Deuxièmement, les efforts structuraux ont également été mesurés pour les points de vol testés : les moments de flexion en battement et en traînée ainsi que les moments en torsion.

Troisièmement, les efforts transmis de la pale aux bielles de pas sont disponibles et montrent la sollicitation et donc le risque d'être en bûée de commande et ainsi ne plus pouvoir contrôler

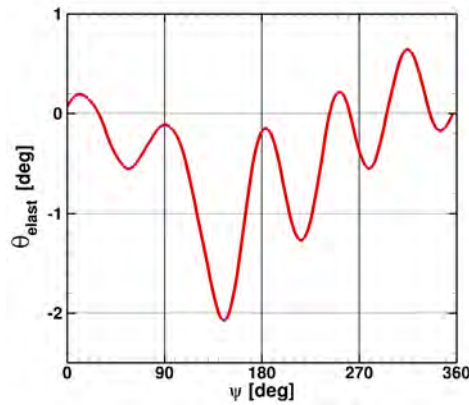


FIGURE 3.8 – Exemple de déformation de la pale en torsion en extrémité de pale $r/R = 0.96$.

l'appareil. Les efforts biellettes sont liés au moment de torsion en pied de pale par la relation 1.1.1 présentée dans le Chapitre 1.

En conclusion, une large gamme de grandeurs physiques différentes est donc disponible dans les bases de données issues de ces essais en soufflerie. De plus, les solutions obtenues lors de ces deux campagnes d'essai donnent des résultats précis et reproductibles. Ainsi, la confiance accordée à ces données d'essai est suffisamment élevée pour en faire la base de validation des travaux de la présente thèse. Dans un premier temps, elles ont été utilisées pour une analyse préliminaire de l'évolution du décrochage dynamique selon les différentes conditions de vol investiguées et ainsi établir le domaine d'étude des travaux présentés. Puis dans un second temps, ces données issues des essais en souffleries seront utilisées pour valider les simulations de différents niveaux de fidélité réalisées dans le cadre de cette thèse.

3.1.2 Tri des données issues des essais

Pourquoi un tri des données expérimentales est nécessaire ?

Au cours des essais, certaines configurations ont entraîné des mouvements de battement de pale très importants. Ces mouvements, ajoutés aux effets de la force centrifuge, ont provoqué des problèmes de connexion des câbles permettant l'acquisition des données. Ainsi, certains capteurs n'ont pas pu mesurer la pression rendant la densité de données de pression sur la section de pale concernée trop faible pour rendre compte de la répartition réelle de la pression sur la pale. De plus, si la densité de mesure est trop faible sur une section, il est impossible, ou en tout cas pas de manière rigoureuse, d'intégrer les pressions mesurées pour déterminer les efforts aérodynamiques. De la même manière, des données sur le comportement de la structure sont également manquantes pour certains points de vol de la campagne d'essais.

Par conséquent, certains points de vol ont trop peu d'informations aérodynamiques et structurales pour permettre, dans un premier temps, une analyse complète des résultats expérimentaux, et, dans un deuxième temps, la validation des simulations qui ont été effectuées dans le cadre de ces travaux de thèse. Ainsi, il est nécessaire de répertorier les conditions de vol dont les données sont incomplètes pour les éliminer.

Définition du domaine d'essai exploitable

La Figure 3.9 illustre l'ensemble des points de vol ayant été testés à Modane, sur le rotor 7A.

Comme le décrochage dynamique se produit majoritairement en extrémité de pale reculante, où les vitesses sont faibles et les incidences élevées, les données mesurées aux sections instrumentées en capteurs de pression en extrémité doivent être complètes, c'est-à-dire que suffisamment de capteurs doivent être actifs pour permettre l'intégration de la pression en efforts aérodynamiques. Notamment, les sections $r/R = 0.915$ et $r/R = 0.825$ ont été choisies comme étant indis-

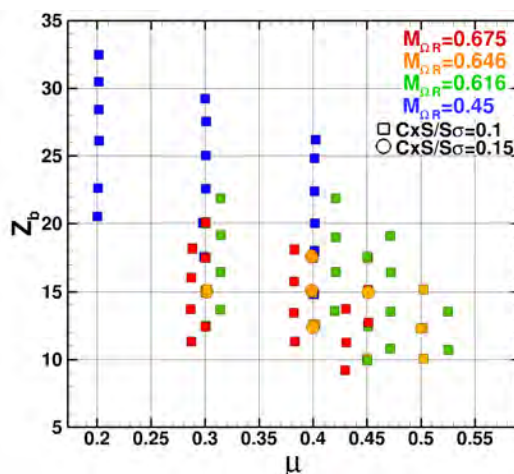


FIGURE 3.9 – Domaine d'essai de la 11^{ème} à Modane sur le rotor 7A.

pensables, d'après ce qui a été observé sur d'autres conditions de vol déjà investiguées par des études antérieures à cette thèse, comme les références 12, 65, 104. Le domaine d'essai uniquement constitué des points de vol dans lesquels les efforts de pression intégrés sont disponibles pour la section à $r/R = 0.825$ et à $r/R = 0.915$ est présenté en Figure 3.10.

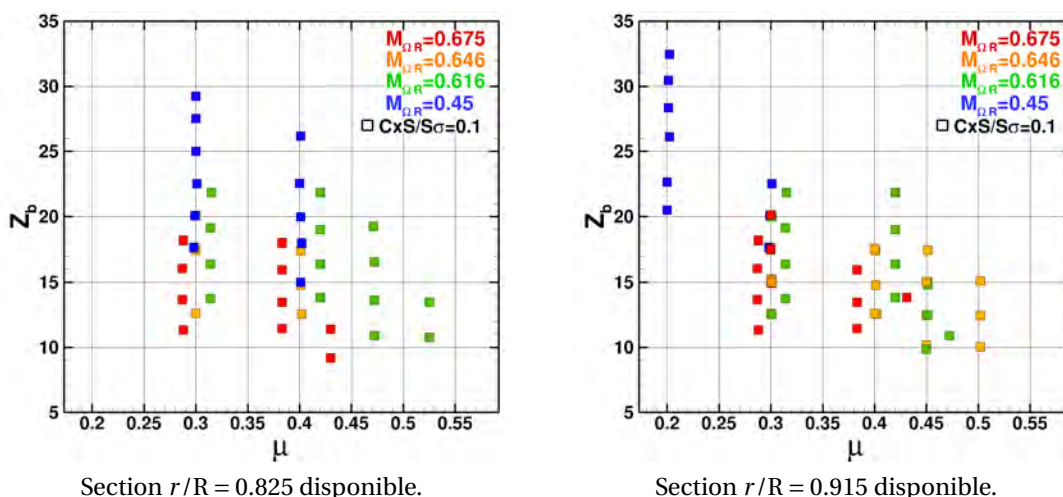


FIGURE 3.10 – Tri du domaine d'essai sur les efforts intégrés.

En comparant les Figures 3.9 et 3.10, on constate que de nombreux points de vol ont rencontré un problème de mesure sur au moins une des deux sections choisies. Néanmoins, le nombre de points de vol, dans lesquels au moins une des deux sections importantes est disponible, est suffisamment grand pour obtenir une grande variété de comportements aérodynamiques et aéroélastiques. En conclusion, seulement 5 points de vol n'ont pas de données exploitables sur ces deux sections simultanément. Ils ne seront pas étudiés et la priorité sera accordée aux cas où la section à $r/R = 0.915$ est exploitable.

Synthèse

- Le **domaine d'essai** sur les rotors 7A et ERATO est particulièrement **vaste**.
- Plus la **charge du rotor ou/et la vitesse d'avancement augmentent**, plus les incidences et plus la puissance nécessaire sont **élevées**.
- Lorsque la **vitesse de rotation diminue à iso-condition de vol**, les coefficients $\bar{Z}$ et μ **augmentent** ainsi que les incidences et la puissance nécessaire.

3.2 Identification des points de vol soumis au décrochage dynamique

Être capable de définir un critère permettant de déterminer si une condition de vol d'avancement est soumise au décrochage dynamique est complexe. En effet, le décrochage dynamique se caractérise par l'apparition de décollements massifs de la couche limite, principalement sur la pale reculante. Ceci génère des fluctuations intenses sur les efforts aérodynamiques et structuraux. Toutefois, de telles fluctuations peuvent également apparaître dans des conditions de vol pour lesquelles le décrochage n'est pas impliqué. C'est le cas, par exemple, pour les vols à très grande vitesse ou pour les vols impliquant de l'interaction pale-tourbillon. Il n'est donc pas évident de définir un critère systématique permettant de détecter l'apparition du décrochage dynamique à partir des mesures d'efforts aérodynamiques et structuraux. Néanmoins, dans cette section, nous allons présenter et évaluer différents critères susceptibles de détecter l'apparition du décrochage dynamique à partir des données expérimentales disponibles.

3.2.1 Effets du décrochage dynamique en fonction des conditions de vol

Afin de définir un critère de détection du décrochage, il faut bien connaître les effets de ce phénomène, notamment sur le comportement aéroélastique des pales et sur les performances du rotor. Cet aspect est présenté dans ce paragraphe.

Effets sur les efforts aérodynamiques

Les effets du décrochage sur le comportement aérodynamique des pales sont présentés sur quatre conditions de vol testées lors de la campagne d'essais sur le rotor 7A. Ces conditions correspondent à une augmentation de la charge rotor, $\bar{Z}$, vers le décrochage, à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$.

Les coefficients aérodynamiques à une section telle que $r/R = 0.915$ sont représentés en Figures 3.11 et 3.12 pour les quatre cas considérés.

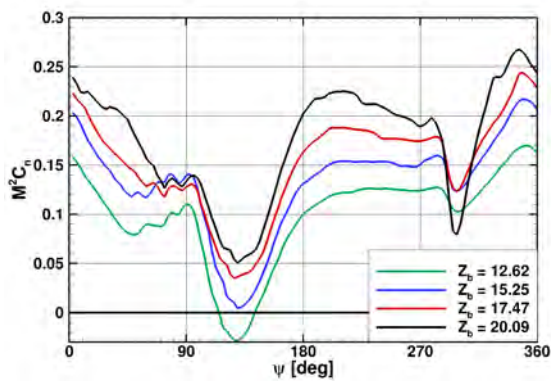


FIGURE 3.11 – Coefficient de portance à $r/R = 0.915$.

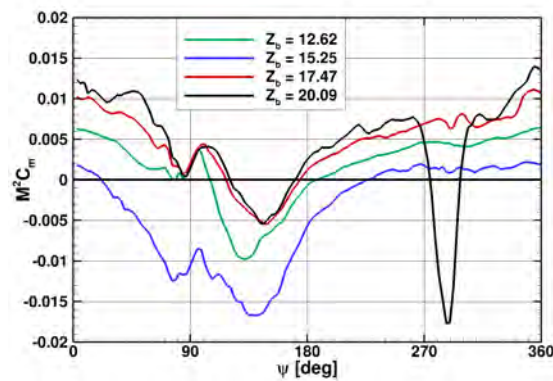


FIGURE 3.12 – Coefficient de moment de tangage à $r/R = 0.915$.

Comme évoqué dans le Chapitre 1, le décrochage dynamique est associé à une chute de la portance et à la formation d'un moment à piquer intense. Ces deux phénomènes sont observés pour $\bar{Z} = 20.1$ en pale reculante pour $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 300 \text{ deg}$ alors qu'ils ne sont pas observés sur les autres cas $\bar{Z} = 12.6$, 15.2 et 17.5 . Ainsi, la condition de vol à $\bar{Z} = 20.1$ est soumise à un décrochage et la condition de vol à $\bar{Z} = 17.5$ correspond au commencement du décrochage dynamique, avec une faible perturbation du moment de tangage autour de $\psi = 290 \text{ deg}$ et une perte de portance en pale reculante ($\Delta M^2 C_n = 0.6$) plus conséquente que pour $\bar{Z} = 15.2$ et $\bar{Z} = 12.6$ (respectivement $\Delta M^2 C_n = 0.4$ et 0.3).

Effets sur la puissance consommée par le rotor

Une fois le décrochage installé, la puissance augmente de manière drastique, notamment à cause de la traînée de profil qui augmente considérablement au décrochage. La Figure 3.13 illustre cette augmentation de la puissance totale consommée lorsque le décrochage est initié (dès $\bar{Z} = 17.5$) puis établi sur la pale (pour $\bar{Z} = 20.1$).

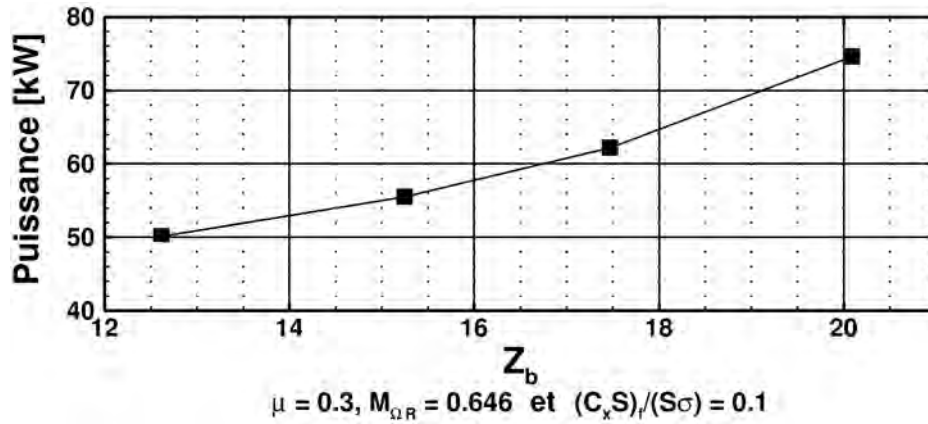


FIGURE 3.13 – Comparaison de la puissance totale consommée par le rotor à différentes conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.646, \mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$.

Plus globalement, la Figure 3.14 représente la puissance totale consommée sur l'ensemble des points de vol testés lors des essais sur le rotor 7A (avec $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$).

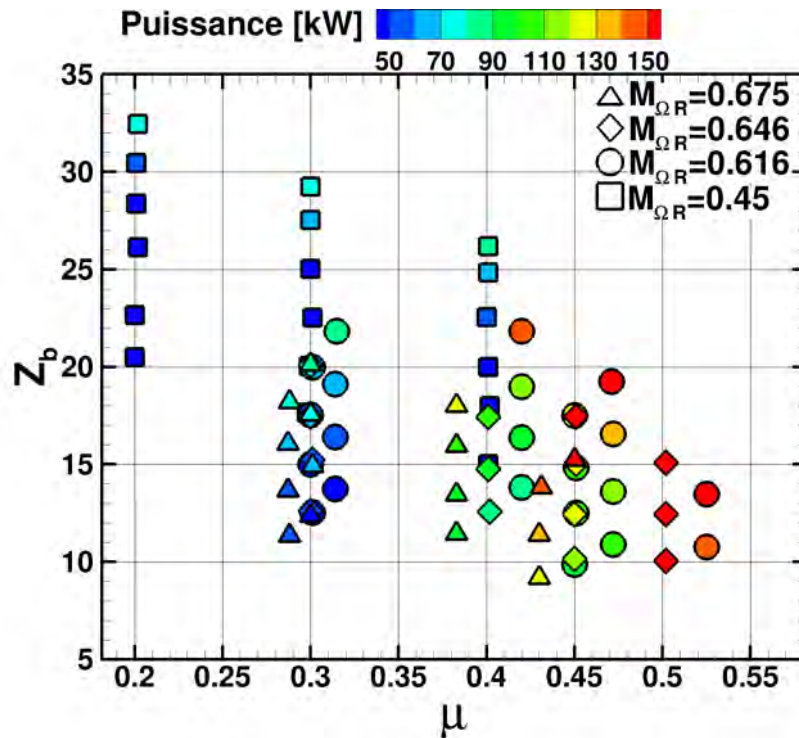


FIGURE 3.14 – Évaluation de la puissance nécessaire mesurée sur le rotor 7A lors des essais en soufflerie.

Cette figure montre bien l'influence des trois paramètres de vol (qui sont μ , $\bar{Z}$ et $M_{\Omega R}$) sur les performances ($\mathcal{P}_{tot}$). En effet, plus la condition de vol à atteindre est chargée ou est rapide, plus la dégradation de la performance est grande, par l'augmentation de la puissance à fournir au rotor. En effet, par exemple, pour une augmentation de la charge du rotor, $\bar{Z}$, à $M_{\Omega R} = 0.616$ et $\mu = 0.314$, la puissance est multipliée par 1.3 lorsque $\bar{Z}$ passe de 19.1 à 21.8 alors que des taux similaires sont

obtenus lorsque $\bar{Z}$ passe de 13.7 à 19.1 (soit pour une plus grande variation de charge : $\Delta\bar{Z} = 5.4$). Ceci est en partie dû à l'apparition et à l'intensification du décrochage dynamique sur le rotor avec l'augmentation, dans ce cas, de la charge rotor ou de la vitesse d'avancement.

Effets sur les efforts sur les bielles de pas

Finalement, le décrochage dynamique provoque des efforts intenses au niveau des bielles de pas. En effet, lorsque le décrochage dynamique est impliqué, les efforts subis par les bielles de pas sont plus élevés et le contenu haute fréquence est plus important. Le moment piqueur engendré par le décrochage dynamique est un phénomène de haute fréquence. Celui-ci va venir exciter les modes de torsion de la pale qui vont se transmettre au système de commande. Ainsi, nous avons post-traité les données expérimentales relatives aux efforts sur les bielles afin d'extraire la valeur maximale crête-à-crête de ces charges dynamiques sur le système de commande ainsi que le contenu fréquentiel du signal.

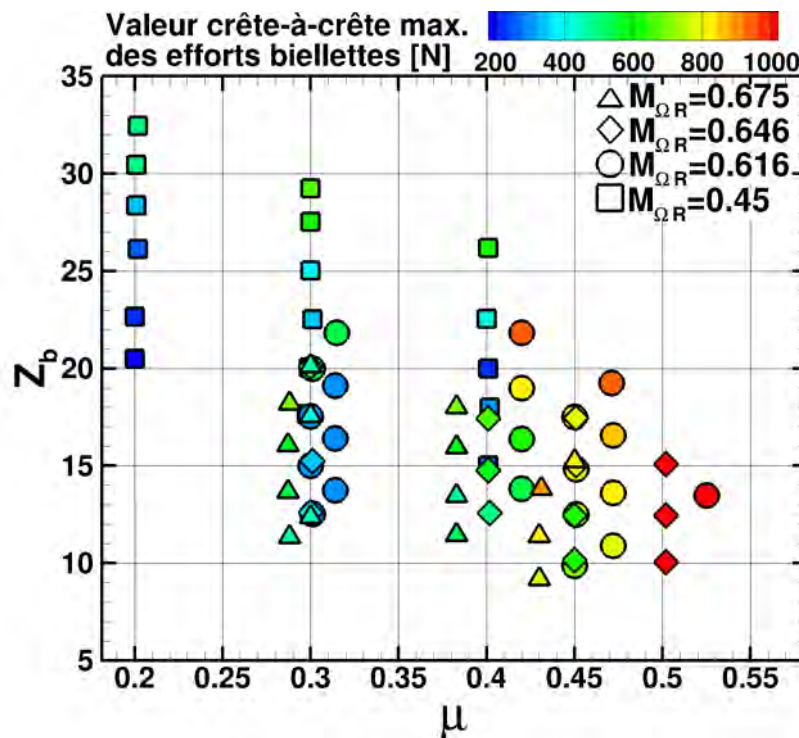


FIGURE 3.15 – Évaluation de la valeur crête-à-crête maximale des efforts bielles sur le rotor 7A.

La Figure 3.15 illustre la valeur maximale crête-à-crête des charges sur le système de commande sur l'ensemble des points de vol testés lors des essais sur le rotor 7A (avec $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$). Cette figure montre que plus la condition de vol à atteindre est chargée ou est rapide, plus les variations d'efforts subies par les bielles de pas sont élevées. Par exemple, une augmentation de la charge du rotor $\bar{Z}$ de 19.1 à 21.8, à $M_{\Omega R} = 0.616$ et $\mu = 0.314$, produit une augmentation d'un facteur 1.8 de la valeur crête-à-crête des efforts bielles alors que des résultats similaires sont obtenus lorsque $\bar{Z}$ passe de 13.7 à 19.1. Il en est de même lorsque la vitesse d'avancement est augmentée à une charge rotor fixée. Cette augmentation de la valeur crête-à-crête des efforts bielles peut être associée au décrochage dynamique et à l'excitation des modes de torsion qu'il engendre.

Un deuxième aspect du comportement des efforts bielles lorsque le décrochage dynamique est impliqué est l'excitation des hautes fréquences. La Figure 3.16 montre le contenu fréquentiel des efforts sur les bielles de pas pour quatre conditions de vol représentant une augmentation de la charge rotor à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

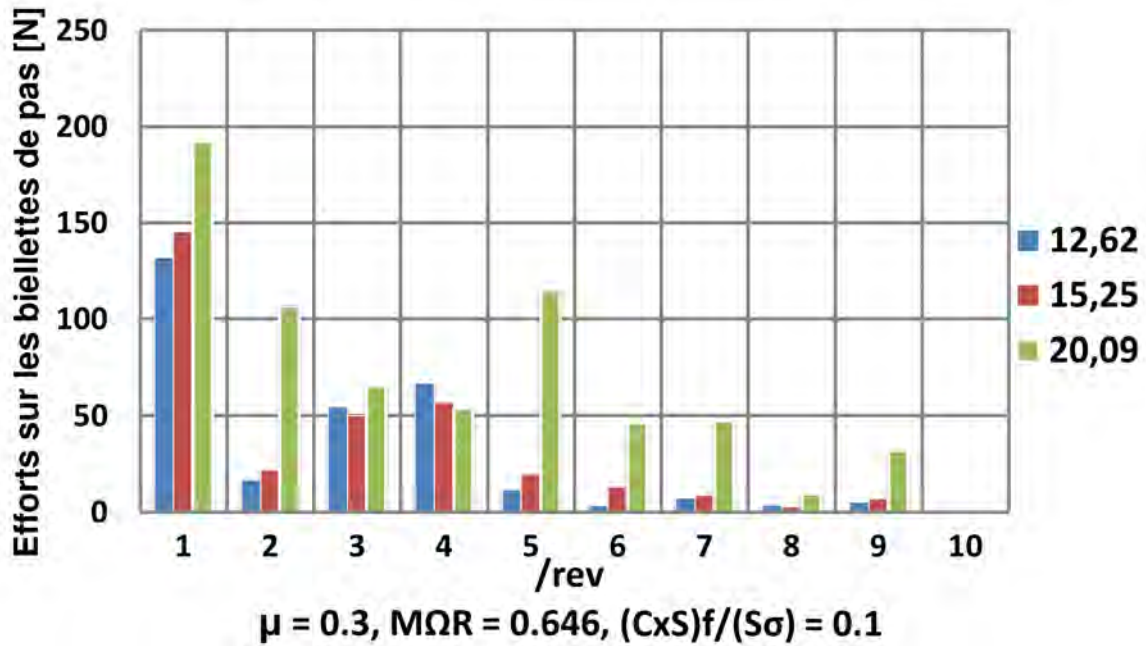


FIGURE 3.16 – Comparaison du contenu fréquentiel des efforts bielles à différentes conditions de vol à $M_{QR} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$.

La Figure 3.16 montre l'augmentation drastique des composantes hautes fréquences (au delà de 5/rev, c'est-à-dire à partir de la fréquence naturelle du premier mode de torsion) notamment pour $\bar{Z} = 20.1$. Dans les configurations non décrochées, ces composantes étaient presque nulles et les efforts bielles étaient majoritairement définis par un signal avec une fréquence similaire à celle de la rotation du rotor. Lorsque le décrochage est impliqué ($\bar{Z} = 20.1$), la composante en 5/rev devient non négligeable et est du même ordre de grandeur que la composante de fréquence Ω (1/rev), c'est-à-dire autour de 150 N. Il en est de même pour les composantes en 6/rev et 7/rev qui ont vu leur valeur multipliée par 4, presque 5 pour la composante en 7/rev, entre $\bar{Z} = 15.2$ et 20.1. Ce sont ces variations des efforts sur les bielles qui peuvent mener à la rupture par fatigue du système de commande.

3.2.2 Identification des points de vol décrochés

Dans ce paragraphe, différents critères susceptibles de détecter le décrochage dynamique vont être présentés. Ces critères ont été établis d'après les effets du décrochage sur le comportement aéroélastique du rotor et sur ses performances présentés dans le paragraphe précédent. L'objectif est de déterminer un critère capable d'identifier, de manière systématique, les points de vol décrochés dans les bases de données à partir des mesures effectuées lors de essais.

Critère sur la puissance consommée

Nous avons donc cherché à établir un critère de détection du décrochage dynamique basé sur l'augmentation de la puissance. Pour cela, rappelons que la puissance peut se décomposer en trois composantes $\mathcal{P}_{tot} = \mathcal{P}_{ind} + \mathcal{P}_{prof} + \mathcal{P}_{fus}$ définies par la relation 1.7 du Chapitre 1. La puissance nécessaire lors des essais est donc comparée à la puissance totale théorique, n'incluant ni les pertes induites : $\kappa = 1$, ni les effets du décrochage dynamique. Ainsi, afin de ne pas inclure l'effet du décrochage statique dans le calcul de cette puissance théorique, le coefficient de traînée de profil a été fixé à $C_{dm} = 0.01$. Ceci est globalement en bon accord avec les polaires aérologiques pré-décrochage des profils utilisés dans la géométries des pales considérées. Néanmoins, lorsque le nombre de Mach amont local devient grand, le coefficient de traînée de profil « réel » s'éloigne de cette valeur comme représenté dans la Figure 3.17. C'est la divergence de traînée liée à l'ap-

parition d'ondes de choc. En effet, à partir de $M_\infty \geq 0.7$, le coefficient de traînée de profil devient plus élevé et n'atteint même plus la valeur fixée de $C_{dm} = 0.01$. Par exemple, lorsque $M_\infty = 0.9$, le coefficient de traînée de profil est toujours supérieur à $C_{dm} = 0.05 > 0.01$. Ceci engendrera une large sous-estimation de la puissance consommée dans les régions où la vitesse vue par la pale est élevée.

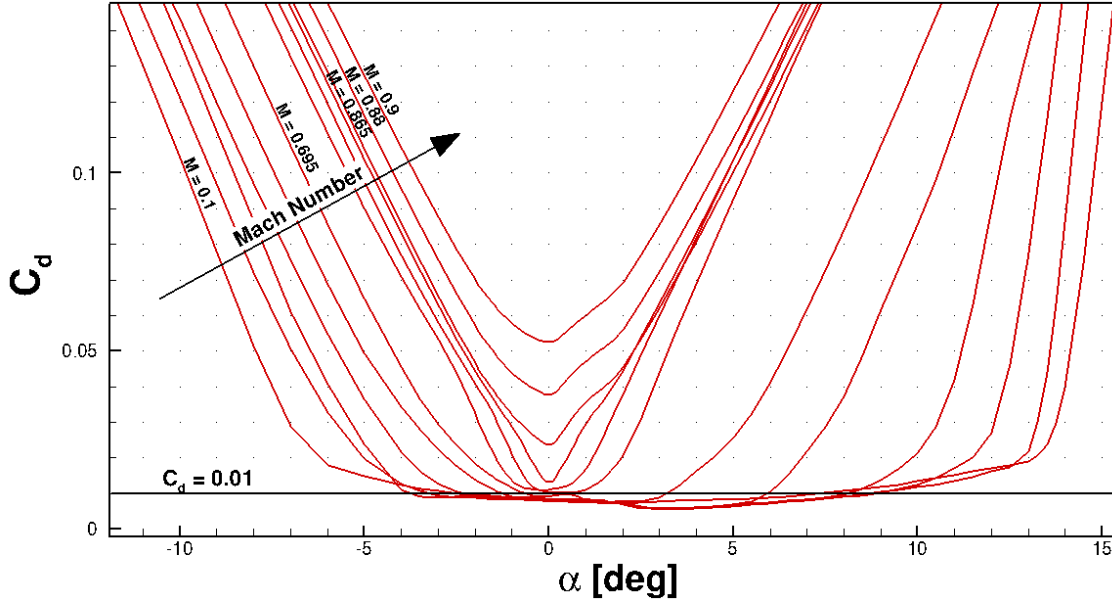


FIGURE 3.17 – Coefficient de traînée du profil OA209 pour différents nombres de Mach amont.

Cette estimation de la puissance théorique excluant le décrochage est comparée à la puissance mesurée lors des essais en soufflerie dans la Figure 3.18 pour quatre conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

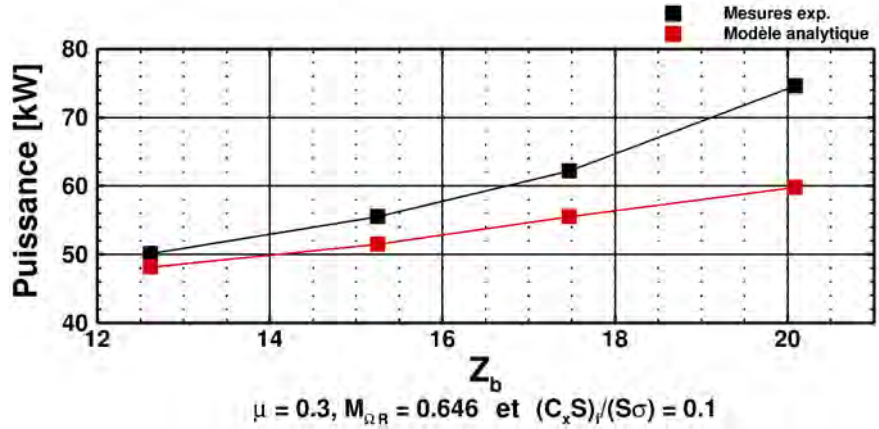


FIGURE 3.18 – Comparaison de la puissance totale théorique et expérimentale pour quatre conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

À des faibles charges rotor $\bar{Z} = 12.6$ et 15.2 , l'accord entre la valeur théorique et les résultats expérimentaux est plutôt bon, avec un écart de $\Delta \mathcal{P}_{\text{tot}} / \mathcal{P}_{\text{tot, exp}} = (\mathcal{P}_{\text{tot, exp}} - \mathcal{P}_{\text{tot, theor}}) / \mathcal{P}_{\text{tot, exp}} < 10\%$. Cet écart se creuse quand la charge rotor augmente jusqu'à atteindre 20% à $\bar{Z} = 20.1$, qui est une configuration décrochée. Les coefficients aérodynamiques à la section à $r/R = 0.915$ sont représentés en Figures 3.11 et 3.12 et montrent un évènement de décrochage dynamique (chute de portance sur le $M^2 C_n$ et moment à piquer sur la courbe d'évolution du coefficient $M^2 C_m$) pour $\bar{Z} = 20.1$.

Néanmoins, il semble difficile d'établir un seuil précis de $\Delta \mathcal{P}_{\text{tot}}$ à partir duquel il est certain que le décrochage dynamique est impliqué. En effet, l'augmentation brutale de la puissance

totale n'est pas seulement liée à l'apparition du décrochage dynamique, d'autres phénomènes peuvent en être à l'origine. De plus, cette méthode n'est pas en mesure de donner de bons résultats lorsque de grandes vitesses sont impliquées (par exemple, par une augmentation de $M_{\Omega R}$ ou U_∞) où $C_{dm} = 0.01$ sera une mauvaise approximation du coefficient de traînée de profil (lorsque le nombre de Mach pourra devenir supérieur à 0.7). Ce critère a donc été abandonné puisqu'il ne permet pas de détecter de manière systématique la présence de décrochage.

Décrochage dynamique et efforts sur les biellettes de pas

L'augmentation de l'amplitude de la sollicitation du système de commande (les biellettes de pas) ainsi que l'excitation des hautes fréquences des efforts sur les biellettes sont une conséquence du décrochage. Néanmoins, elles ne peuvent pas constituer un critère pour détecter le décrochage dynamique puisque des conditions de vol n'impliquant pas de décrochage dynamique peuvent également conduire à l'excitation des hautes fréquences et à l'augmentation de la sollicitation des biellettes de pales. En effet, cela est notamment le cas lors de configurations de vol à très grande vitesse avec la présence d'ondes de choc en pale avançante, par exemple. Ainsi, comme pour le critère portant sur l'augmentation de la puissance, ce critère a été abandonné. Il ne permet pas de distinguer la présence de décrochage de celle d'autres phénomènes.

Décrochage dynamique et coefficient de moment de tangage

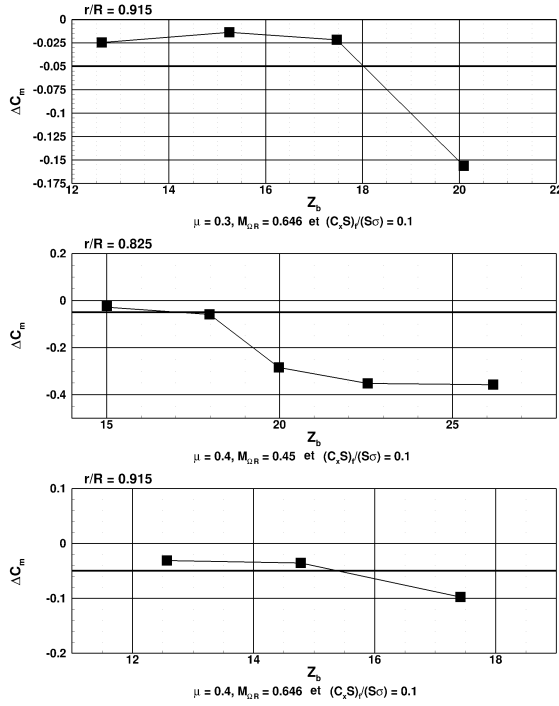
Sheng *et al.* [116] ont répertorié plusieurs critères permettant de définir le déclenchement du décrochage. Parmi eux, l'un est relatif au moment de tangage : C_m . En effet, lorsque le décrochage dynamique débute, un tourbillon de décrochage se forme au niveau du bord d'attaque, puis est convecté vers le bord de fuite générant un moment à piquer très intense. Le décrochage dynamique est donc observé sur le moment de tangage (c'est le décrochage en moment) comme illustré sur la Figure 3.12. Le critère présenté par Sheng *et al.* est donc basé sur un seuil de la chute du coefficient de moment de tangage au moment du décrochage, défini par $\Delta C_m < -0.05$. Néanmoins, un problème apparaît clairement sur l'utilisation de ce critère sur des configurations de type « rotor complet ». En effet, ce critère a été pensé pour des configurations bidimensionnelles de profil en oscillation de tangage, mais sur des configurations rotor, son application n'est pas évidente. En effet, ce critère permet d'évaluer si une section de pale donnée est décrochée. Le choix de la section considérée pour ce critère a été basé sur deux aspects. Le premier est la disponibilité des données des efforts aérodynamiques sur les conditions de vol évaluées et le second est la valeur ΔC_m . Nous avons choisi la section qui minimise le ΔC_m . De plus, en configuration rotor, ΔC_m a été défini comme la valeur crête-à-crête d'un maximum local à un minimum local successif ($\Delta C_m < 0$) sur la section choisie au cours de la rotation.

La Figure 3.19 représente le minimum des valeurs crête-à-crête du coefficient de moment de tangage pour différentes conditions de vol, à une section adaptée.

Globalement, ce critère semble être capable de prévoir correctement le décrochage dynamique de manière systématique sur les configurations présentées. En effet, les points de vol (à l'exception des points de vol à grande vitesse) ayant une chute de moment de tangage (C_m) d'amplitude supérieure à 0.05, sont effectivement décrochés d'après les courbes d'évolution des coefficients d'efforts aérodynamiques (non présentées dans le corps du présent manuscrit, cf. Annexe B) qui montrent la présence de chute de portance et de moment de tangage particulièrement brutales en pale reculante ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$). Par exemple, pour une augmentation de la charge rotor ($\bar{Z}$) à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$, seul le cas avec $\bar{Z} = 20.1$ (décroché d'après la Figure 3.12) passe sous le seuil défini par le critère de décrochage dynamique $\Delta C_m = -0.156 < -0.05$. De plus, la valeur maximale du $|\Delta C_m|$ atteinte est représentative de l'intensité de l'évènement de décrochage dynamique rencontré. En effet, pour $\mu = 0.4$, $M_{\Omega R} = 0.45$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$, des valeurs de ΔC_m de l'ordre de 0.35 sont obtenues pour $\bar{Z} = 26$. Or, cette configuration est fortement décrochée (cf. Annexe B).

Néanmoins, il est particulièrement difficile de distinguer, avec ce critère, la présence d'une

Influence du $\bar{Z}$ et du $M_{\Omega R}$.



Influence du μ et du $M_{\Omega R}$.

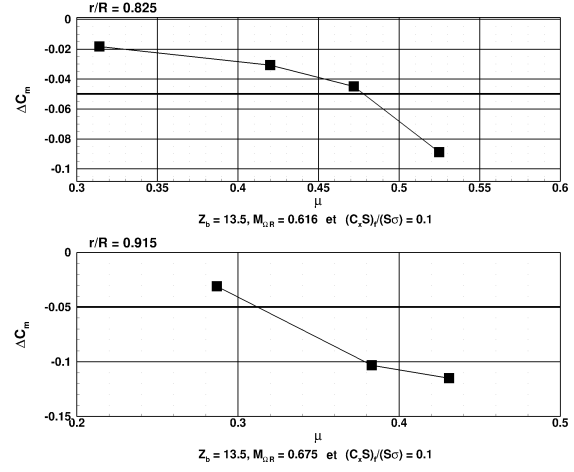


FIGURE 3.19 – Chute de coefficient de moment de tangage C_m maximale pour différentes conditions de vol, aux sections adaptées.

onde de choc en pale avançante et celle d'un évènement de décrochage à la section considérée. En effet, pour $\bar{Z} = 13.5$, $M_{\Omega R} = 0.675$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$, les configurations avec des paramètres d'avancement μ de 0.38 et de 0.43 sont toutes détectées comme décrochées alors qu'elles ne subissent pas de perturbations en pale reculante (cf. Annexe B). Cependant, elles subissent d'intenses fluctuations d'efforts aérodynamiques en pale avançante en réponse à la présence de chocs en extrémité se déplaçant puis disparaissant rapidement (cf. Annexe B). La présence d'un choc est illustrée par la recompression autour de $x/c = 0.4$ sur le coefficient de pression $-K_p$ pour $\mu = 0.38$, $\bar{Z} = 13.5$, $M_{\Omega R} = 0.675$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$ sur la Figure 3.20.

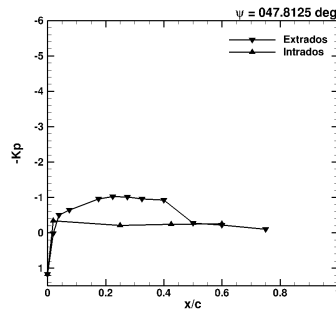


FIGURE 3.20 – Coefficient de pression K_p à la section $r/R = 0.915$ à $\psi = 48^\circ$ pour $\mu = 0.38$, $\bar{Z} = 13.5$, $M_{\Omega R} = 0.675$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

Ainsi, le critère sur le moment de tangage présenté par Sheng *et al.* [116] donne de très bon résultats sur les conditions de vol avec une vitesse d'avancement modérée et permet de détecter l'apparition du décrochage. Néanmoins, il est nécessaire de rester prudent sur les résultats obtenus lorsque la vitesse vue par la pale est importante et peut provoquer la formation d'une onde de choc qui sera détectée par ce critère en moment. De plus, rappelons qu'un défaut d'une telle approche est son caractère local. En effet, il n'est possible de déterminer la présence d'un évène-

ment de décrochage dynamique qu'au niveau des sections instrumentées lors des essais mais il ne permet pas de savoir de manière systématique si une condition de vol est décrochée. Or lors des essais, seulement cinq sections ont été instrumentées en capteurs de pression. On ne connaît donc les coefficients de moment de tangage que pour ces cinq sections. Ainsi, un événement de décrochage localisé entre ces sections ne serait pas détecté par ce critère.

Décrochage dynamique et coefficient de force normale

Un critère très similaire à celui présenté dans le paragraphe précédent ($\Delta C_m < -0.05$ [116]) a été utilisé par Nguyen *et al.* [88]. Ce nouveau critère est basé sur la surportance produite par le décollement en bord d'attaque qui se forme lorsque le décrochage dynamique s'enclenche. En situation de décrochage dynamique, les effets d'inertie font que le décrochage se produit à des incidences plus élevées par rapport au décrochage statique. Ainsi, des valeurs supérieures à la portance maximale accessible au profil aérodynamique à un nombre de Mach donné sont attendues lorsque le décrochage dynamique est impliqué. Le critère définit donc l'apparition du décrochage dynamique par $C_n(\psi, r) - C_{n,ss}(\psi, r) > 0$, c'est-à-dire lorsque le coefficient de force normale C_n excède le coefficient de portance normal maximal atteint avant le décrochage statique $C_{n,ss}$.

Nous avons alors pour chaque instant, représenté par la position azimutale de la pale ψ , et à une section donnée ($r/R = 0.915$), comparé le coefficient de force normale C_n à la valeur maximale de $C_{n,ss}$ dans les polaires du profil utilisé à la section considérée (OA209 pour la pale 7A) associées à la vitesse vue par la section à cet instant ($U_T = \Omega r + U_\infty \cos \alpha_q \sin(\Omega t)$). La Figure 3.21 représente l'évolution de ce coefficient de force normale C_n et de la valeur maximale du coefficient de force normale statique $C_{n,ss}$ sur une augmentation de la charge rotor ($\bar{Z} = 12.6$ à 20.1) à $M_{OR} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_{xS})_f / (S\sigma) = 0.1$.

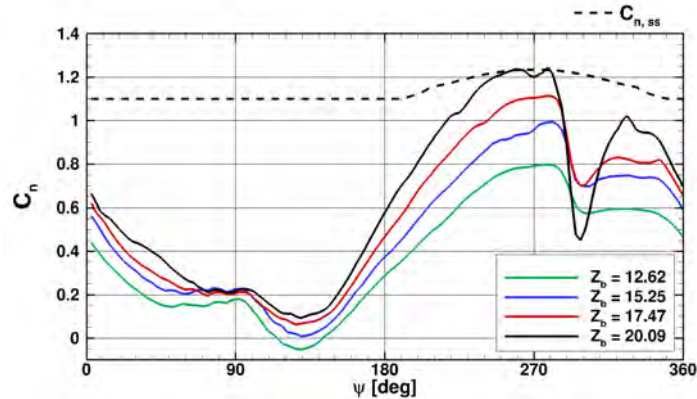


FIGURE 3.21 – Coefficient de portance C_n et maximum de coefficient de force normale statique $C_{n,ss}$ à différentes conditions de vol à $M_{OR} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_{xS})_f / (S\sigma) = 0.1$.

La valeur maximale du coefficient de force normale statique $C_{n,ss}$ est la même pour toutes les conditions de vol présentées car elle ne dépend que du nombre de Mach $M = U_T / a$ qui ne varie que peu entre les configurations traitées dans la mesure où seule la charge rotor est différente. Ainsi, seule l'inclinaison du rotor α_q sera modifiée dans l'équation de U_T mais cette variation reste suffisamment petite pour que cela n'impacte que peu la valeur de U_T .

Cette figure montre que seul le coefficient de force normale C_n issu de la condition de vol avec $\bar{Z} = 20.1$ passe au-delà de la courbe de la valeur maximale de $C_{n,ss}$. Ainsi, c'est la seule configuration détectée comme étant décrochée par ce critère. Il est intéressant de noter que le cas $\bar{Z} = 20.1$ semble être à la limite du décrochage avec ce critère : le seuil n'est atteint que brièvement alors qu'avec le critère sur le moment de tangage le résultat était beaucoup plus tranché : le seuil était très clairement dépassé.

La Figure 3.22 illustre l'évolution de la différence entre le coefficient de force normale C_n et la valeur maximale en statique $\max(C_{n,ss})$ pour d'autres conditions de vol, à une section adaptée. Le choix de la section a été fait suivant les mêmes conditions que pour le critère précédent (sur

la chute du moment de tangage). Précisons que la présence d'évènements de décrochage dynamique sera caractérisée sur la Figure 3.22 par une valeur positive de $C_n - \max(C_{n,SS})$.

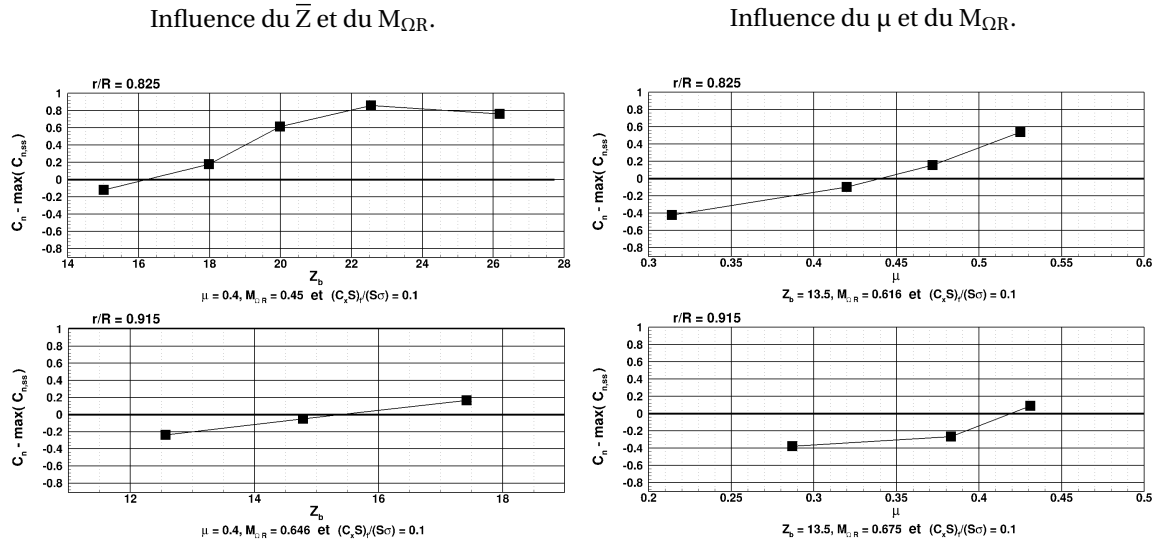


FIGURE 3.22 – Critère de détection du décrochage sur le coefficient de force normale $C_n - \max(C_{n,SS})$ pour différentes conditions de vol, aux sections adaptées.

Le critère donne globalement des résultats très similaires à ceux obtenus avec le critère sur le coefficient de moment de tangage. Seules deux conditions de vol ont un diagnostic différent. Le critère en portance détecte ces points comme décrochés et pas le critère en moment qui est plus restrictif. En effet, pour $\bar{Z} = 13.5$, $M_{\infty} = 0.616$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$ et pour $\bar{Z} = 13.5$, $M_{\infty} = 0.675$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$, les vols à grande vitesse ($\mu = 0.47$ et $\mu = 0.43$) sont détectés comme décrochés par ce critère alors qu'ils ne l'étaient pas selon le critère précédent. Or, dans ces conditions de vol, la pale ne subit pas d'intense et brusque moment piqueur (cf. Annexe B) en pale reculante (seulement en pale avançante à cause de la présence d'ondes de choc).

En conclusion, ce critère est celui qui a été évalué comme le plus précis pour la prévision de la présence d'évènements de décrochage dynamique lors d'un vol d'avancement. Néanmoins, le même problème que pour le critère précédent apparaît. Il sera impossible avec ce critère de déterminer si une condition de vol est décrochée en dehors des sections instrumentées. De plus, ce critère peut se déclencher trop tôt dans les configurations dans lesquelles l'angle d'incidence dépasse faiblement la limite du décrochage statique sans pour autant mener au décrochage dynamique. En effet, les effets d'inertie permettent de dépasser la limite de portance observée dans les configurations statiques mais le fait de dépasser cette limite de décrochage statique ne conduit pas nécessairement au décrochage dynamique comme supposé par ce critère.

Finalement, les critères proposés ont des stratégies différentes pour définir la présence de décrochage dynamique. Néanmoins, ils possèdent tous des limites non négligeables, les rendant, a priori peu fiables pour prévoir de manière systématique le déclenchement du décrochage dynamique. Des études plus approfondies, par la simulation numérique par exemple, des conditions de vol sont donc nécessaires pour identifier les configurations décrochées.

Identification des points de vol décrochés

En dépit de ces réserves, ces critères ont été utilisés pour évaluer les points de vol susceptibles d'être en condition de décrochage dynamique, même si seule une étude approfondie permettra de confirmer la présence d'évènements de décrochage. Seul le critère basé sur le coefficient de force normale a été utilisé pour identifier les conditions de vol subissant du décrochage dynamique. L'objectif est seulement de cartographier grossièrement les régions du domaine de vol dans laquelle le décrochage dynamique peut intervenir et pourrait être préjudiciable pour la mission de l'appareil.

Pour cela, le critère est appliqué à toutes les conditions de vol testées en soufflerie et aux sections instrumentées avec $r/R > 0.7$, puisque les sections en extrémité sont les plus susceptibles d'être soumises au décrochage dynamique. La Figure 3.23 représente le domaine d'essai constitué des points de vol subissant (en rouge) et ne subissant pas (en bleu) de décrochage dynamique d'après le critère sur le coefficient de portance. La limite de portance de McHugh [78] est également représentée sur cette figure. Cette limite a été déterminée sur un modèle échelle 1/10 du rotor CH47B pour des conditions ($M_{\Omega R} \approx 0.556$ et $(C_{xS})_f/(S\sigma) \approx 0.06$) et une géométrie de pale différentes, ce qui peut expliquer les différences obtenues. Néanmoins, la comparaison avec cette limite de portance établie par McHugh permet de valider la tendance obtenue par notre critère.

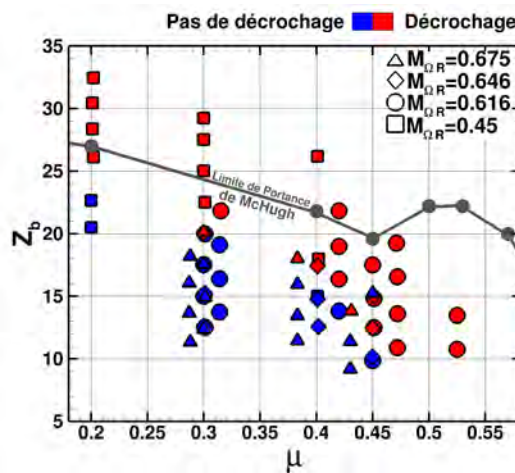


FIGURE 3.23 – Identification des régions du décrochage dynamique d'après le critère sur le C_n .

La charge rotor $\bar{Z}$ a une influence importante sur l'apparition du décrochage. En effet, le maximum de $\bar{Z}$ accessible sans provoquer le décrochage décroît avec la paramètre d'avancement μ . Néanmoins, lorsque μ est plus faible, le rotor est moins incliné ($|\alpha_q|$) et presque la totalité de la poussée produite est utilisée pour la sustentation de l'appareil. Ainsi, le pas nécessaire pour atteindre des charges élevées est plus faible que pour des configurations pour lesquelles le rotor est plus incliné. Une charge plus élevée peut donc être atteinte. Ensuite, les points de vol dont la vitesse de rotation des pales est plus élevée sont plus robustes face au décrochage. En effet, la vitesse étant plus élevée en pale reculante, à vitesse d'avancement fixée, les incidences nécessaires sont plus faibles pour atteindre une même force de poussée (qui est proportionnelle au carré de la vitesse). Finalement, le décrochage dynamique est aussi sensible à la vitesse d'avancement de l'appareil. C'est elle qui est directement responsable de la dissymétrie de vitesse ($\Delta U_{90\text{deg}-270\text{deg}} = 2U_\infty$) et donc de la faible vitesse en pale reculante. Ainsi, avec μ de plus en plus grand, la vitesse vue par la pale reculante sera de plus en plus faible et des incidences de plus en plus élevées seront nécessaires pour maintenir la charge. Pour le rotor 7A, aucune condition de vol avec $\mu > 0.45$ n'est possible sans impliquer du décrochage dynamique.

Synthèse

- Le **décrochage a des effets fortement pénalisants** sur les performances et sur le comportement aéroélastique du rotor.
- Des **critères** visant à **détecter le décrochage dynamique** ont été évalués et **aucun de ces critères** n'est capable de distinguer le décrochage d'autres phénomènes provoquant des fluctuations d'efforts intenses comme lors de vol à très grande vitesse.
- Les points de vol **a priori décrochés** ont pu être extraits des bases de données.

3.3 Sélection de points de vol pertinents pour l'étude des mécanismes du décrochage dynamique

Dans le paragraphe précédent, l'influence des différents paramètres de vol sur la présence du décrochage dynamique a été présentée. Dans ces travaux de thèse, l'objectif est de comprendre la phénoménologie du décrochage dynamique et donc les mécanismes impliqués. Pour cela, plusieurs conditions de vol ont été simulées plus spécifiquement afin d'approfondir l'analyse des mécanismes physiques intervenant et modifiant le comportement aéroélastique de la pale liés au décrochage dynamique. Cependant, il aurait été trop fastidieux de réaliser une telle étude numérique sur l'ensemble des points de vol décrochés disponibles dans les deux bases de données présentées (les rotors 7A et ERATO). Un choix a dû être fait afin de réduire la liste des cas d'étude. Dans ce paragraphe, nous présenterons les différents critères de sélection choisis pour limiter notre domaine d'étude. Ce choix repose sur l'étude de l'influence des différents paramètres de vol exposée au paragraphe précédent. Puis nous présenterons les cas sélectionnés pour l'étude numérique qui a été réalisée dans ce mémoire.

3.3.1 Définition des critères de sélection du domaine d'étude

Quatre critères de sélection ont été établis pour permettre une variété de configurations suffisante pour être représentative de l'ensemble du domaine de vol d'avancement d'un hélicoptère.

Vitesse d'avancement

Ce critère est basé sur la vitesse d'avancement de l'appareil U_∞ . En effet, celle-ci va modifier la vitesse relative sur la pale au cours de sa rotation. Ainsi, elle est responsable de la dissymétrie de vitesse sur le disque rotor. Elle peut alors modifier l'importance des effets de compressibilité en pale avançante et les incidences obtenues, notamment en pale reculante. De plus, la vitesse d'avancement est étroitement liée à la présence ou non d'interactions entre les pales et les sillages. Plus l'appareil avance rapidement, plus vite le sillage des parties fixes et des voilures tournantes (fuselage, tête-rotor et pales) est convecté vers l'arrière de l'hélicoptère : le risque d'interaction avec les pales est alors plus faible. Ainsi, l'environnement aérodynamique (onde de choc, interaction pale-tourbillon, décrochage dynamique) vu par les pales au cours de leur rotation est fortement dépendant de cette vitesse d'avancement. Par conséquent, le premier critère de sélection sera sur le paramètre d'avancement μ à $\bar{Z}$, $M_{\Omega R}$ et $(C_x S)_f / (S\sigma)$ fixées.

Charge rotor

Ce deuxième critère est basé sur l'intensité de la charge du rotor. Comme évoqué précédemment, plus la portance que le rotor doit fournir est grande, plus les incidences sont élevées (notamment par une augmentation du pas collectif). Ainsi, lorsque la charge du rotor augmente, le décrochage dynamique peut passer d'un décrochage léger à un décrochage profond à cause de cette cinématique de pale. L'initialisation et le développement du décrochage dynamique peuvent donc être étudiés par la variation de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ à μ , $M_{\Omega R}$ et $(C_x S)_f / (S\sigma)$ fixés.

Vitesse de rotation

Le critère suivant cible encore la modification de la charge du rotor. Néanmoins, une autre approche a été envisagée. En effet, le critère précédent représente l'influence de la charge du rotor en Newton sur le décrochage pour des vitesses de rotation et d'avancement constantes. Cette autre approche consiste à modifier la charge du rotor adimensionnée tout en conservant la même force en Newton produite par le rotor. Pour cela, c'est la vitesse de rotation des pales qui est modifiée. Ainsi, lorsque $M_{\Omega R}$ sera réduit, les pales seront plus chargées afin de fournir la même force de sustentation et de propulsion à l'appareil. Afin d'atteindre la force « cible », les incidences seront

plus élevées et donc le décrochage dynamique pourra intervenir. Ce critère vise donc à modifier $M_{\Omega R}$ à F_z et F_x fixées. Cela entraîne donc également une modification de μ et $\bar{Z}$ qui sont définis en fonction la vitesse de rotation des pales (cf. Chapitre 1.1.1).

Géométrie de pale

Le dernier critère porte sur l'influence de la géométrie des pales du rotor. Le comportement aérodynamique d'une pale est dépendant de sa géométrie (profils utilisés, épaisseur, forme en plan). Ainsi, nous avons comparé le comportement aéroélastique des deux géométries disponibles dans les bases de données de l'ONERA, c'est-à-dire le pale 7A et la pale ERATO. La pale ERATO a été dessinée à l'issue d'une optimisation aéro-acoustique, visant notamment à réduire le bruit d'interaction pale-tourbillon en vol de descente à basse vitesse. C'est une pale à double flèche et avec une corde variable. La corde en extrémité est particulièrement faible et le rotor est donc davantage exposé au décrochage dynamique dans cette zone.

3.3.2 Sélection de points de vol décrochés dans des environnements aérodynamiques différents

Les points de vol issus de la base de données sur le rotor 7A à $(\bar{Z}, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (19, 0.616, 0.1)$ ont été choisis pour représenter l'influence du paramètre d'avancement μ sur le développement du décrochage dynamique.

Effet sur le décrochage dynamique

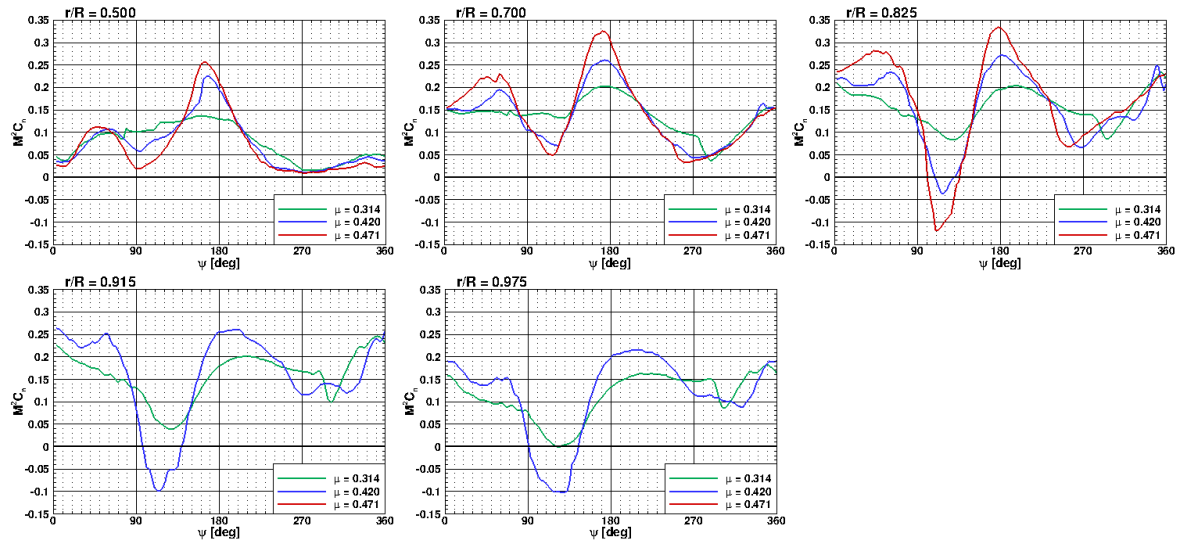


FIGURE 3.24 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$ (rotor 7A).

Les Figures 3.24 et 3.25 illustrent respectivement l'évolution des coefficients de force normale $M^2 C_n$ et de moment de tangage $M^2 C_m$ aux sections instrumentées. Rappelons que le décrochage dynamique est caractérisé par une brusque et intense chute de portance et un fort moment à piquer ($M^2 C_m$ négatif) principalement en pale reculante. Les données en extrémité ($r/R = 0.915$ et 0.975) du cas avec le paramètre d'avancement le plus élevé ($\mu = 0.47$) ne sont pas disponibles.

La région décollée en pale reculante est de plus en plus étendue avec le passage d'une configuration de décrochage simple ($\mu = 0.314$) à une configuration présentant un double décrochage ($\mu = 0.42$). Le décrochage dynamique est déclenché de plus en plus tôt sur le disque rotor et le recollement se fait de plus en plus tard quand le paramètre d'avancement μ augmente. À $\mu = 0.314$, le seul évènement de décrochage se produit entre $280 \text{ deg} \leq \psi \leq 310 \text{ deg}$ sur les sections $r/R = 0.825$ et 0.915 . Lorsque μ augmente, la région de décrochage s'étale en azimut. À $\mu = 0.42$, aux sections

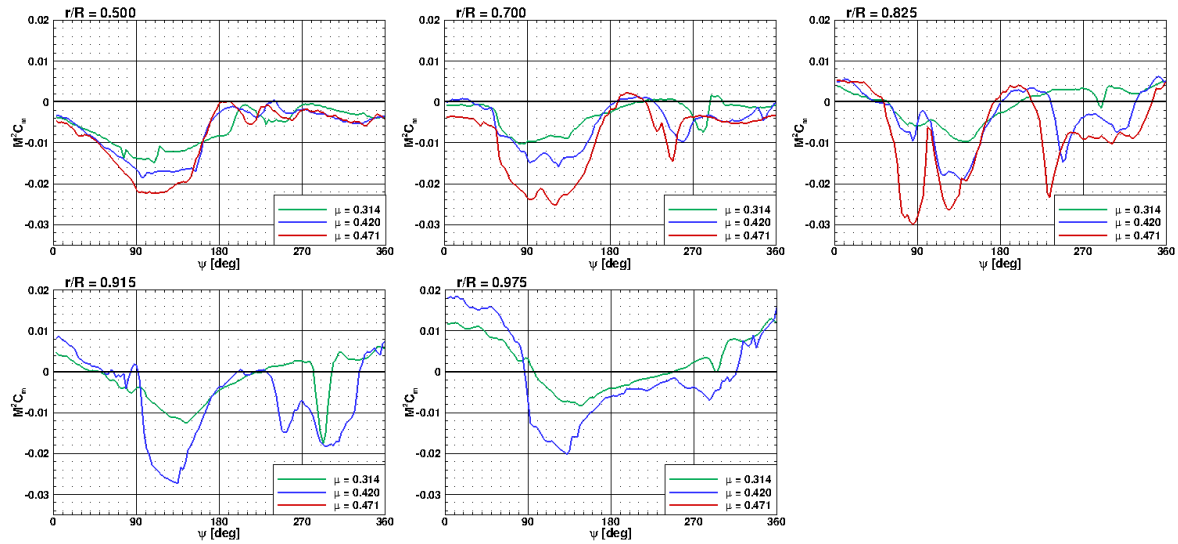


FIGURE 3.25 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m à différentes conditions de vol à $M_{OR} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$ (rotor 7A).

$r/R = 0.825$ et 0.915 , le premier évènement de décrochage commence à $\psi = 230$ deg et le recollement du deuxième évènement de décrochage ne se produit pas avant $\psi = 330$ deg (a priori). Pour $\mu = 0.47$, la section à $r/R = 0.915$ n'est pas disponible mais le décrochage à $r/R = 0.825$ s'étend sur $\Delta\psi = 130$ deg soit presque la moitié du cycle. Il commence à $\psi = 210$ deg et l'écoulement est à nouveau attaché à partir de $\psi = 340$ deg.

De plus, ces trois cas illustrent bien le développement du décrochage dynamique lorsque la vitesse d'avancement est modifiée. A priori, trois topologies différentes de décrochage dynamique sont obtenues.

À $\mu = 0.314$, un décrochage dynamique simple avec un unique pic de moment piqueur et de chute de la portance est observé par au moins 4 des 5 sections instrumentées. Si une chute de moment est observée par la section à $r/R = 0.5$, la chute de portance n'est pas aussi clairement visible que pour les quatre autres sections. Le décrochage en moment se produit autour de $\psi = 270$ deg pour $r/R = 0.7$ et se produit plus tard en extrémité ($280 \text{ deg} \leq \psi \leq 310 \text{ deg}$). Le décrochage en portance se produit environ 10 deg d'azimut après le décrochage en moment.

À $\mu = 0.42$, un double décrochage dynamique se produit, avec deux pics successifs de moment piqueur et de chute de la portance en extrémité, pour des sections à $r/R \geq 0.825$. À $r/R = 0.915$, le premier pic de moment piqueur se produit entre 230 deg et 270 deg et le second évènement de décrochage en moment est observé pour $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 330 \text{ deg}$. Cette fois le déphasage azimutal entre le décrochage en moment et le décrochage en portance est de l'ordre de 20 deg.

Finalement, à $\mu = 0.47$, seule la section à $r/R = 0.825$ est disponible en extrémité de pale. À cette section, le moment à piquer est encore plus intense que dans les deux autres points de vol. Le décrochage en moment apparaît d'abord comme une chute intense et rapide du moment de tangage à $\psi = 230 \text{ deg}$ puis l'écoulement peine à recoller et une succession de tourbillons de décrochage vient très probablement provoquer les fluctuations du moment de tangage autour d'une valeur moyenne $M^2C_m = -0.008$ pour $260 \text{ deg} \leq \psi \leq 330 \text{ deg}$ observées sur la Figure 3.25.

Effet sur l'environnement aérodynamique

La modification de la vitesse d'avancement a un impact non négligeable sur l'environnement aérodynamique de la pale au cours de sa rotation. Premièrement, en pale avançante, plus la vitesse d'avancement U_∞ est grande, plus la vitesse vue par les sections de pale l'est également. En extrémité de pale, un nombre de Mach local de $M_{\psi=90} = U_T/a = 0.9$ est obtenu à $\psi = 90 \text{ deg}$ pour $\mu = 0.47$ alors que $M_{\psi=90} = 0.8$ est atteint pour $\mu = 0.314$.

Une région supersonique en pale avançante va donc apparaître en raison de ces hautes vi-

tesses et de l'accélération de l'écoulement au niveau de la pale. Cette région sera de plus en plus étendue lorsque μ augmente. Ainsi, une onde de choc de plus en plus intense apparaît en pale avançante $50 \text{ deg} \leq \psi \leq 130 \text{ deg}$ lorsque μ augmente. Elle est responsable de la variation brusque du moment de tangage et de la portance à $r/R = 0.825$ pour $\mu = 0.42$ et 0.47 observée dans cette portion azimutale (Figures 3.24 et 3.25). En effet, d'après les coefficients de pression $-K_p$ (en Figure 3.26), l'onde de choc passe le quart de corde ($x/c = 0.25$) à $\psi = 42 \text{ deg}$ pour $\mu = 0.47$ provoquant une rapide recompression donc une augmentation de $-K_p$ (Figure 3.26, gauche). Dès lors que cette onde de choc dépasse le quart de corde, la répartition de portance sur la section est modifiée. L'arrière du profil (vers le bord de fuite) porte de plus en plus et l'avant (vers le bord d'attaque) de moins en moins (une déportance au bord d'attaque avec une dépression sur l'intrados à $\psi = 87 \text{ deg}$ est même observée sur la Figure 3.26, centre). Il en résulte un moment à piquer. Un choc se produit aussi à l'intrados et son déplacement en corde est responsable de la perturbation des efforts aérodynamiques autour de $\psi = 110 \text{ deg}$. En effet, à cette position azimutale, le choc à l'intrados passe le quart de corde également (Figure 3.26, droite), justifiant la chute de portance générée par le bord de fuite de la section et donc la réduction du moment à piquer.

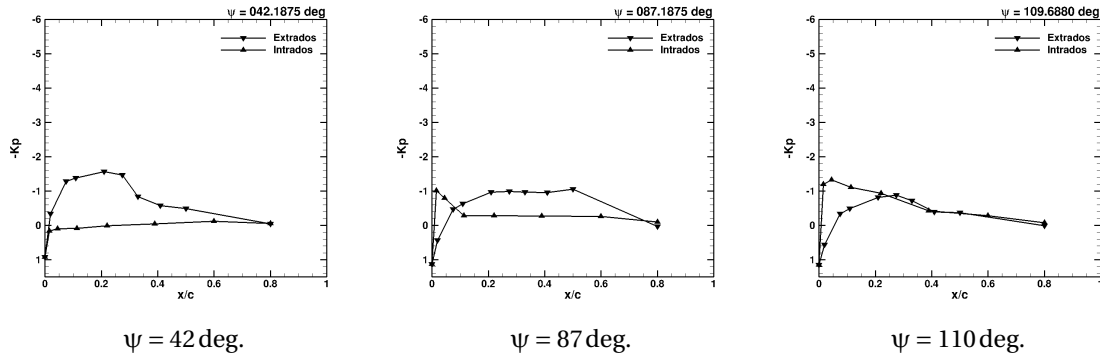


FIGURE 3.26 – Coefficient de pression $-K_p$ pour $\mu = 0.47$, $M_{OR} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

Deuxièmement, la modification de la vitesse d'avancement de l'appareil va modifier la convection du sillage des parties fixes (fuselage, tête-rotor) et des pales.

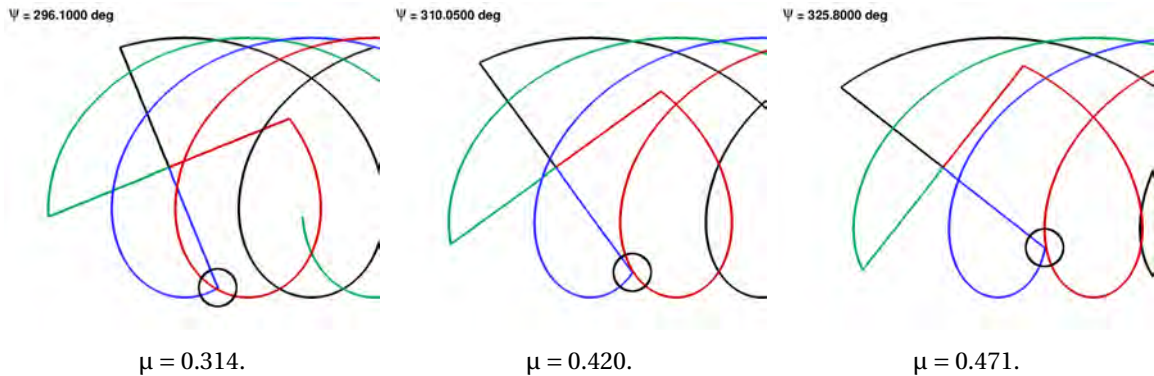


FIGURE 3.27 – Position théorique et sans déformation des tourbillons d'extrémité au début et à la fin de l'interaction pale-tourbillon sur la pale reculante pour $M_{OR} = 0.616$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

La Figure 3.27 illustre la position théorique des tourbillons émis en extrémité de pale à un instant donné. La position analytique du tourbillon non déformé émis par une pale en son extrémité est déterminée théoriquement en fonction du paramètre d'avancement μ , de la poussée générée par le rotor F_Z et de l'inclinaison du disque rotor α_q . Le tourbillon est supposé non déformé, c'est-à-dire qu'il ne subit ni perturbation extérieure, ni sa propre influence (auto-induction). Les tourbillons marginaux sont donc supposés hélicoïdaux. La ligne tourbillonnaire théorique émise en extrémité est définie par le déplacement $\Delta \vec{x}$ de chacun de ses éléments à chaque instant t comme suit :

$$\begin{cases} \Delta x = U_{\infty} \cos \alpha_q \Delta t \\ \Delta y = 0 \\ \Delta z = (V_{iz} + U_{\infty} \sin \alpha_q) \Delta t \end{cases} \quad (3.1)$$

où V_{iz} est la vitesse induite introduite par Prandtl dans la théorie de la ligne portante et est définie, ici, par la formule issue du modèle de Meijer-Drees ($V_{iz} = V_{izMD}$) que nous rappelons :

$$V_{izMD}(r, \psi) = \frac{F_z / (2\rho_{\infty} \pi R^2)}{\Omega R (\mu - \frac{3}{2} \mu^3)} \quad (3.2)$$

Nous avons choisi d'illustrer le tourbillon marginal lorsque celui-ci vient impacter l'extrémité de pale ($r/R = 1$) dans la région du décrochage dynamique ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$).

L'intersection entre la pale et le tourbillon marginal se produit de plus en plus tard lorsque μ augmente. En effet, lorsque $\mu = 0.314$, l'interaction pale-tourbillon se produit dans la région interne de la pale pour $\psi < 296 \text{ deg}$ (Figure 3.27), puis elle se déplace vers l'extrémité de pale qui est finalement atteinte pour $\psi = 296 \text{ deg}$. Pour des valeurs de paramètre d'avancement plus élevées, $\mu = 0.42$ et $\mu = 0.47$, cette interaction se produit à des azimuts entre $\psi = 310 \text{ deg}$ et 330 deg . Ces interactions pale-tourbillon en extrémité correspondent à l'unique décrochage en moment pour le cas avec $\mu = 0.314$ et au second décrochage en moment pour $\mu > 0.4$ de la Figure 3.25. Pour les deux valeurs de μ les plus élevées, lors du premier événement de décrochage, pour $230 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$, l'effet du tourbillon émis par la pale précédente (*ligne tourbillonnaire rouge*) sur la répartition des efforts aérodynamiques sur la pale est, a priori, plus faible étant donné que celui-ci est encore « loin » de la pale. En effet, l'interaction pale-tourbillon n'a pas encore eu lieu au déclenchement du décrochage. Néanmoins, plus le paramètre d'avancement est grand, plus la vitesse en pale reculante est faible. Ainsi, la charge de la pale (par les incidences) doit être plus élevée, ce qui changera le sillage émis par les pales. Des tourbillons plus intenses (de circulation Γ plus élevée) sont émis en pale avant $\psi \approx 180 \text{ deg}$ lorsque μ est plus grand. Ces tourbillons sont alors susceptibles d'induire des vitesses importantes sur la pale. Ce point sera discuté ultérieurement à l'aide des simulations numériques dans le Chapitre 6 de ce manuscrit.

3.3.3 Sélection de points de vol décrochés selon la vitesse de rotation du rotor

Nous avons choisi trois points de vol à force de propulsion et de sustentation constante pour lesquelles la vitesse de rotation des pales a été modifiée. Le choix s'est porté sur $U_{\infty} = 67 \text{ ms}^{-1}$, $F_z = 6000 \text{ N}$ car la réduction de la vitesse de rotation dans ces conditions permet de voir la formation et le développement du décrochage dynamique.

L'évolution des coefficients aérodynamiques $M^2 C_n$ et $M^2 C_m$ pour ces différents régimes de rotation est représentée sur les Figures 3.28 et 3.29.

L'évolution du décrochage en fonction de la vitesse de rotation est clairement visible.

Pour le cas avec la vitesse de rotation la plus élevée ($M_{\Omega R} = 0.675$), un pic du moment de tangage et de la portance caractéristiques du décrochage en moment et en portance sont observés en extrémité (pour les sections $r/R = 0.825, 0.915$ and 0.975). Les données de pression pour la section à $r/R = 0.7$ ne sont pas suffisantes pour permettre leur intégration. Néanmoins, le pic de moment à $r/R = 0.825$ est plutôt faible en amplitude $|\Delta M^2 C_m| < 0.002$ par rapport à ceux obtenus lors d'événements de décrochage dans les configurations étudiées précédemment (jusqu'à $|\Delta M^2 C_m| = 0.03$ à cette même section pour le point de vol à $\bar{Z} = 21.84$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$ illustré en Figure 3.31). Cette condition de vol est donc faiblement décrochée par rapport aux autres conditions décrochées déjà sélectionnées. Elle se trouve à la limite de l'apparition du décrochage dynamique.

En réduisant la vitesse de rotation du rotor à $M_{\Omega R} = 0.646$, la charge adimensionnée du rotor augmente. En d'autres termes, pour atteindre la même force de poussée à une vitesse de rotation de pale plus faible, il est nécessaire d'augmenter l'incidence des pales pour générer plus de portance. Cela va favoriser le développement du décrochage dynamique. C'est pourquoi la présence

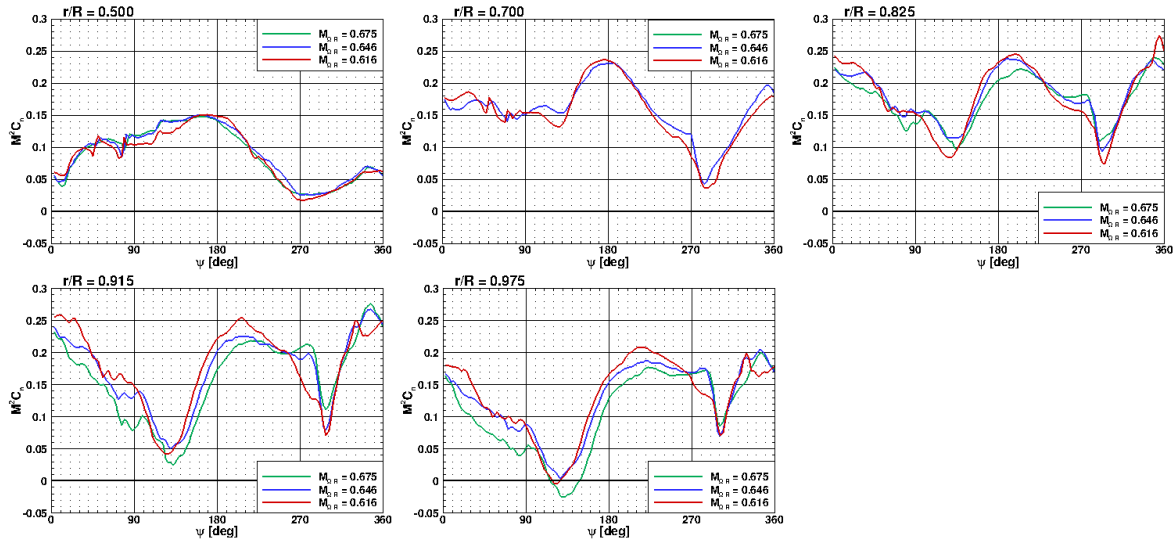


FIGURE 3.28 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ à $U_\infty = 67 \text{ ms}^{-1}$, $F_z = 6000 \text{ N}$ et $(C_{xS})_f / (S\sigma) = 0.1$.

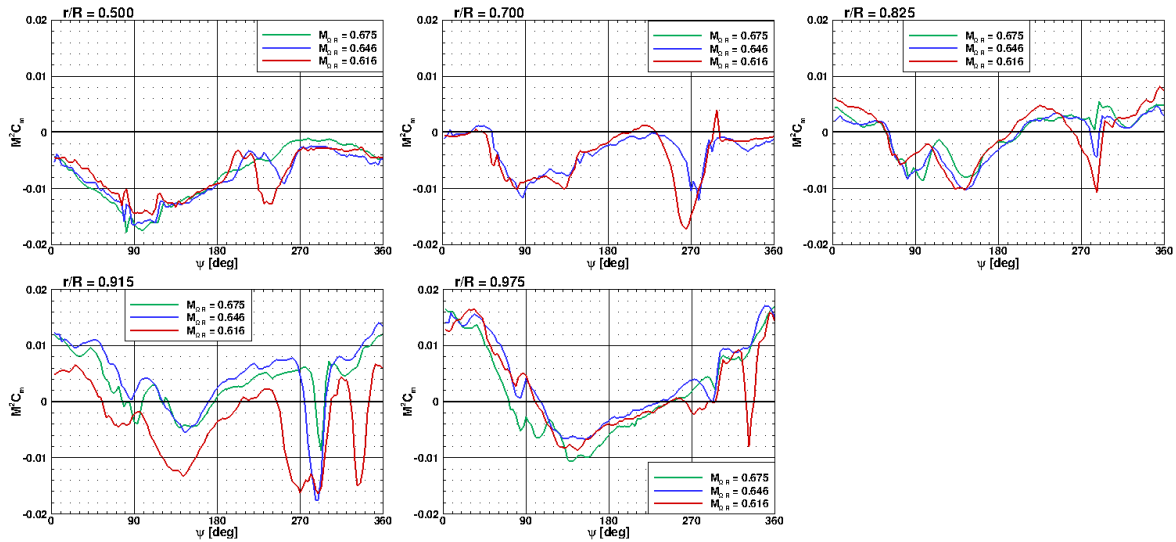


FIGURE 3.29 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ à $U_\infty = 67 \text{ ms}^{-1}$, $F_z = 6000 \text{ N}$ et $(C_{xS})_f / (S\sigma) = 0.1$.

du décrochage sur les pales se renforce pour $M_{\Omega R} = 0.646$ par rapport au cas avec $M_{\Omega R} = 0.675$. En effet, un évènement de décrochage en moment est observé à $r/R = 0.5$ avec un pic de moment piqueur à $\psi = 250 \text{ deg}$. Un tel moment piqueur n'était pas observé pour $M_{\Omega R} = 0.675$. De plus, l'intensité du décrochage s'est accrue par rapport au cas précédent. En particulier, le moment piqueur à $r/R = 0.915$ à $\psi = 290 \text{ deg}$ atteint une amplitude de $|\Delta M^2 C_m| = 0.026$ contre seulement $|\Delta M^2 C_m| = 0.015$ quand $M_{\Omega R} = 0.675$, soit presque du simple au double. De même, la chute de portance à $\psi = 300 \text{ deg}$ est 20% plus élevée.

Finalement, pour la vitesse de rotation la plus faible, le décrochage rencontré est bien plus violent. Un double évènement de décrochage est même observé en extrémité avec deux pics de moment piqueur distincts. À $r/R = 0.915$, le premier évènement de décrochage en moment a lieu à $\psi = 270 \text{ deg}$ et le second à $\psi = 330 \text{ deg}$. L'impact du deuxième évènement de décrochage sur la portance à $\psi = 340 \text{ deg}$ est différent de celui du premier évènement ($\psi = 300 \text{ deg}$). Un $|\Delta M^2 C_n|$ de seulement 0.02 est obtenu contre plus de 0.1 pour le premier évènement de décrochage. De plus, ce second évènement de décrochage impacte également la section la plus en extrémité ($r/R = 0.975$) avec plus de sévérité ($|\Delta M^2 C_n|$ et $|\Delta M^2 C_m|$) que lorsque $M_{\Omega R} = 0.646$.

Ces trois configurations permettent donc de passer d'un décrochage dynamique modéré à une configuration plus violente qui impacte fortement le comportement aérodynamique et aéroélas-

tique du rotor.

3.3.4 Sélection de points de vol décrochés à différentes charges du rotor

Les points de vol tels que $(\mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (0.42, 0.616, 0.1)$ ont été choisis pour représenter l'effet d'une augmentation de la charge du rotor sur le décrochage dynamique. Lors de la campagne d'essai sur le rotor 7A, à de telles conditions de vol, quatre charges de rotor adimensionnées ont été évaluées allant de $\bar{Z} = 13.83$ à 21.84. Comme la vitesse de rotation est fixée et que seul $\bar{Z}$ varie entre ces quatre conditions de vol, c'est la force de sustentation générée par le rotor qui est modifiée. Ainsi, comme évoqué précédemment, en augmentant la charge cible $\bar{Z}$, le pas collectif (θ_0) va augmenter et le disque rotor va se redresser ($|\alpha_q|$ va diminuer) afin d'augmenter la force de sustentation générée tout en conservant la même force de propulsion dans les différentes conditions de vol. Il est donc évident que l'augmentation de la charge du rotor va favoriser le développement du décrochage dynamique puisque les incidences (en partie contrôlées par θ_0) vues par les sections de pale augmentent.

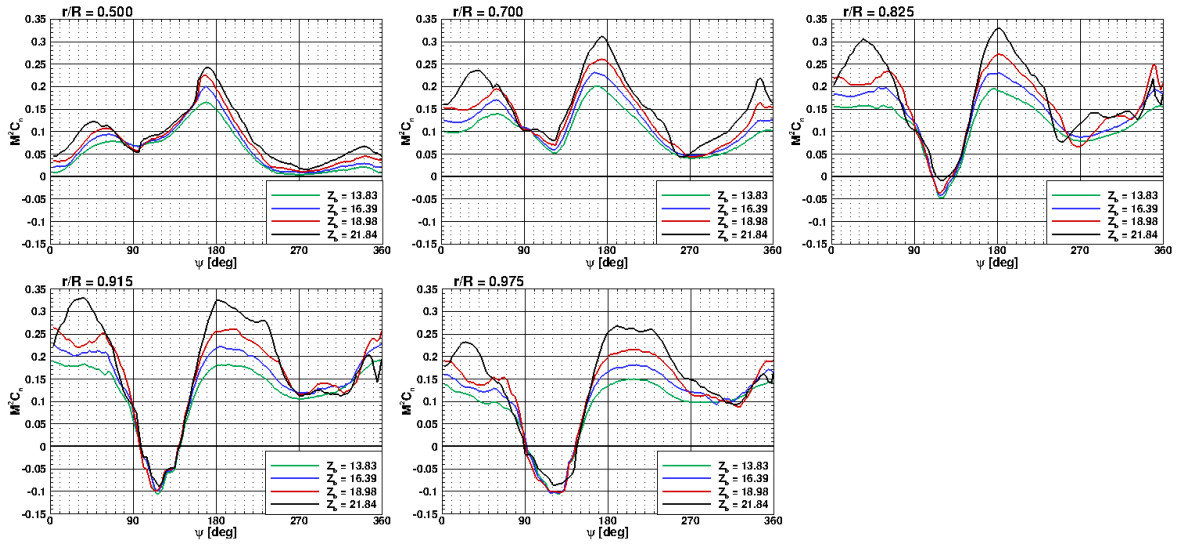


FIGURE 3.30 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

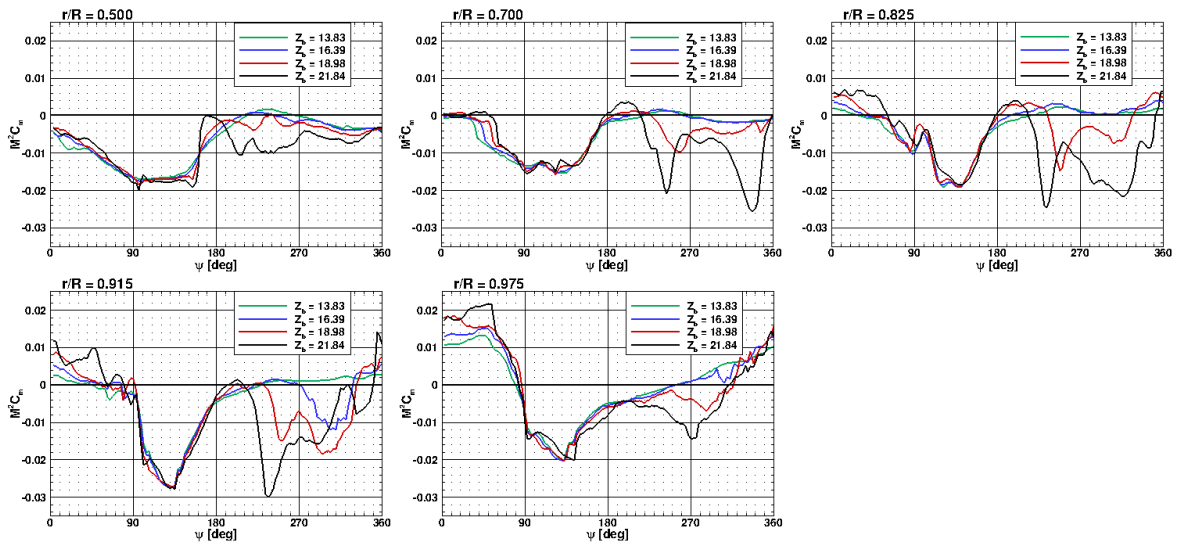


FIGURE 3.31 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ à différentes conditions de vol à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

Les Figures 3.30 et 3.31 représentent l'évolution des coefficients des efforts aérodynamiques

intégrés (M^2C_n et M^2C_m) sur les cinq sections instrumentées. L'augmentation de la charge s'observe bien sur l'amplitude du coefficient de force normale de chacun des cas. Plus le $\bar{Z}$ est élevé, plus le niveau de M^2C_n est élevé sur la pale. Des événements de décrochage dynamique sont identifiés sur ces figures pour $\bar{Z} \geq 16.39$ (chute de portance et moment piqueur) pour $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$.

Aucun événement de décrochage n'est visible sur les efforts aérodynamiques locaux aux sections instrumentées pour $\bar{Z} = 13.83$. En revanche, pour $\bar{Z} = 16.39$, un événement de décrochage en moment est observé sur les courbes de M^2C_n et de M^2C_m en extrémité ($r/R \geq 0.915$) à $\psi = 270 \text{ deg}$. Pour la section la plus en extrémité ($r/R = 0.975$), la chute de moment est plus faible, M^2C_m reste même positif. De plus, la perturbation est beaucoup plus brève ($300 \text{ deg} \leq \psi \leq 320 \text{ deg}$). La chute en portance relative à cet événement de décrochage est moins abrupte que dans d'autres configurations de vol décrochées déjà discutées précédemment.

Lorsque $\bar{Z}$ augmente encore et atteint 18.98, le décrochage dynamique devient beaucoup plus intense. Un double événement de décrochage est même observé. Notons que cette condition de vol est identique à celle ayant déjà été évoquée dans le paragraphe précédent ($\bar{Z}, \mu, M_{OR}, (C_xS)_f/(S\sigma) = (19, 0.42, 0.616, 0.1)$).

Finalement, lorsque $\bar{Z}$ est fixé à 21.84, la condition de vol est particulière sévère. L'extrémité de pale ($r/R \geq 0.825$) est décrochée sur presque la moitié du cycle $200 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$. Le décrochage est maintenant installé sur toutes les sections instrumentées avec trois événements de décrochage « distincts » sur les sections à $0.825 \leq r/R \leq 0.915$. Pour $r/R = 0.915$, le premier événement de décrochage est défini comme la chute de moment entre $200 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$ et la chute de portance entre $230 \text{ deg} \leq \psi \leq 290 \text{ deg}$. Le deuxième, moins marqué, est dans la continuité du précédent ($270 \text{ deg} \leq \psi \leq 320 \text{ deg}$). Le troisième est beaucoup plus prononcé et se produit après que l'écoulement a recollé à l'issue du deuxième événement de décrochage. Ce dernier événement de décrochage vu par la section à $r/R = 0.915$ est défini par un brusque moment piqueur à $\psi = 325 \text{ deg}$ et une chute de portance entre 340 et 360 deg.

De plus, étudier l'influence de la charge rotor à $(\mu, M_{OR}, (C_xS)_f/(S\sigma)) = (0.42, 0.616, 0.1)$ permet d'éviter, a priori, l'interaction pale-tourbillon. Les conditions de vol ont été choisies dans la section 3.3.2 dans le but d'être représentatifs d'un décrochage avec et sans influence de l'interaction pale-tourbillon et les points de vol présentés dans la section 3.3.3 sont tous les trois soumis à de l'interaction pale-tourbillon dans la région du décrochage ($\mu \approx 0.3$). Ainsi, dans cette section, nous avons voulu considérer des conditions n'impliquant pas l'interaction entre les pales et les tourbillons d'extrémité qu'elles génèrent. Or, pour $\mu = 0.42$, les tourbillons sont convectés vers l'aval suffisamment rapidement pour éviter l'interaction à $\psi = 270 \text{ deg}$ (Figure 3.27) et une interaction en pale reculante ne se produit, d'après les lignes tourbillonnaires théoriques, qu'à partir de $\psi = 330 \text{ deg}$, c'est-à-dire bien après le début des événements de décrochage. De plus, une augmentation de la charge entraîne une évacuation plus rapide du sillage vers le bas par le souffle du rotor donc limite également l'influence de l'interaction pale-tourbillon sur le comportement aérodynamique de la pale.

3.3.5 Sélection de points de vol décrochés avec différentes géométries de pale

Rappel de la différence entre les deux géométries

Avant de présenter la condition de vol qui permettra de comparer le comportement des deux géométries de pale (7A et ERATO) face au décrochage dynamique, rappelons brièvement les différences entre les deux géométries. Contrairement à la pale 7A, la pale ERATO est composée de trois profils différents. Le profil OA312 proche de l'implanture et jusqu'à 70%R, puis le profil OA409 entre 80%R et 90%R et le profil OA407 en extrémité de pale. De plus, la pale ERATO a une corde de longueur variable dont la loi de corde a été illustrée en Figure 3.32.

La longueur de corde est beaucoup plus faible en extrémité que celle de la pale du rotor 7A qui est de $c = 0.14 \text{ m}$. En effet, dès une position radiale de $r/R = 0.65$, la longueur de corde est de plus en plus petite. Elle atteint $c = 0.07 \text{ m}$ en extrémité, c'est-à-dire la moitié de celle en extrémité de la

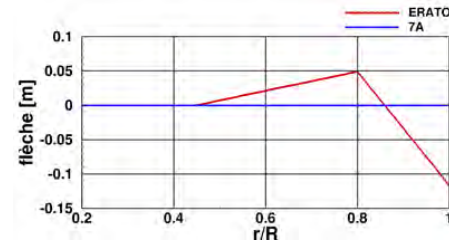
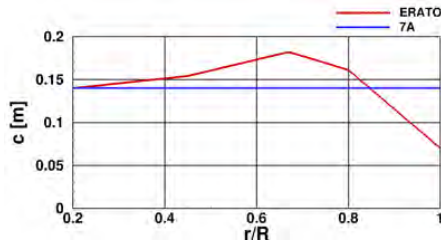


FIGURE 3.32 – Loi de corde des pales ERATO et 7A. FIGURE 3.33 – Loi de flèche des pales ERATO et 7A.

pale 7A. La pale ERATO possède également une forte flèche en extrémité dont la loi est présentée dans la Figure 3.33. Néanmoins, malgré cette forte flèche en extrémité qui contribue à réduire le décrochage, la pale ERATO s'est révélée beaucoup plus sensible au décrochage dynamique que la pale 7A puisque c'est dans cette zone d'extrémité de pale que les portances les plus élevées sont susceptibles de se développer. En effet, lors des essais en soufflerie, le rotor ERATO a subi du décrochage en extrémité sur un plus grand nombre de conditions de vol que le rotor 7A.

Sélection d'un point de vol commun aux deux géométries de pale

Le point de vol commun dans les deux bases de données disponibles choisi pour étudier l'influence de la géométrie de la pale sur le décrochage dynamique est $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (19, 0.314, 0.616, 0.1)$. De plus, cette même condition de vol a déjà été sélectionnée sur le rotor 7A pour l'étude de l'influence de la vitesse d'avancement et le rotor 7A était décroché dans ces conditions. Nous avons donc voulu savoir comment le rotor ERATO réagit à de telles conditions de vol.

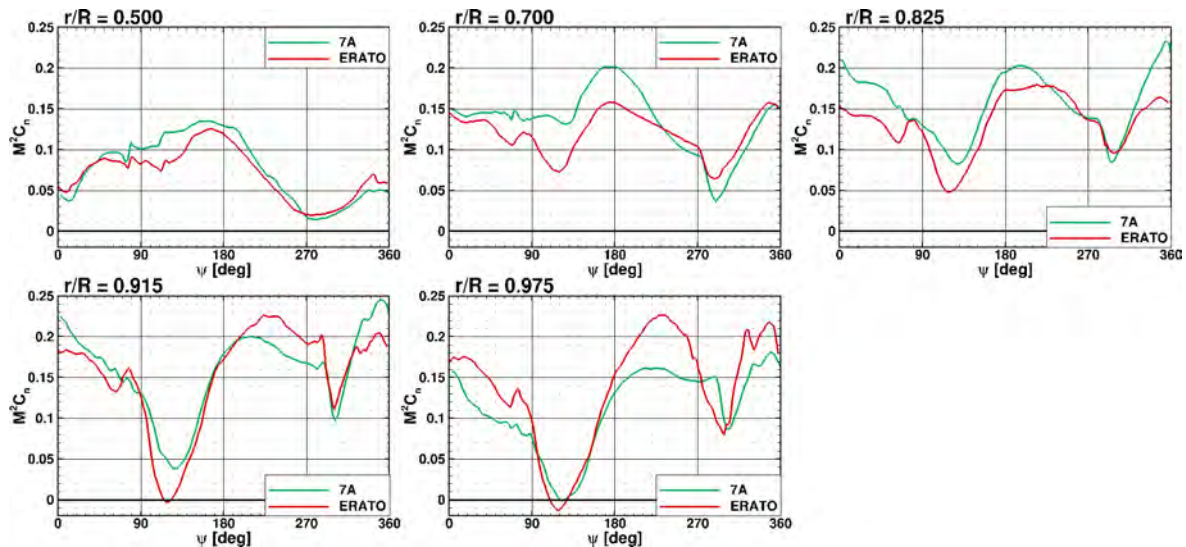


FIGURE 3.34 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ pour deux géométries de pale à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (19, 0.314, 0.616, 0.1)$.

Cette différence de sensibilité au décrochage s'observe sur les Figures 3.34 et 3.35. Des écarts significatifs entre les deux géométries sont observés. En effet, la pale ERATO est moins chargée sur la partie interne et plus chargée en extrémité de pale que la pale 7A. Ceci s'explique par la loi de corde qui fait que les sections en pied de pale travaillent moins que celles en extrémité. En extrémité, à $r/R = 0.975$, la pale 7A subit un décrochage modéré. En effet, celui-ci est fortement réduit par rapport au décrochage observé à $r/R = 0.915$, certainement à cause du tourbillon marginal formé en extrémité qui réduit les incidences sur l'extrémité de pale. La pale ERATO a un comportement très différent. En extrémité, deux événements de décrochage successifs sont subis par la pale ERATO, l'un entre $250 \text{ deg} \leq \psi \leq 310 \text{ deg}$ et le second entre $320 \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$.

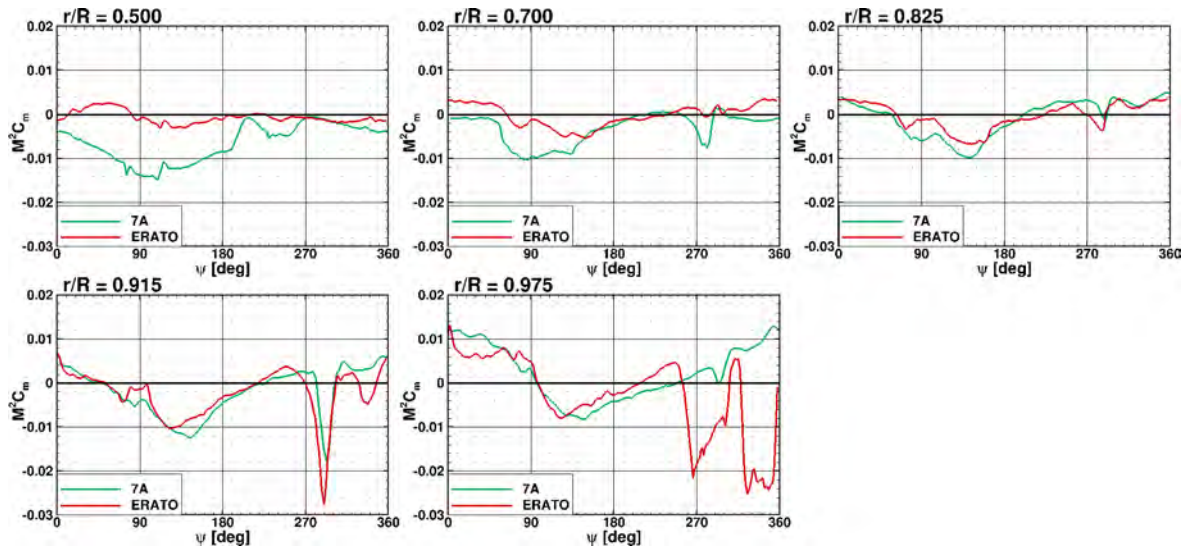


FIGURE 3.35 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ pour deux géométries de pale à $(\bar{Z}, \mu, M_{QR}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (19, 0.314, 0.616, 0.1)$.

Nous avons donc choisi d'étudier plus en détail ces deux configurations pour comprendre les mécanismes derrière les différences observées entre les géométries pour cette même condition de vol.

Synthèse

- Le **domaine d'étude du décrochage dynamique** utilisé pour ces travaux de thèse a été défini.
- Les conditions de vol choisies permettent une **représentation de l'ensemble du domaine de vol** possible d'un hélicoptère en vol d'avancement.
- Les principaux axes d'étude sont :
 - l'influence de la vitesse de rotation à iso-condition de vol.
 - l'influence de la vitesse d'avancement à vitesse de rotation et charge rotor constantes.
 - l'influence de la charge rotor à vitesse de rotation et d'avancement constantes.
 - l'influence de la géométrie de pale à iso-condition de vol.

3.4 Conclusions

Pour conclure, deux bases de données issues de la 11^{ème} campagne d'essais dans la soufflerie S1MA, à l'ONERA Modane de 1991 sur le rotor 7A et de la campagne de 1998 sur le rotor ERATO ont été dépouillées afin d'identifier les points de vol soumis au décrochage dynamique. Ces bases de données recensent une grande variété de conditions de vol balayant l'enveloppe de vol des hélicoptères. De nombreuses conditions de vol ont été testées en situation de décrochage dynamique.

Des critères de détection du décrochage ont été présentés et évalués dans le but de savoir, de manière systématique, si une condition de vol est décrochée à partir des données mesurées lors des essais. Aucun des critères présenté n'est capable de déterminer avec certitude si une condition de vol est soumise au décrochage. Ils ne sont pas en mesure de distinguer le décrochage d'autres phénomènes engendrant d'intenses fluctuations de charge. Ainsi, il est nécessaire de s'intéresser plus en détail, par la simulation numérique par exemple, à une condition de vol pour déterminer si elle est décrochée. Cette analyse du décrochage dynamique par la simulation numérique sera traitée dans les chapitres suivants. Néanmoins, en vue du nombre conséquent de configurations

décrochées testées, une sélection de quelques points de vol décrochés distincts est nécessaire pour une étude plus détaillée du décrochage.

Quatre critères de sélection ont été choisis pour étudier les mécanismes du décrochage dynamique sous des conditions de vol très distinctes (géométrie de pale, paramètre d'avancement, charge du rotor). Ils ont également permis de sélectionner des points de vol possédant des événements de décrochage dynamique caractéristiques et variés en ce qui concerne leur position sur le disque rotor et leur intensité. Ainsi, un domaine d'étude constitué de huit conditions de vol a été établi afin de limiter le nombre de cas qui ont été étudiés plus en détails au cours de ces travaux de thèse. Le domaine de la présente étude est illustré sur la Figure 3.36.

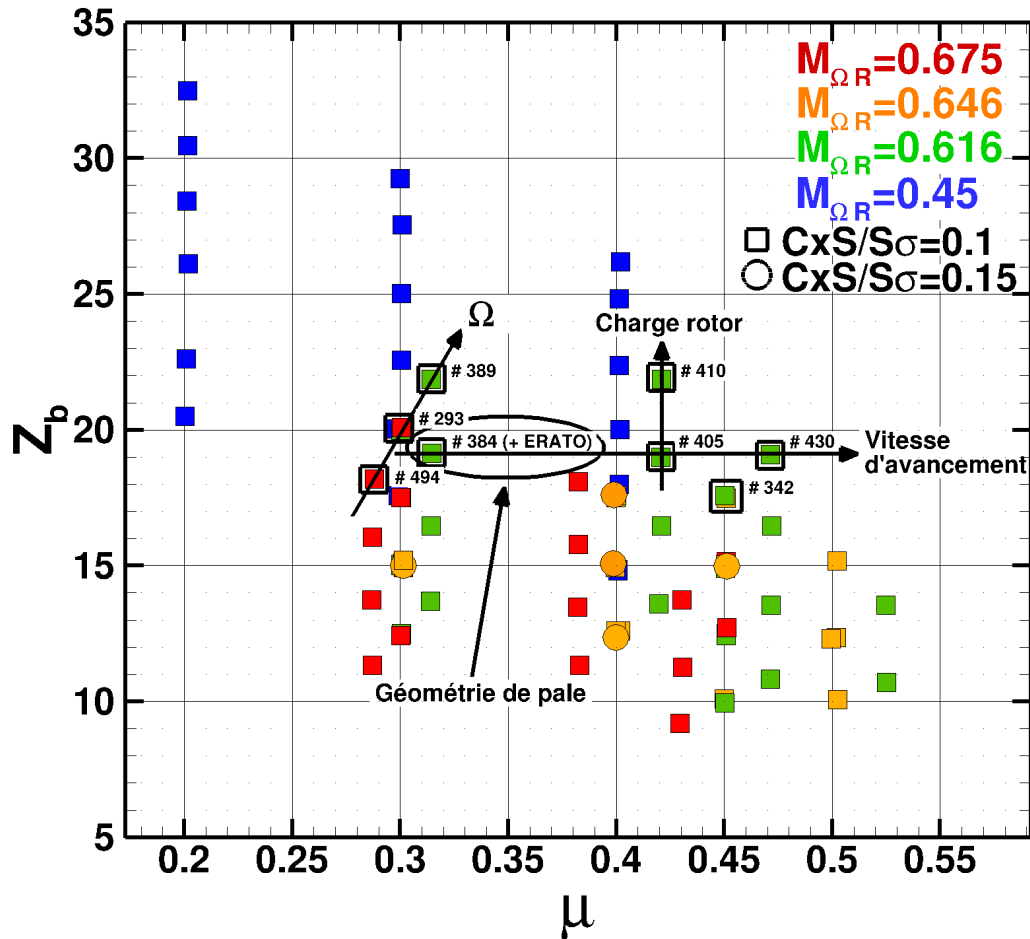


FIGURE 3.36 – Domaine d'étude de la phénoménologie du décrochage dynamique.

Le tableau 3.1 recense les conditions de vol qui seront analysées tout au long de ce manuscrit. Il permet d'illustrer, notamment, l'augmentation des incidences par le pas collectif θ_0 en diminuant la vitesse de rotation des pales à efforts de sustentation et de propulsion constants (les points d'essai 494-293-389), en augmentant la vitesse d'avancement (les points d'essai 384-405-430) ou en augmentant la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ (les points d'essai 405-410 ou 384-389).

Ces huit conditions de vol permettent un domaine d'étude vaste avec des conditions de vol à grande vitesse d'avancement et à forte charge. Ainsi, ces conditions de vol ont été analysées à l'aide de simulations numériques de niveau de fidélité croissant afin d'analyser les mécanismes du décrochage dynamique. Ainsi, le chapitre suivant (Chapitre 4) portera sur l'étude du décrochage par des simulations de basse fidélité avec l'objectif de mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués dans le décrochage dynamique.

Points d'essai	Ω , rpm	$M_{\Omega R}$	μ	$\bar{Z}$	$(C_x S)_f / (S \sigma)$	α_q , deg	θ_0 , deg	θ_{1c} , deg	θ_{1s} , deg
494	1063	0.676	0.288	18.2	0.1	-6.45	7.2	2.5	-3.05
293	1022	0.646	0.3	20.1	0.1	-6.7	8.4	3.15	-3.5
389	964	0.616	0.314	21.86	0.1	-6.75	9.7	3.6	-4.4
384	964	0.616	0.314	19.15	0.1	-7.2	8.53	3.07	-3.66
384 (ERATO)	963	0.617	0.313	19.35	0.1	-6.84	9.797	4.7	-3.91
405	964	0.616	0.42	19	0.1	-11.65	12.6	3.72	-5.92
410	965	0.617	0.42	21.86	0.1	-10.75	13.76	4.36	-6.76
430	967	0.617	0.47	19.1	0.1	-15.2	15.87	3.98	-7.02

TABEAU 3.1 – Conditions de vol sélectionnées dans les bases de données.

Chapitre 4

Caractérisation des Points de Vol Décrochés Sélectionnés en utilisant des Simulations de Basse Fidélité

Sommaire

4.1 Validation des simulations de basse fidélité sur une configuration de vol du rotor 7A	90
4.1.1 Rappels concernant le point de vol d'avancement choisi pour la validation	90
4.1.2 Influence de la modélisation de la vitesse induite sur la prévision du comportement aérodynamique et aéroélastique du rotor	93
4.2 Déploiement des simulations de basse fidélité sur les différentes configurations de vol sélectionnées	97
4.2.1 Prévision du comportement aérodynamique	98
4.2.2 Prévision du comportement dynamique	104
4.3 Analyse du comportement aérodynamique et aéroélastique par des simulations de basse fidélité	106
4.3.1 Influence de la vitesse de rotation du rotor à des forces de propulsion et de sustentation constantes	106
4.3.2 Influence de la vitesse d'avancement de l'appareil	109
4.3.3 Influence de la charge adimensionnée du rotor	112
4.3.4 Influence de la géométrie de pale à condition de vol constante	113
4.4 Conclusions	116

Dans ce chapitre, des simulations de basse fidélité sont utilisées pour analyser les huit points de vol qui viennent d'être sélectionnés dans les bases de données expérimentales. L'objectif est de caractériser le comportement aéroélastique du rotor et de comprendre la physique de l'écoulement au décrochage dans ces conditions à moindre coût.

Pour cela, il a fallu vérifier que les simulations de basse fidélité sont capables de reproduire le comportement aérodynamique du rotor mais aussi le décrochage. Cette validation a été effectuée sur une condition de vol soumise au décrochage dynamique ayant déjà été investiguée dans la littérature. La méthode de simulation de basse fidélité permettant de reproduire au mieux le comportement aérodynamique des pales et donc les mécanismes du décrochage dynamique, a été définie, puis elle a été utilisée pour une étude plus détaillée du décrochage sur les autres conditions de vol. Pour cela, les solutions aérodynamiques et aéroélastiques obtenues pour chaque condition de vol ont été analysées afin de comprendre les mécanismes impliqués dans le décrochage dynamique ainsi que l'influence des paramètres de vol sur celui-ci. L'influence du sillage et de la dynamique de la pale ont été des axes de recherche majeurs lors de cette étude.

4.1 Validation des simulations de basse fidélité sur une configuration de vol du rotor 7A

Dans un premier temps, nous allons chercher à établir la méthode de simulation basse fidélité la plus efficace pour prévoir le décrochage dynamique et ses mécanismes. Pour cela, nous aborderons l'influence de la modélisation des vitesses induites par le sillage des pales. En revanche, l'influence de la modélisation de la dynamique de la pale par le code [HOST](#) n'a pas été abordée dans le cadre de cette thèse.

4.1.1 Rappels concernant le point de vol d'avancement choisi pour la validation

Afin de valider les simulations de basse fidélité qui ont été utilisées pour analyser plus en détail le comportement d'un rotor soumis au décrochage dynamique, par rapport au dépouillement des bases de données issues des essais en soufflerie, nous nous sommes concentrés sur une unique condition de vol. Cette condition de vol est le point de vol 293 (7A)¹ issu des essais sur le rotor 7A dont les principales spécificités exposées par les essais et par des études précédentes [89, 104–106, 132] sont rappelées.

Le tableau 4.1 rappelle les caractéristiques de la condition de vol 293 (7A) testée dans la soufflerie S1MA à l'ONERA, Modane.

	Ω , rpm	$M_{\Omega R}$	μ	$\bar{Z}$	$(C_x S)_f / (S\sigma)$	α_q , deg	θ_0 , deg	θ_{1c} , deg	θ_{1s} , deg
293	1022	0.646	0.3	20.1	0.1	-6.7	8.4	3.15	-3.5

TABLEAU 4.1 – Condition de vol 293 du rotor 7A (Soufflerie S1MA, ONERA, Modane)

Les efforts aérodynamiques obtenus par intégration des pressions sur les cinq sections mesurées en soufflerie sont illustrés en Figures 4.1 et 4.2 pour le point de vol 293.

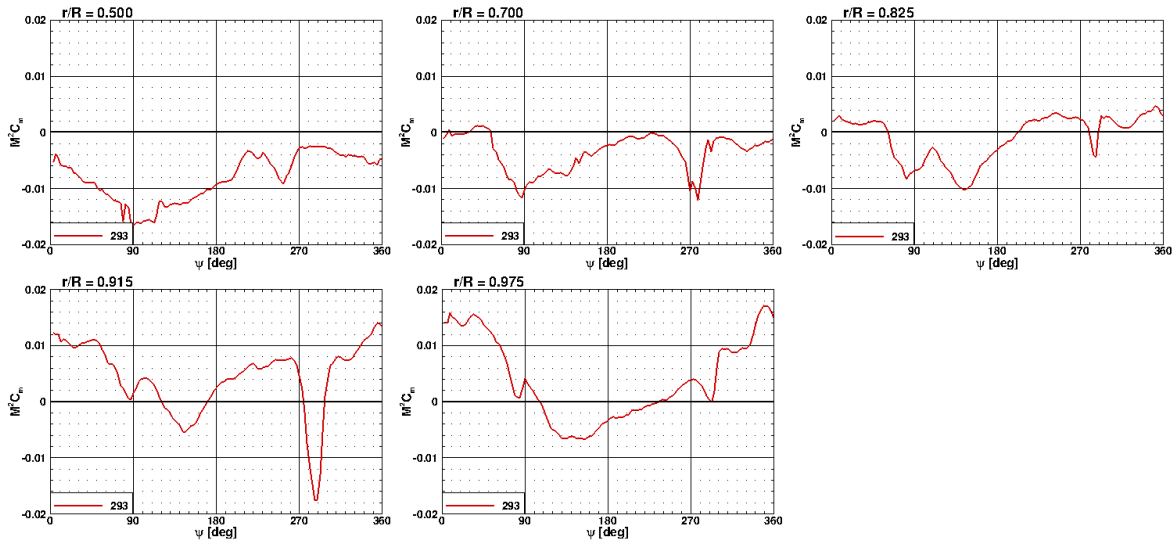


FIGURE 4.1 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ pour le point de vol 293 (7A).

La Figure 4.1 permet de mettre en évidence les événements de décrochage en moment subis par les pales lors de cette condition de vol. Ils sont caractérisés par les pics négatifs de moment de tangage. Comme évoqué dans le chapitre précédent, la condition choisie pour cette validation des outils de simulation basse fidélité est soumise à plusieurs événements de décrochage. Ceux-ci ont lieu dans différentes régions du disque rotor. Par exemple, un événement de décrochage

1. Annexe A.

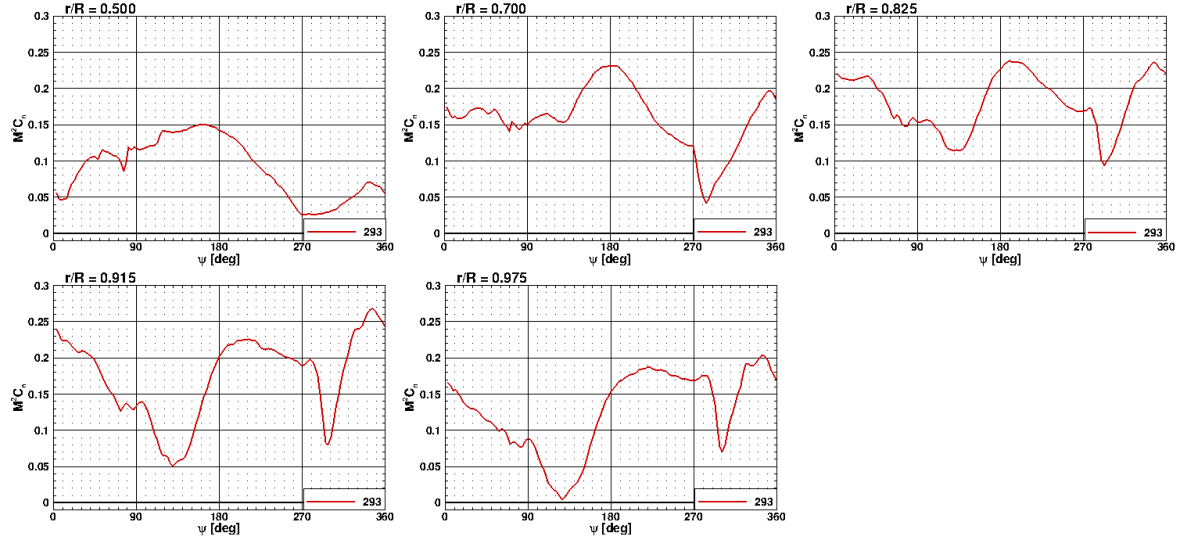


FIGURE 4.2 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ pour le point de vol 293 (7A).

en moment est repéré en extrémité, à la section à $r/R = 0.915$, lorsque la pale est à un azimuth de $\psi = 290$ deg et un autre évènement de décrochage est observé à $r/R = 0.7$ pour $\psi = 270$ deg.

Les évènements de décrochage en portance sont illustrés en Figure 4.2 par une chute rapide de la portance générée par la section de pale considérée. Ces évènements sont corrélés avec les décrochages en moment présentés en Figure 4.1 avec un retard de phase, ce qui est en accord avec ce qui a été montré sur la phénoménologie du décrochage dynamique sur les configurations simplifiées de profil en oscillation de tangage [9, 75].

Néanmoins, il est, à ce stade, impossible de savoir si ces évènements de décrochage sont liés les uns aux autres puisque seuls les efforts générés à des sections localisées de la pale sont connus.

L'étude, par la simulation numérique (couplage HOST/*elsA*), menée par Richez [105] a permis de représenter le point de décollement de la couche limite, X_{sep}/c , sur une pale du rotor 7A au cours de sa rotation lors du point de vol 293 sous forme de cartographie, celle-ci est illustrée en Figure 4.3.

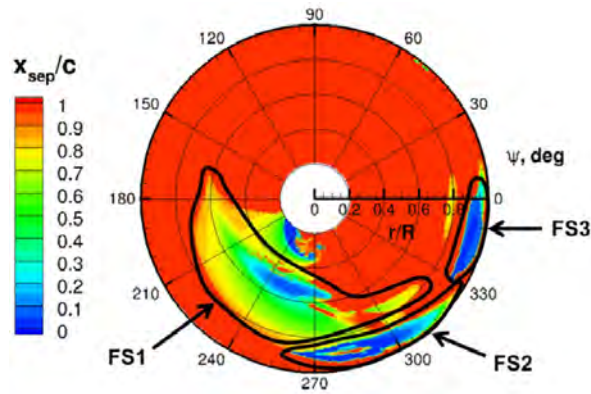


FIGURE 4.3 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c d'après une simulation HOST/*elsA* pour le point de vol 293 à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S \sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$ [104].

Cette représentation sous forme de cartographie permet de tracer pour chaque position azimutale et radiale de la pale la position du décollement de la couche limite sur la section considérée. Le point de décollement X_{sep}/c est défini comme le point le plus proche du bord d'attaque pour lequel la couche limite décolle. L'origine de X_{sep}/c est le bord d'attaque de la section. Rappelons que lorsque $X_{sep}/c = 0$, le décollement de la couche limite se produit au bord d'attaque, alors que lorsque $X_{sep}/c = 1$, l'écoulement est attaché sur l'extrados de la section considérée.

Richez [105] montre ainsi que différentes régions de décollement de la couche limite distinctes

sont observées sur cette condition de vol. Il les a nommées FS1, FS2 et FS3. Il relie même la région de décollement FS1 avec les événements de décrochage pour $r/R \leq 0.825$ et FS2 avec les événements de décrochage en extrémité. La région FS3 est également reliée par Richez à une légère fluctuation des efforts en extrémité se produisant pour $\psi \approx 330$ deg mais n'est pas suffisante pour parler de décrochage. Cette fluctuation est également observée dans les données expérimentales mais elle est de faible amplitude (Figures 4.2 et 4.1). Deux événements de décrochage distincts (FS1 et FS2) sont donc identifiés dans cette configuration.

Richez a aussi étudié les mécanismes à l'origine du décrochage dans cette condition de vol. Il a montré que deux phénomènes pouvaient être impliqués dans le décrochage dynamique. Le premier est la réponse en torsion de la pale. L'angle de torsion de la pale est illustré sous forme de cartographie dans la Figure 4.4.

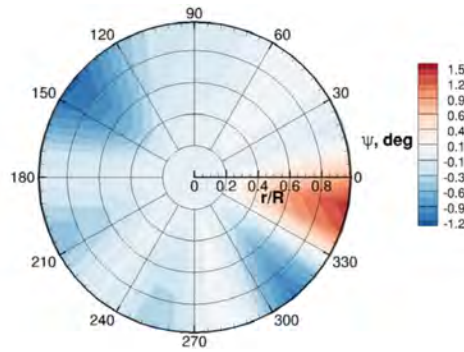


FIGURE 4.4 – Cartographie de l'angle de torsion d'une pale pour le point de vol 293 à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$ [104].

Entre $300 \text{ deg} \leq \psi \leq 330 \text{ deg}$, l'angle de torsion est fortement négatif. Celui-ci se produit après l'évènement de décrochage en moment en extrémité autour de $\psi = 290 \text{ deg}$. En effet, lorsqu'elle est soumise au décrochage, la pale subit un moment à piquer intense (Figure 4.1), celui-ci génère alors une réponse de la structure de la pale qui subit une torsion négative. En réponse à cette excitation du mode de torsion de la pale, une torsion positive est observée entre $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$. Elle atteint la valeur $\theta_{elas} = 1.5 \text{ deg}$ en extrémité de pale pour $\psi = 350 \text{ deg}$. Or, cet angle de torsion s'ajoute à l'incidence de la pale favorisant donc l'apparition du décollement de la couche limite pour $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$, c'est-à-dire dans la région FS3 où un décollement se développe.

Ensuite, Richez a mis en évidence la présence d'une interaction pale-tourbillon dans les régions de décollement FS1 et FS2. Il a illustré cette interaction grâce à des iso-contours de critère Q (Figure 4.5).

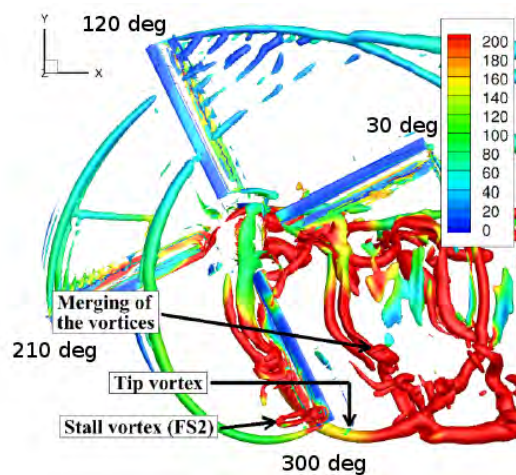


FIGURE 4.5 – Représentation des interactions pale-tourbillon coloré par le rapport de viscosité turbulente/-laminaire pour le point de vol 293 à $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$ [104].

La pale à une position azimutale de $\psi = 210$ deg subit une interaction pale-tourbillon à la position radiale $r/R \approx 0.5$. Or, sur la cartographie du point de décollement, à $\psi = 210$ deg, un décollement de la couche limite se développe à partir du bord de fuite à $r/R = 0.5$ et remonte jusqu'au bord d'attaque qu'il atteigne à $\psi = 240$ deg, où le moment de tangage décroît (Figure 4.1).

À $\psi = 300$ deg, la fin d'une interaction pale-tourbillon est également visible en extrémité de pale. L'extrémité de la pale vient de croiser le tourbillon d'extrémité de la pale précédente entre $\psi = 290$ deg et 300 deg. Encore une fois, cette interaction se produit dans une région où apparaît le décollement de la couche limite puis le décrochage (région FS2). Or dans ce cas, lorsque le tourbillon émis par une pale approche la pale suivante, il engendre un écoulement ascendant augmentant l'incidence de la pale suivante. Il peut ainsi favoriser l'apparition du décrochage dans ces régions.

Les calculs effectués par Richez ont été utilisés pour valider les simulations basse fidélité lorsque les données expérimentales n'étaient pas suffisantes ou n'étaient pas disponibles.

4.1.2 Influence de la modélisation de la vitesse induite sur la prévision du comportement aérodynamique et aéroélastique du rotor

Maintenant que nous connaissons un peu mieux cette condition de vol, nous allons montrer l'importance de la précision de la modélisation de la partie aérodynamique des simulations de couplage fluide-structure de basse fidélité sur la prévision des phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques. Pour cela, nous avons étudié l'influence de la modélisation de la vitesse induite couplée avec les calculs HOST sur la prévision du décrochage dynamique.

L'aérodynamique de la pale utilisée par les calculs HOST est basée sur la théorie de la ligne portante de Prandtl. Elle est couplée à un modèle de vitesse induite. Plusieurs modèles de vitesse induite, de différents niveaux de précision, sont disponibles. Ceux-ci ont été présentés dans la section 2.2.2.

Dans ce paragraphe, nous allons comparer la prévision des efforts aérodynamiques et aéroélastiques d'une configuration décrochée (le point de vol 293) obtenue par quatre modèles de vitesse induite de précision croissante (présentés dans le Chapitre 2) :

- Le modèle analytique Meijer-Drees
- Le modèle de sillage prescrit : [METAR](#)
- Le modèle de sillage déformé : [MESIR](#)
- Le modèle de sillage libre d'ordre supérieur : [MINT](#)

Une même discrétisation en temps et en espace a été choisie dans toutes les simulations présentées dans ce paragraphe, c'est-à-dire 25 éléments sur la ligne portante et 36 pas de temps pour effectuer une révolution complète. Néanmoins, avec le modèle de sillage libre MINT, 40 pas de temps ont été nécessaires pour obtenir une bonne convergence de la simulation.

Dans un premier temps, comparons, grâce à la Figure 4.6, les résultats obtenus pour l'équilibre du rotor ($\alpha_q, \theta_0, \theta_{1c}, \theta_{1s}$) afin d'atteindre la condition de vol cible $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$.

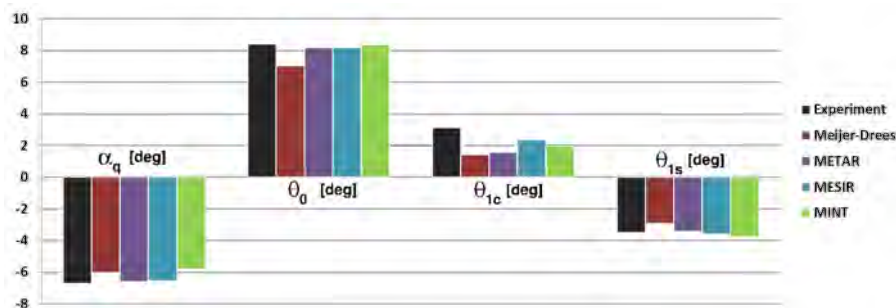


FIGURE 4.6 – Angles de contrôle pour $(\bar{Z}, \mu, M_{\Omega R}, (C_x S)_f / (S\sigma)) = (20.1, 0.3, 0.646, 0.1)$.

Tous les modèles de vitesse induite se montrent capables de prévoir de manière plutôt satisfaisante les angles de contrôle du rotor lorsqu'il est soumis au décrochage dynamique, du moins pour le point de vol 293 du rotor 7A. Seul le modèle de Meijer-Drees donne un accord plus mitigé avec les essais en soufflerie, notamment en ce qui concerne le pas collectif θ_0 pour lequel un écart de presque 1.5 deg est obtenu. En revanche, tous les modèles peinent à reproduire le pas cyclique latéral θ_{1c} . Un écart de minimum 1 deg est observé. Cet écart provient de l'influence du banc utilisé lors des essais qui n'est pas considéré dans ces simulations. En effet, Ortun *et al.* [89] ont montré sur cette même configuration que la forme du banc d'essai crée un écoulement ascendant à l'avant du rotor et descendant à l'arrière non négligeables. L'influence du banc se ressent essentiellement sur le θ_{1c} qui vient contrebalancer cette modification de l'écoulement et donc de l'incidence avec une réduction des incidences à $\psi = 0$ deg (donc $\theta \nearrow$) et une augmentation à $\psi = 180$ deg ($\theta \searrow$) dues aux effets de ce banc d'essai.

La différence entre ces différents modèles est la méthode de détermination de la vitesse induite. C'est cette dernière qui modifie le comportement aérodynamique et aéroélastique des pales selon le modèle employé. Ainsi, la Figure 4.7 illustre la vitesse induite calculée sur les pales au cours de leur rotation par les différents modèles comparés.

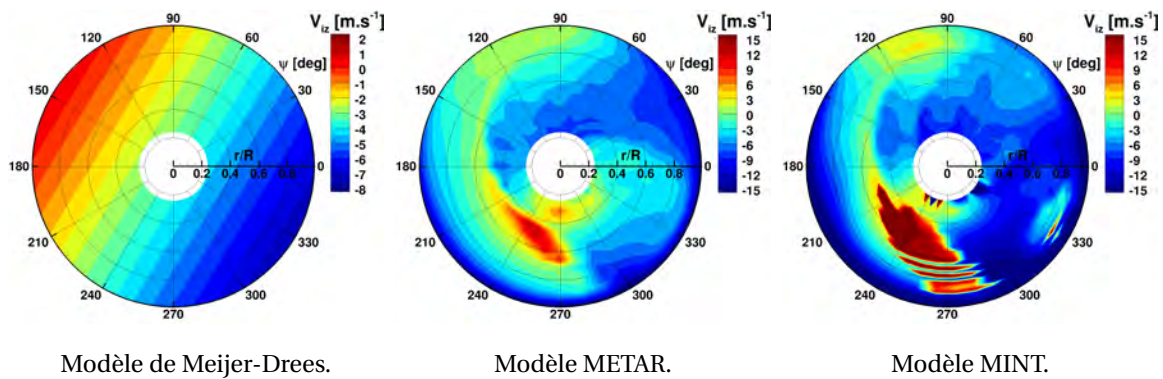


FIGURE 4.7 – Cartographie de la vitesse induite obtenue par différents modèles de vitesse induite.

Cette figure montre que le modèle de Meijer-Drees ne permet en aucun cas de prévoir des fluctuations de haute fréquence de la vitesse induite alors que les modèles de plus haute précision, MINT et METAR, montrent la présence de telles fluctuations de haute fréquence, notamment avec des régions localisées d'écoulement fortement ascendant en pale reculante. Ce sont ces différences qui peuvent provoquer de grandes disparités dans la prévision du comportement aérodynamique et aéroélastique des pales, et plus particulièrement, dans la prévision du décrochage.

Un autre point important mis en évidence dans la Figure 4.7 est la présence de discontinuités radiales dans le calcul de la vitesse induite par le modèle MINT. L'origine de ces discontinuités n'a pas pu être établie dans le cadre de cette thèse malgré les problèmes qu'elles engendrent. En effet, la présence de ces discontinuités rend la solution à une position radiale donnée peu fiable. Il est alors nécessaire de se référer aux sections voisines afin de vérifier que la section considérée ne se situe pas dans la région de discontinuité (où la vitesse induite est a priori fortement sous-estimée). Ainsi, lorsque cela sera nécessaire, nous illustrerons dans ce manuscrit les sections voisines à la section considérée pour pallier ce problème.

Ensuite, nous avons cherché à évaluer plus précisément la capacité de ces modèles à reproduire le comportement aérodynamique des pales au cours de leur rotation. Pour cela, la contribution de quelques sections radiales aux efforts aérodynamiques par section a été évaluée. Les Figures 4.8 et 4.9 représentent l'évolution des coefficients de force normale et de moment de tangage, obtenus avec les différents modèles de vitesse induite choisis, sur plusieurs sections (les sections instrumentées lors des essais en soufflerie).

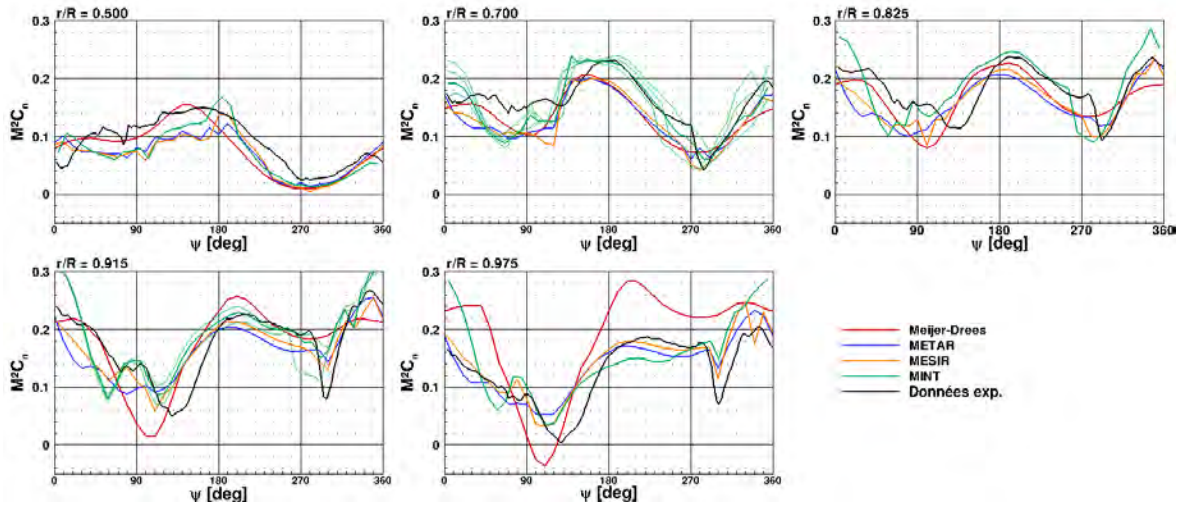


FIGURE 4.8 – Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par différents modèles de vitesse induite.

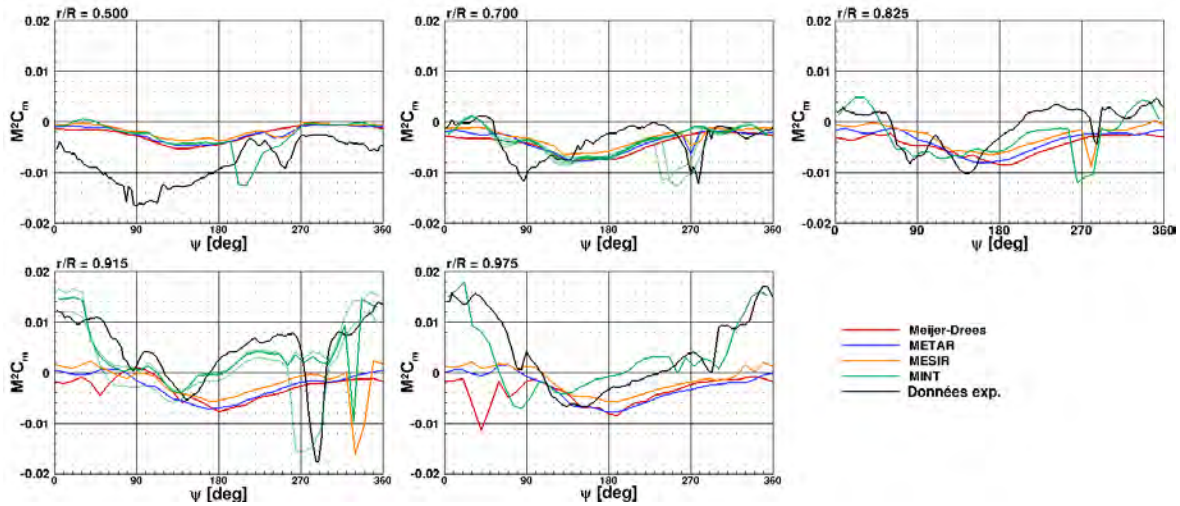


FIGURE 4.9 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par différents modèles de vitesse induite.

La Figure 4.8 montre qu'aucun évènement de décrochage en portance n'est rencontré par la pale lorsque le modèle analytique de Meijer-Drees est utilisé. En revanche, dès qu'un modèle de sillage plus élaboré est utilisé (METAR, MESIR et MINT) le décrochage est bien initié en pale reculante ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$) pour $r/R \geq 0.7$. De plus, l'évènement de décrochage en portance obtenu sur chacune des sections instrumentées est en phase (azimutale) avec les résultats expérimentaux obtenus lors des essais. Par exemple, la chute de portance à $r/R = 0.915$ est observée à la même position azimutale que dans les essais, c'est-à-dire à $\psi = 300 \text{ deg}$ avec METAR et MESIR alors qu'elle se produit légèrement plus tôt ($\psi \approx 290 \text{ deg}$) avec le modèle de marche en temps MINT. Ainsi, il devient évident que la prise en compte du sillage émis par les pales est essentiel à la bonne prévision du décrochage puisque le modèle analytique de Meijer-Drees ne modélisant pas les sillages manque totalement les évènements de décrochage dynamique.

Comme pour le coefficient de force normale, aucun évènement de décrochage en moment n'est obtenu avec Meijer-Drees sur l'évolution du coefficient de moment de tangage en Figure 4.9. Ceci montre encore l'influence du sillage sur le déclenchement du décrochage dynamique. Néanmoins, aucun décrochage en moment n'est obtenu en extrémité ($r/R \geq 0.825$) avec le modèle de sillage prescrit METAR non plus. Les modèles de sillage MESIR et MINT permettent une amélioration de la prévision du décrochage par rapport à METAR puisqu'ils permettent de capturer (en avance de phase) le décrochage en moment en extrémité $r/R \geq 0.825$ autour de $\psi = 280 - 290 \text{ deg}$. Pour la section à $r/R = 0.915$, le premier évènement de décrochage en moment à $\psi = 290 \text{ deg}$ se si-

tue dans la région de discontinuité discutée précédemment pour les calculs avec le modèle MINT. Ainsi, les sections voisines à $r/R = 0.915$ sont également représentées en pointillé sur la Figure 4.8. Elles montrent que ce premier évènement de décrochage est bien prévu par les simulations MINT jusqu'à la section précédant la section considérée (à $r/R = 0.89$). La région de décrochage s'étend donc moins en envergure dans les calculs HOST/MINT par rapport aux essais en soufflerie. Cela peut être provoqué par une sur-estimation du tourbillon marginal et de l'écoulement descendant qu'il induit en extrémité de pale. Un second évènement de décrochage (qui n'est pas observé dans les essais) est prévu à $\psi = 330$ deg avec les simulations MESIR et MINT. Cet évènement de décrochage semble correspondre à la région de décollement observée par Richez [105] avec des calculs de couplage fluide-structure de haute fidélité (région FS3 dans la Figure 4.3). De plus, MINT est capable de prévoir les évènements de décrochage en extrémité de pale. Par exemple, à $r/R = 0.975$, la perturbation du coefficient de moment de tangage à $\psi = 290$ deg est obtenue par la simulation, ce qui n'est le cas pour aucun des autres modèles présentés.

La principale différence entre la méthode METAR et MESIR repose sur la déformation du sillage. Ainsi, en raison des différences entre les solutions obtenues avec ces deux modèles, nous sommes amenés à penser que, non seulement le sillage est impliqué dans le décrochage dynamique sur cette condition de vol, mais également que sa déformation est non négligeable sur l'environnement aérodynamique de la pale, et donc sur son comportement : ici sur le décrochage en extrémité. De plus, en dehors de la région du décrochage, l'évolution du moment de tangage, pour toutes les sections considérées, est mal reproduit par les modèles de Meijer-Drees, METAR et MESIR. En pale avançante, ces trois modèles donnent des tendances proches les uns des autres mais avec un accord avec les données expérimentales moins bon que lorsque le modèle de sillage libre MINT est utilisé. En effet, les modèles de Meijer-Drees, METAR et MESIR prévoient un moment de tangage globalement négatif sur toutes les sections au cours de la rotation. De son côté, MINT permet bien de prévoir le moment de tangage positif en extrémité pour ψ entre 0 deg et 90 deg observé lors des essais, pour les sections telles que $r/R \geq 0.7$.

Finalement, le comportement aérodynamique de la pale n'est pas le seul à être amélioré lorsqu'un modèle de vitesse induite plus élaboré est utilisé. Le comportement dynamique de la pale (déformation et efforts structuels) est grandement amélioré lorsque MINT est utilisé pour modéliser l'influence de l'environnement aérodynamique de la pale. La Figure 4.10 illustre la déformation en torsion de la pale en son extrémité ($r/R = 0.98$) et la Figure 4.11 le moment de torsion subi en pied de pale ($r/R = 0.3$).

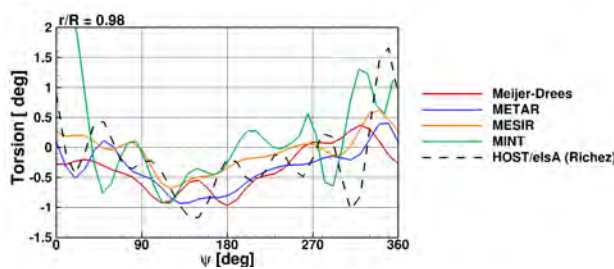


FIGURE 4.10 – Angle de torsion à $r/R = 0.98$.

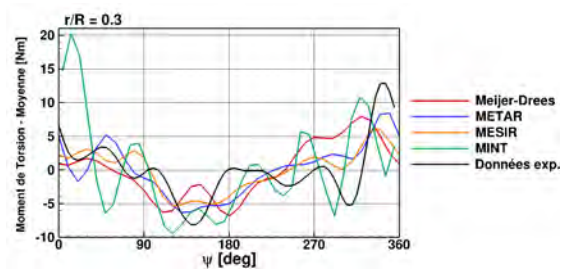


FIGURE 4.11 – Moment de torsion à $r/R = 0.3$.

Les Figures 4.10 et 4.11 montrent une amélioration du comportement dynamique de la pale notamment concernant le contenu haute fréquence. Lors des essais, les efforts en torsion (moment de torsion) subis en pied de pale ont un contenu haute fréquence (6/rev) élevé avec d'intenses pics de moment de torsion positifs ou négatifs en région du décrochage dynamique (pale reculante). Or ce contenu haute fréquence ne se retrouve pas avec les calculs utilisant les modèles de Meijer-Drees, METAR et MESIR pour lesquels les oscillations de haute fréquence restent de petite amplitude (la valeur crête-à-crête maximale avec Meijer-Drees est de 5 N.m contre 18 N.m dans les essais). De plus, si un pic de moment de torsion positif est surévalué avec MINT en pale avançante à $\psi = 15$ deg (probablement dû à la prévision d'un évènement de décrochage

à $\psi = 330$ deg), les amplitudes sont très bien prévues en pale reculante, notamment dans la région du décrochage, même si ces efforts sont déphasés par rapport aux résultats expérimentaux. Les conclusions sont les mêmes sur l'angle de torsion en extrémité. Néanmoins, nous n'avons pas les données expérimentales de la déformation sur cette condition de vol donc la validation a été réalisée avec la simulation réalisée par Richez [105]. La torsion négative après l'évènement de décrochage à $\psi = 290$ deg est rapidement suivie par un « rebond » en torsion (positive) à $\psi = 320$ deg venant ainsi favoriser le décrochage. Cette torsion positive est obtenue en avance de phase par rapport aux calculs de haute fidélité fournis par Richez. Or les incidences sont en décroissance dans cette région. Les incidences obtenues lorsque la torsion est maximale en pale reculante avec la simulation HOST/MINT (à $\psi = 320 - 330$ deg) sont plus élevées que celles à la torsion maximale dans les calculs de haute fidélité (à $\psi = 340 - 350$ deg). Cette avance de phase du « rebond » en torsion peut être à l'origine du décrochage particulièrement intense obtenu en extrémité de pale à $\psi = 330$ deg avec les simulations HOST/MINT.

Concernant le temps de calcul, des simulations utilisant des modèles analytiques comme le modèle de Meijer-Drees sont presque instantanées : la vitesse induite est déterminée par une simple équation dépendant de la position azimutale et radiale du tronçon de pale considérée (cf. paragraphe 2.2.2). Les calculs utilisant le modèle de sillage libre en marche en temps MINT ont un temps de restitution beaucoup plus long, de l'ordre de 2h pour la simulation présentée dans ce paragraphe (avec 25 sections et 40 itérations pour effectuer un tour complet). Le temps de calcul est satisfaisant en vue de l'amélioration des résultats par rapport aux autres modèles présentés.

En conclusion, les simulations HOST/MINT présentent de meilleures capacités de prévision des évènements de décrochage. Ce type de modélisation a été retenu pour effectuer une analyse numérique préliminaire des points de vol de la base de données expérimentales qui ont été sélectionnés dans la section 3.3. L'influence de la paramétrisation numérique de ces calculs HOST/MINT sur les résultats obtenus a été évaluée et est présentée en annexe C. Celle-ci permet de mettre en évidence l'influence de la discrétisation spatiale et temporelle sur la prévision du décrochage dynamique. Finalement, les simulations HOST/MINT avec $\Delta\psi = 5$ deg et 25 éléments de pale sont jugées satisfaisantes pour l'analyse des conditions de vol sélectionnées préalablement dans le chapitre précédent.

Synthèse

- Des calculs de basse fidélité avec différents **modèles de vitesse induite** ont été utilisés sur une unique condition de vol décrochée.
- Le **sillage a une influence non négligeable** sur les efforts aérodynamiques subis par la pale et sur sa dynamique.
- Les simulations modélisant le sillage avec le plus haut niveau de précision (**modèle de sillage libre**) donnent un **meilleur accord** aux résultats expérimentaux.

4.2 Déploiement des simulations de basse fidélité sur les différentes configurations de vol sélectionnées

Dans un premier temps, nous avons montré que des calculs de basse fidélité, à moindre coût par rapport à des simulations de couplage fluide-structure comme celles réalisées dans les références [89, 96, 105], permettent de prévoir qualitativement l'apparition des évènements de décrochage dynamique sur une condition de vol déjà bien connue : le point de vol 293 du rotor 7A lors des essais en soufflerie à Modane. L'objectif est désormais de déployer ces calculs aux huit conditions de vol sélectionnées dans le Chapitre 3. Ainsi, nous pourrions vérifier que cette méthode de simulation est capable de capturer le décrochage dynamique dans une gamme plus large de

conditions de vol. Pour des raisons de clarté du propos, les solutions des huit conditions de vol étudiées ne seront pas toutes présentées. Le discours sera principalement centré sur les différences obtenues selon les conditions de vol. Ce paragraphe ne portera en aucun cas sur l'analyse des phénomènes (ce sera l'objectif de la section suivante) mais seulement sur la validation de la méthode choisie sur un domaine d'étude plus large.

4.2.1 Prédiction du comportement aérodynamique

Premièrement, nous allons montrer la capacité des calculs HOST/MINT à prévoir le comportement aérodynamique des rotors 7A et ERATO même dans des conditions de vol sévères, soumises au décrochage dynamique. Pour cela, quatre cas issus du domaine d'étude des travaux de thèse présentés dans le Chapitre 3 ont été isolés. L'objectif est de vérifier la bonne prévision des efforts aérodynamiques sur une condition de vol avec un décrochage plus léger (particulièrement difficile à capturer), sur une condition à très haute vitesse d'avancement (μ), sur une condition à très forte charge ($\bar{Z}$) (où le décrochage dynamique est particulièrement sévère) et sur l'unique condition de vol sélectionnée dans la base de données du rotor ERATO.

Cas du décrochage dynamique le moins intense du domaine d'étude : le point de vol 494 (7A)

Rappel

- **Cas 494** : $M_{\Omega R} = 0.676$, $\mu = 0.288$, $\bar{Z} = 18.2$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Afin d'évaluer la capacité des calculs HOST/MINT à prévoir les efforts aérodynamiques sur une configuration moins sévère que le point de vol de référence (le point de vol 293 (7A) ²), le cas 494 (7A) ², l'évolution des coefficients de force normale et de moment de tangage au cours de la rotation est comparée à celle obtenue lors des essais en soufflerie dans les Figures 4.12 et 4.13.

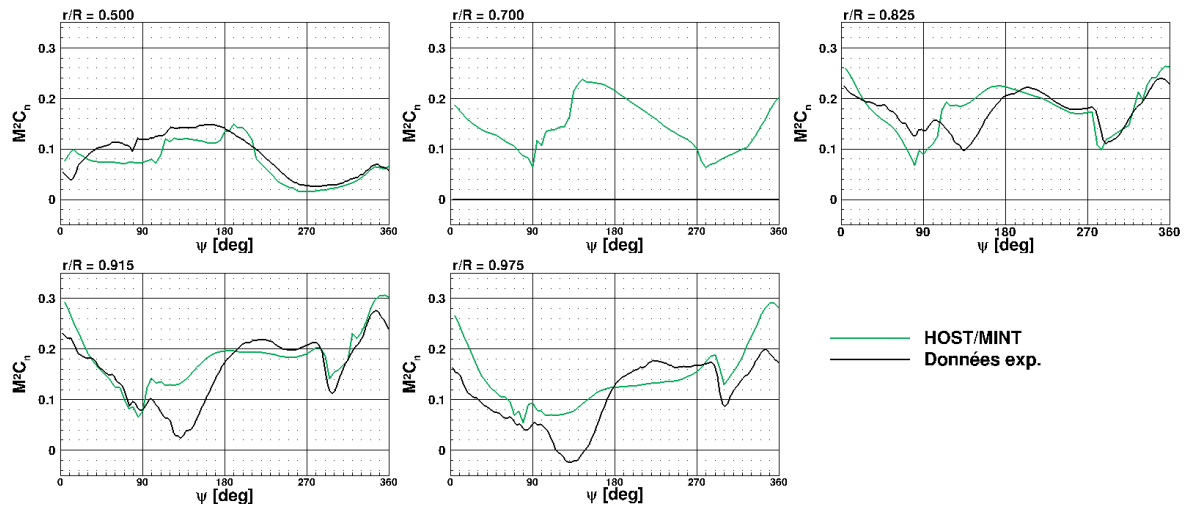


FIGURE 4.12 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 494 du rotor 7A.

Concernant le coefficient de force normale, l'accord entre les résultats obtenus en soufflerie et la solution issue des calculs HOST/MINT (Figure 4.12) est assez satisfaisant autant en pale avançante qu'en pale reculante sur toutes les sections instrumentées lors des essais. Les événements de décrochage dynamique sont capturés à la bonne position azimutale et avec une amplitude correcte pour $r/R \leq 0.825$. En extrémité, le décrochage est légèrement sous-estimé lors des simulations HOST/MINT par rapport aux essais en soufflerie sur les sections à $r/R = 0.915$ et 0.975 .

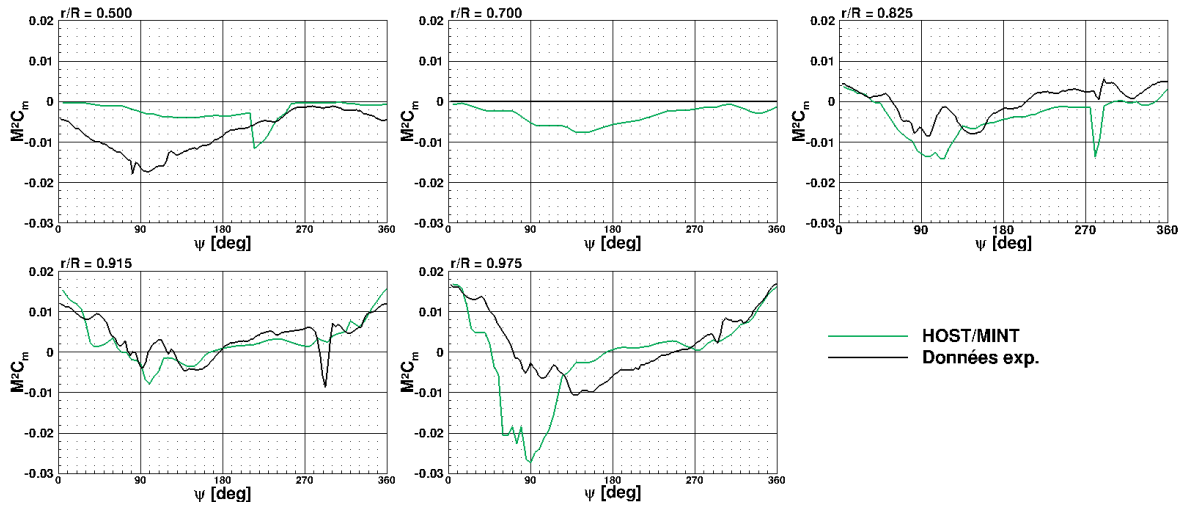


FIGURE 4.13 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 494 du rotor 7A.

Le décrochage en moment dans cette condition de vol est plus faible que pour le point de vol 293 (7A). D'après la Figure 4.13, l'accord entre le calcul HOST/MINT et les essais est moins satisfaisant sur le moment de tangage que sur la force normale. En effet, le moment à piquer caractéristique du décrochage est, d'une part, sur-estimé mais capturé en phase pour la section à $r/R = 0.825$. D'autre part, ce moment à piquer est néanmoins sous-estimé pour $r/R = 0.915$, un moment cabreur est même observé. Ce comportement a déjà été observé pour le point de vol 293 (7A) avec des pas de temps de $\Delta\psi = 9\text{ deg}$ et 7 deg (Figure C.2). La condition de vol 494 est moins sévère que la condition 293 ($\bar{Z}$, μ plus faibles et M_{OR} plus élevé). Ainsi, les incidences vues par les sections de pale entre $180\text{ deg} \leq \psi \leq 360\text{ deg}$ sont plus faibles et donc plus proches de l'incidence de décrochage statique des polaires aérodynamiques. La condition de vol 494 (7A) est proche de la frontière d'apparition du décrochage. Par conséquent, une légère variation de l'incidence peut faire basculer la solution d'un régime décroché à un régime non-décroché.

Néanmoins, l'accord global entre les essais et les simulations HOST/MINT concernant la prévision des efforts aérodynamiques est très satisfaisant sur cette condition de vol. Ces simulations permettent de capturer qualitativement les événements de décrochage.

Cas de vol d'avancement rapide (haut μ) : le point de vol 430 (7A)

Rappel

- **Cas 430** : $M_{OR} = 0.617$, $\mu = 0.47$, $\bar{Z} = 19.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Ensuite, un point de vol à grande vitesse d'avancement a été considéré. Notre choix s'est porté sur le point de vol 430 du rotor 7A³ puisque c'est le point de vol le plus rapide de notre domaine d'étude. Les efforts aérodynamiques sur les sections instrumentées sont illustrés dans les Figures 4.14 et 4.15. Pour cette condition de vol, les données de pression en extrémité ($r/R = 0.915$ et 0.975) n'étaient pas suffisantes pour permettre leur intégration en efforts aérodynamiques. Les sections telles que $r/R \leq 0.825$ ont donc été privilégiées pour la validation des simulations HOST/MINT sur des configurations à haut paramètre d'avancement.

Encore une fois, l'accord entre les simulations HOST/MINT et les essais en soufflerie est satisfaisant pour la prévision du coefficient de force normale sur les sections disponibles (Figure 4.14). Les tendances obtenues en soufflerie sont correctement reproduites, c'est-à-dire, par exemple, la déportance à $r/R = 0.825$ lorsque la pale est entre $\psi = 100\text{ deg}$ et $\psi = 135\text{ deg}$ ou le maximum de portance autour de $\psi = 180\text{ deg}$ dont le niveau est également plutôt bien prévu par les calculs avec

3. Annexe A.

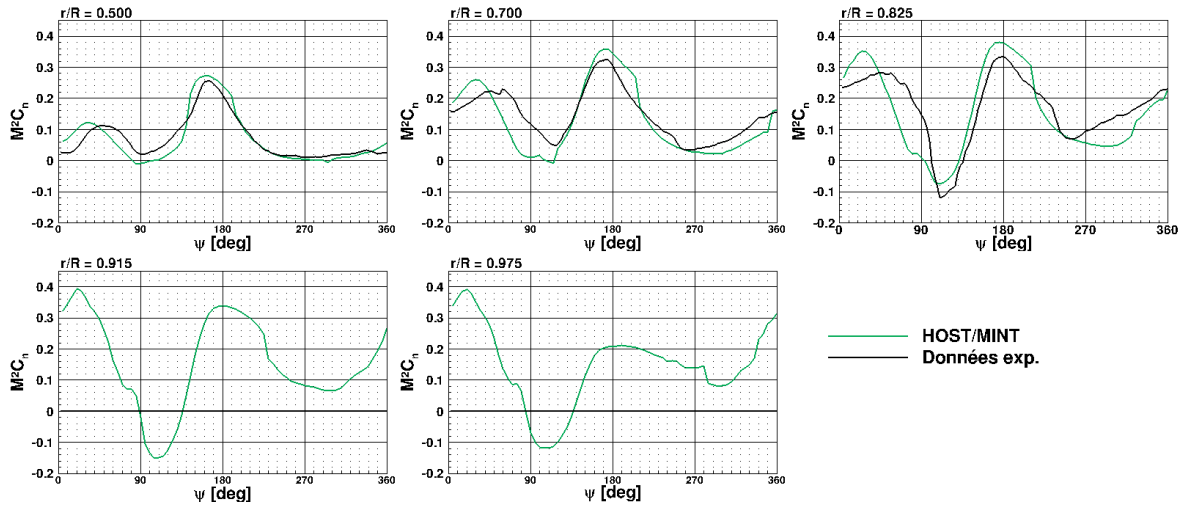


FIGURE 4.14 – Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 430 du rotor 7A.

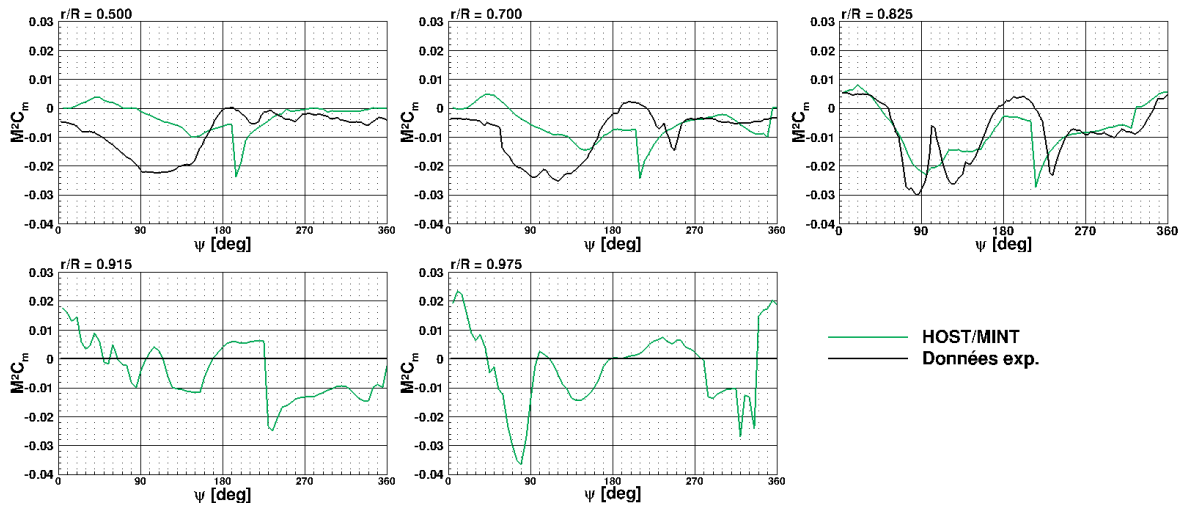


FIGURE 4.15 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 430 du rotor 7A.

une erreur de l'ordre de 10% à $r/R = 0.825$. Les événements de décrochage dynamique caractérisés par une modification de la pente lors de la chute de portance en pale reculante sont capturés en avance de phase dans les calculs HOST/MINT. À $r/R = 0.825$, le décrochage en portance commence à $\psi = 235$ deg (accélération de la perte en portance) lors des essais et il est capturé à seulement $\psi = 210$ deg dans les calculs HOST/MINT réalisés. Cette avance de phase s'explique probablement par l'utilisation des polaires statiques pour déterminer les efforts aérodynamiques. Or le décrochage statique se produit à des incidences plus faibles que le décrochage dynamique. Néanmoins, il est important de noter que ces événements de décrochage en portance sont effectivement capturés par la simulation basse fidélité.

Ce déphasage du développement du décrochage s'observe aussi sur le moment de tangage (Figure 4.15). À $r/R = 0.825$, le décrochage en moment est observé entre $\psi = 220$ deg et $\psi = 255$ deg dans les essais et entre $\psi = 210$ deg et $\psi = 240$ deg par la simulation HOST/MINT. Notons également que le double pic de moment à piquer en pale avançante à $\psi = 90$ deg et à $\psi = 120$ deg n'est pas capturé par la simulation HOST/MINT à $r/R = 0.825$. Néanmoins, un tel comportement est observé pour $r/R = 0.915$ et $r/R = 0.975$ même si les données expérimentales ne sont pas disponibles pour vérifier leur présence à ces sections dans les essais. Dans le Chapitre 3, cette fluctuation du moment de tangage en pale avançante a été associée à la position de l'onde de choc passant le

quart de corde. Cela montre aussi une limite du modèle aérodynamique utilisé lors du couplage HOST/MINT dans les régions où les effets de compressibilité sont non négligeables même si ces effets sont bien pris en compte dans les polaires. En revanche, les effets instantanés de l'écoulement proche-paroi n'est pas pris en compte avec l'approche ligne portante. Cela explique les différences obtenues en pale avançante pour les coefficients M^2C_n et de M^2C_m sur les différentes conditions de vol présentées.

Néanmoins, malgré ces disparités, les simulations HOST/MINT sont en mesure de prévoir qualitativement les différents phénomènes impliqués lors de la rotation du rotor, notamment le décrochage dynamique.

Cas forte charge rotor (haut $\bar{Z}$) : le point de vol 410 (7A)

Rappel

- **Cas 410** : $M_{\Omega R} = 0.617$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Nous venons de montrer que les calculs HOST/MINT sont capables de reproduire convenablement le comportement aérodynamique des pales d'un rotor à une vitesse d'avancement élevée. Maintenant, nous voulons connaître la précision de ces simulations lorsque la condition de vol considérée est soumise à un décrochage dynamique particulièrement sévère. Pour cela, la prévision des efforts aérodynamiques sur le point de vol 410 du rotor 7A⁴ est vérifiée. Les coefficients aérodynamiques sur les sections d'essais sont illustrés dans les Figures 4.16 et 4.17.

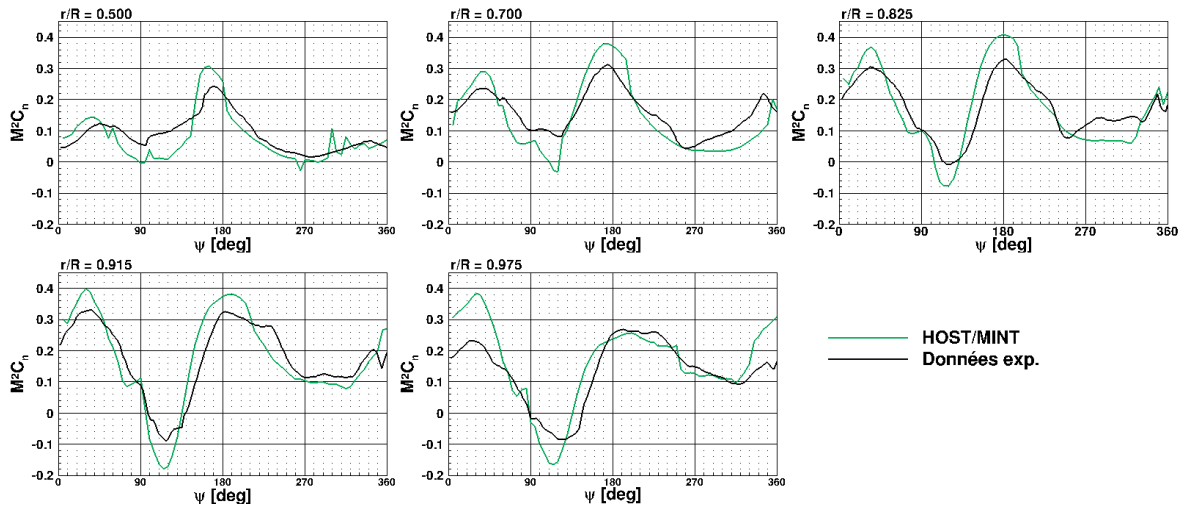


FIGURE 4.16 – Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 410 du rotor 7A.

Les simulations HOST/MINT sont encore capables de prévoir les événements de décrochage en portance (Figure 4.16), comme, par exemple, pour $240 \text{ deg} \leq \psi \leq 350 \text{ deg}$ sur la section à $r/R = 0.825$, et les événements de décrochage en moment (Figure 4.17) comme ceux en pale reculante $200 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ sur la section à $r/R = 0.915$ sur cette condition de vol.

La Figure 4.16 montre que la simulation HOST/MINT permet une bonne prévision de la portance générée par chacune des sections instrumentées.

Si la prévision du moment de tangage devient plus difficile (Figure 4.17), les événements de décrochage en moment sont tous capturés qualitativement par les calculs HOST/MINT. En effet, le point de vol 410 (7A) est particulièrement sévère et trois pics de moment à piquer sont subis par la section $r/R = 0.915$ de la pale : à $\psi = 240 \text{ deg}$, $\psi = 290 \text{ deg}$ et $\psi = 330 \text{ deg}$. Ces trois événements de décrochage sont capturés par la simulation HOST/MINT. Si le premier événement est

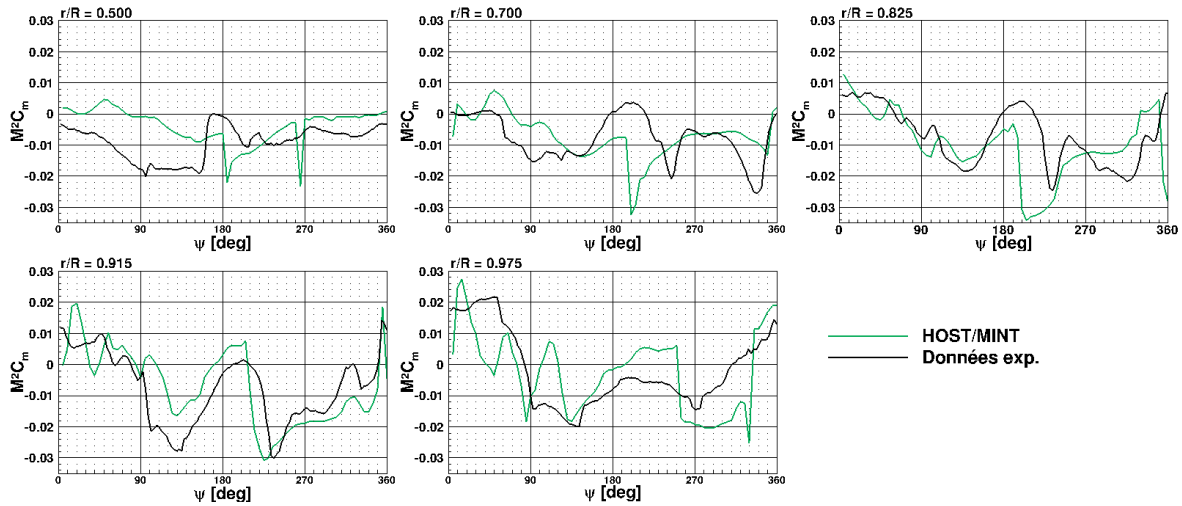


FIGURE 4.17 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 410 du rotor 7A.

initié légèrement en avance de phase, les deux suivants sont prévus en accord avec les essais en ce qui concerne leur phase et leur amplitude. À $r/R = 0.7$, les deux évènements de décrochage en pale reculante ($\psi \approx 250$ deg et $\psi \approx 330$ deg) observés dans les essais sont également capturés mais avec des positions azimutales différentes ($\psi \approx 200$ deg et $\psi \approx 350$ deg). En extrémité, les solutions obtenues ne reproduisent pas les tendances observées lors des essais. Un évènement de décrochage beaucoup plus intense que celui attendu à cette section est capturé entre $\psi = 250$ deg et $\psi = 330$ deg. De plus, en pale avançante, de larges oscillations d'efforts aérodynamiques sont obtenues alors qu'elles ne sont pas observées dans les données expérimentales. L'origine de telles oscillations sera abordée dans un prochain paragraphe dans lequel nous nous concentrerons sur l'analyse des points de vol sélectionnés et des mécanismes possibles du décrochage dynamique.

En conclusion, les évènements de décrochage sont capturés par le calcul HOST/MINT mais les résultats apportent essentiellement une compréhension qualitative du comportement aérodynamique des pales puisque des erreurs de phase et d'intensité sont observées dans la prévision du décrochage dynamique.

Cas ERATO : le point de vol 384 (ERATO)

Rappel

- **Cas 384** : $M_{QR} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Finalement, le comportement aérodynamique du rotor 7A est généralement bien reproduit par les simulations de basse fidélité HOST/MINT pour les diverses conditions de vol présentées, mais qu'en est-il du rotor ERATO? En effet, le rotor ERATO a une forte flèche. Or, la modélisation des effets de flèche de HOST est relativement sommaire. L'objectif est d'étudier si le couplage HOST/MINT peut reproduire le décrochage sur une pale à forte flèche, malgré les limites de ses modèles. Pour cela, nous avons étudié plus en détail le point de vol 384 (ERATO) ⁵.

Les Figures 4.18 et 4.19 illustrent les efforts aérodynamiques aux sections instrumentées lors des essais de la campagne ERATO. Elles montrent que la portance générée par chacune des sections est bien reproduite par la simulation. Cela est le signe que les phénomènes aérodynamiques vus par la pales sont capturés. Concernant le moment de tangage (Figure 4.19), davantage de différences sont observées mais les évènements de décrochage sont globalement tous capturés en phase sauf un : le décrochage en moment à $\psi = 290$ deg pour $r/R = 0.925$. Néanmoins, celui-ci est

5. Annexe A.

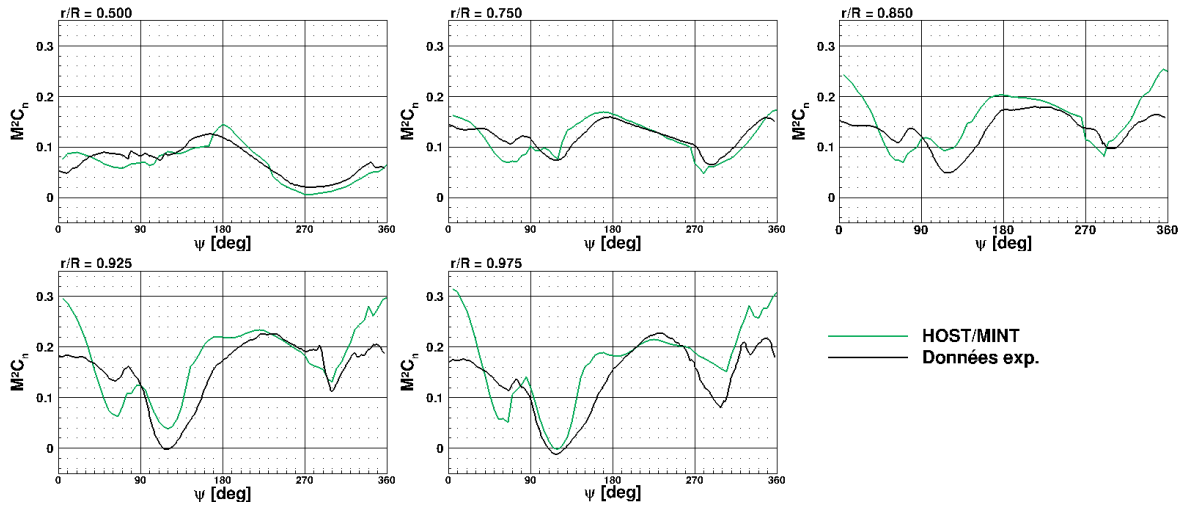


FIGURE 4.18 – Coefficient de force normale M^2C_n obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 384 du rotor ERATO.

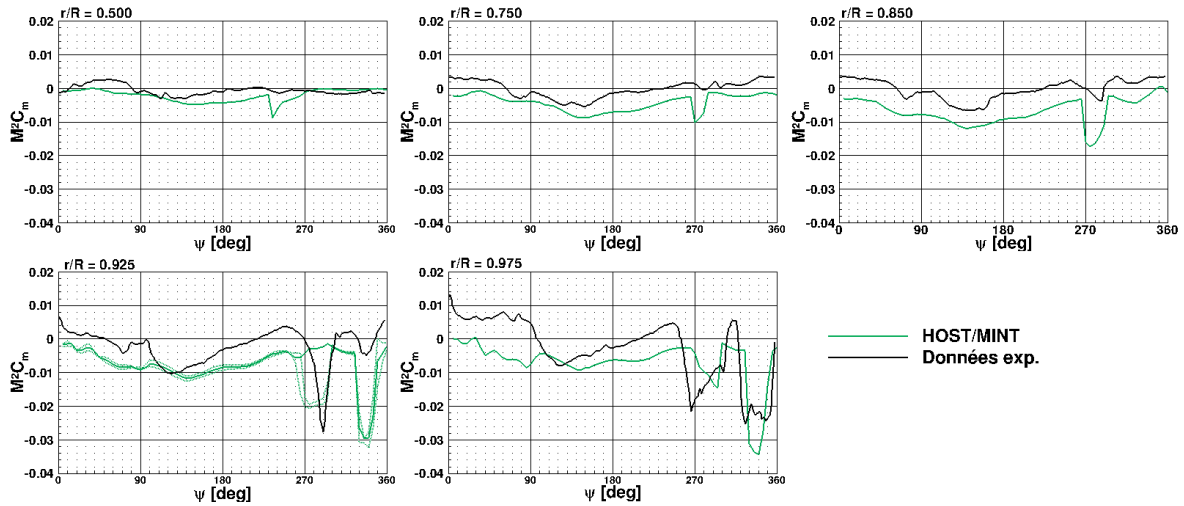


FIGURE 4.19 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 384 du rotor ERATO.

effectivement capturé par la simulation sur les sections voisines, $r/R = 0.915$ et 0.95 (en pointillé) à la section considérée.

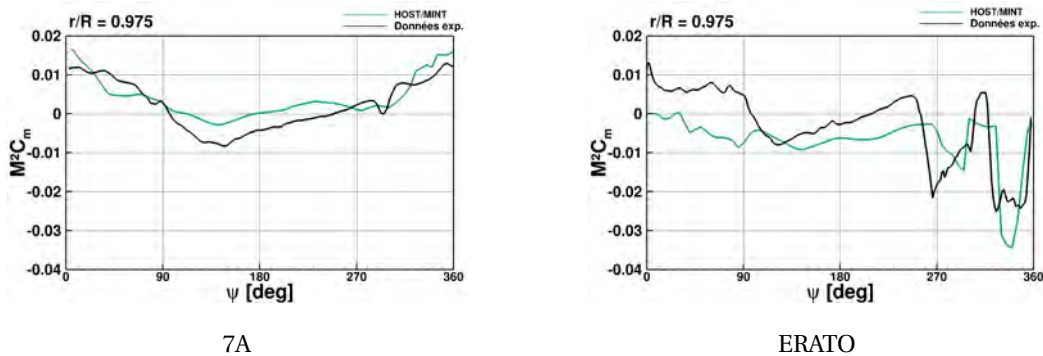


FIGURE 4.20 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m à $r/R = 0.975$ obtenu par la simulation HOST/MINT pour le point de vol 384.

La Figure 4.20 illustre la prévision du décrochage en extrémité de pale ($r/R = 0.975$) par le cal-

cul HOST/MINT pour la pale 7A et pour la pale ERATO. Les simulations HOST/MINT permettent bien de reproduire les changements en extrémité de pale obtenus entre les pales 7A et ERATO. L'intensification du décrochage pour la pale ERATO par rapport à la légère fluctuation observée sur la pale 7A est correctement capturée par les calculs HOST/MINT. En effet, les deux événements de décrochage sont bien capturés en phase. Néanmoins, la fluctuation de moment sur la pale 7A autour de $\psi = 290$ deg n'est pas prévue par les simulations, cette sous-estimation peut être provoquée par une sur-estimation du tourbillon marginal limitant le décrochage en extrémité.

En conclusion, les simulations HOST/MINT sont parfaitement capables de déterminer qualitativement le comportement aérodynamique d'un rotor en vol d'avancement soumis au décrochage dynamique. Malgré les différences notables entre ces simulations et les essais, le comportement aérodynamique calculé permet de prévoir l'apparition du décrochage dynamique pour des conditions de vol variées allant de la grande vitesse à la forte charge du rotor.

4.2.2 Prédiction du comportement dynamique

La partie aérodynamique du couplage HOST/MINT a été validée dans le paragraphe précédent, la prochaine étape consiste à vérifier la prédiction du comportement dynamique des pales au cours de leur rotation en condition de décrochage dynamique.

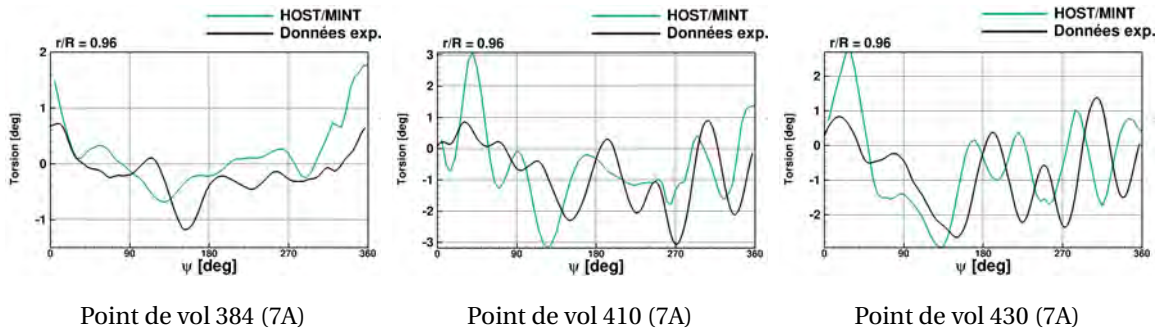


FIGURE 4.21 – Angle de torsion à $r/R = 0.96$.

La Figure 4.21 illustre la déformation en torsion de la pale en extrémité ($r/R = 0.96$) au cours de la rotation. Si la déformation en torsion est bien mieux approchée par l'utilisation du modèle MINT, par rapport à des modèles plus simplifiés comme Meijer-Drees, METAR ou MESIR (non montrés), des différences sont toujours observables mettant en avant les défauts de cette approche. En effet, les tendances sont bien reproduites en ce qui concerne l'amplitude et le contenu fréquentiel du signal (évolution de l'angle de torsion). Pour le cas 384 (7A)⁶, de faibles fluctuations de plus haute fréquence sont observées en plus du signal de fréquence 1/rev. Le pic de torsion négative à $\psi = 290$ deg, c'est-à-dire au niveau de l'évènement de décrochage dynamique en extrémité (sur les sections $r/R > 0.8$), est sur-estimé par rapport à l'expérience. Plus les conditions de vol sont sévères, plus le décrochage dynamique est intense et plus la pale est sollicitée en torsion. Pour le point de vol à grande vitesse d'avancement, c'est-à-dire le cas 430 (7A)⁶, une amplitude de 3.8 deg est atteinte en pale reculante dans la région du décrochage ($270 \text{ deg} \leq \psi \leq 310 \text{ deg}$). Ce niveau d'amplitude est légèrement sous-estimé ($\Delta\theta_{elas} = 2.7 \text{ deg}$) par la simulation et est capturé en avance de phase (comme le décrochage en moment à $r/R = 0.825$, cf. Figure 4.15). Finalement, sur les deux conditions de vol avec des événements de décrochage particulièrement sévères (410 (7A)⁶ et 430 (7A)), un pic de torsion positive très fortement sur-estimé par rapport à celui observé lors des essais est visible en pale avançante entre $\psi = 20 \text{ deg}$ et $\psi = 40 \text{ deg}$.

La Figure 4.22 représente le moment de torsion subi en pied de pale ($r/R = 0.3$) pour différentes conditions de vol. Tout comme la déformation en torsion, le moment de torsion est capturé avec plus de précision lorsque le modèle MINT est utilisé pour obtenir les vitesses induites vues

6. Annexe A.

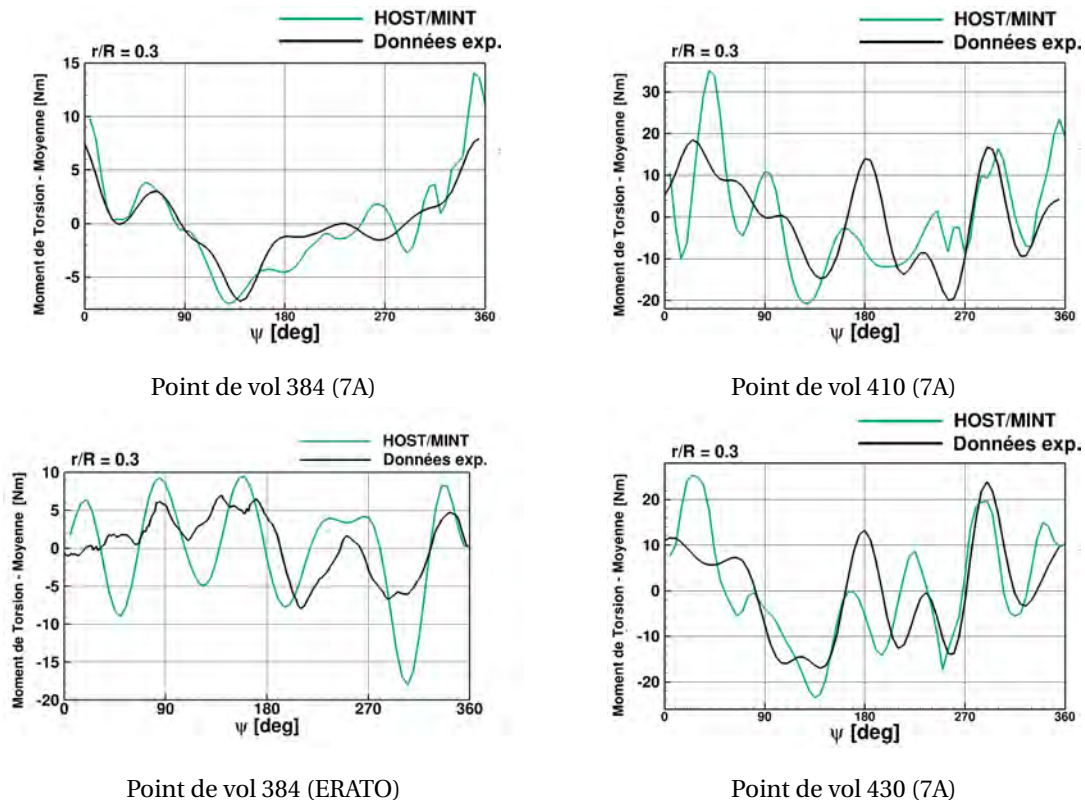


FIGURE 4.22 – Moment de torsion à $r/R = 0.3$.

par la pale dans la théorie de la ligne portante (par rapport à Meijer-Drees, METAR ou MESIR qui ne sont pas montrés). L'amplitude et le contenu fréquentiel sont bien reproduits, avec une composante 6/rev de plus en plus importante lorsque le décrochage dynamique s'intensifie. Les pics de moment de torsion (négatifs et positifs) sont presque obtenus en phase avec l'expérience, notamment celui à $\psi = 290^\circ$ pour les cas 410 (7A) et 430 (7A). Un pic de moment de torsion est également fortement sur-estimé en pale avançante pour les deux configurations les plus sollicitées aérodynamiquement (410 (7A) et 430 (7A)). Pour le point de vol 384 (7A), le décrochage dynamique semble globalement sur-estimé puisque la pale subit des variations de charge ($\Delta M_{\theta_{elas}} \approx 5 \text{ Nm}$) autour de $\psi = 290^\circ$ plus importantes que celles observées dans les essais ($\Delta M_{\theta_{elas}} < 2 \text{ Nm}$). Notons également le bon accord global obtenu sur la pale ERATO dont la géométrie est plus complexe que celle de la pale 7A, et donc le modèle de dynamique est supposé être plus rapidement mis en défaut. Ainsi, les simulations utilisées sont donc capables de reproduire, au moins qualitativement, le comportement dynamique de la pale d'un rotor en vol d'avancement.

Synthèse

- Une modélisation fine du sillage tourbillonnaire par le modèle MINT est nécessaire pour **capturer le décrochage dynamique** sur les points de vol sélectionnés.
- Le **comportement aérodynamique est globalement bien prévu** par les simulations HOST/MINT par rapport aux essais en soufflerie.
- Le **comportement dynamique** est obtenu avec un **moins bon accord** avec les essais en soufflerie. La torsion est sur-estimée en pale avançante pour les cas les plus sévères.
- Le **décrochage dynamique** est déclenché **en avance de phase** dans les calculs HOST/MINT par rapport aux essais. Cette avance de phase est probablement liée à l'utilisation des **polaires** pour la détermination des efforts aérodynamiques.

4.3 Analyse du comportement aérodynamique et aéroélastique par des simulations de basse fidélité

Les simulations HOST/MINT ont été éprouvées sur des conditions de vol très différentes allant de la haute vitesse à la forte charge et sur deux géométries de pale : la pale 7A et la pale ERATO. Une amélioration conséquente de la prévision du comportement aérodynamique et dynamique du rotor est obtenue par l'utilisation du modèle de sillage libre MINT dans la partie aérodynamique du calcul. De plus, la méthode est robuste puisqu'elle permet de prévoir le décrochage dynamique dans l'ensemble des conditions de vol testées dans le cadre de ces travaux de thèse. Néanmoins, il reste important de noter que l'intérêt de ces simulations est principalement qualitatif car, s'ils ne sont pas précisément prévus à la même phase azimutale ou avec la même intensité que lors des essais en soufflerie, les différents événements de décrochage dynamique sont capturés. Ainsi, nous avons utilisé ces simulations HOST/MINT pour estimer les mécanismes qui pourraient être impliqués lors du décrochage dynamique pour les conditions de vol choisies dans le chapitre précédent.

4.3.1 Influence de la vitesse de rotation du rotor à des forces de propulsion et de sustentation constantes

Rappel

- **Cas 494** : $M_{\Omega R} = 0.676$, $\mu = 0.288$, $\bar{Z} = 18.2$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 293** : $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$, $\bar{Z} = 20.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 389** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Dans un premier temps, l'influence de la charge du rotor par la modification de la vitesse de rotation du rotor Ω tout en conservant la force de propulsion F_x et la force de sustentation F_z a été étudiée par des simulations HOST/MINT. Pour cela, les points de vol 494 (7A)⁷, 293 (7A)⁷ et 389 (7A)⁷ sont traités dans ce paragraphe.

La Figure 4.23 illustre le coefficient de moment de tangage sur le disque rotor sous forme de cartographie. L'objectif est de comprendre le lien entre les différents événements de décrochage dynamique observés sur les cinq sections instrumentées lors des essais (Figure 3.28 et 3.29).

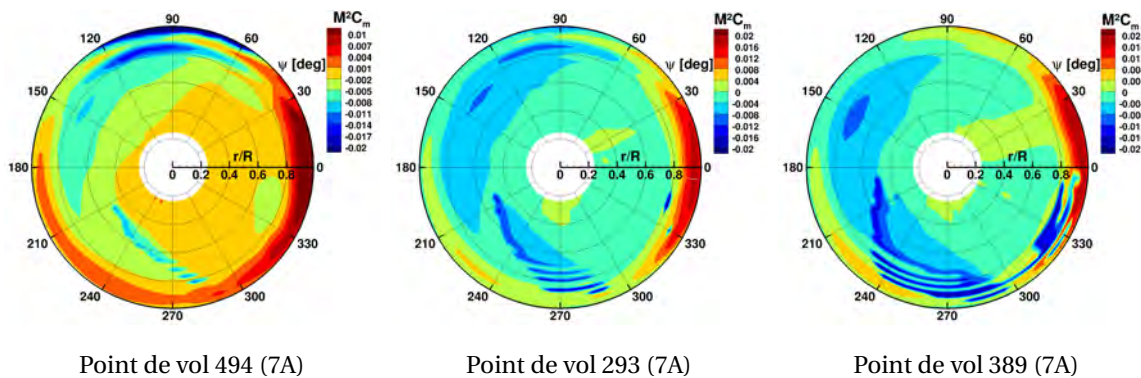


FIGURE 4.23 – Cartographie du coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ sur le disque rotor.

Les événements de décrochage dynamique sont clairement identifiés sur les cartographies de la Figure 4.23 par des régions de fort moment à piquer ($M^2 C_m$ négatif) en pale reculante ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$). Jusqu'à ce stade de l'étude, nous pouvions présupposer que tous les événements de décrochage étaient distincts. Néanmoins, ces cartographies montrent que les événements de décrochage entre $\psi = 180 \text{ deg}$ et 300 deg pour les sections telles que $r/R \leq 0.915$ sont liés à une unique

7. Annexe A.

région de décrochage. Celle-ci se forme à mi-envergure entre $\psi = 180$ deg (pour le cas 389 (7A)) et $\psi = 210$ deg (pour le cas 494 (7A)) selon la condition de vol. Puis elle se déplace vers l'extrémité de la pale au cours de sa rotation pour mener au décrochage sur la section $r/R = 0.915$. De plus, le décrochage s'étend de plus en plus vers l'extrémité de pale lorsque la charge adimensionnée du rotor augmente (avec la réduction de $M^2_{C_m}$). En effet, le décrochage ne dépasse pas la section $r/R = 0.82$ pour le cas 494 (7A) alors que la section $r/R = 0.95$ est décrochée dans le cas 389 (7A). Finalement, ce décrochage est déclenché de plus en plus tôt sur le disque rotor lorsque la vitesse de rotation est réduite et le recollement (retour à des $M^2_{C_m}$ presque nuls) se produit de plus en plus tard. Ainsi, la région décollée, caractérisée par des valeurs faibles de $M^2_{C_m}$, est de plus en plus étendue sur le disque rotor.

Un deuxième évènement de décrochage en extrémité de pale reculante est identifié sur ces cartographies entre $\psi = 300$ deg et 360 deg pour les deux conditions de vol avec les vitesses de rotation les plus faibles : 293 (7A) et 389 (7A). Néanmoins, cette région est nettement plus développée pour le cas 389 (7A). Elle s'étend de $\psi = 315$ deg jusqu'à 350 deg pour $0.8 \leq r/R \leq 0.95$ alors que, pour le cas 293 (7A), les moments à piquer montrant la présence d'un décrochage en moment ne se produisent que ponctuellement sur le disque rotor dans cette région.

De plus, la comparaison des différents modèles de vitesse induite a prouvé que la vitesse induite par le sillage est impliquée dans le développement du décrochage sur le cas 293 (7A). Ainsi, la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le disque rotor est présentée pour ces trois cas en Figure 4.24.

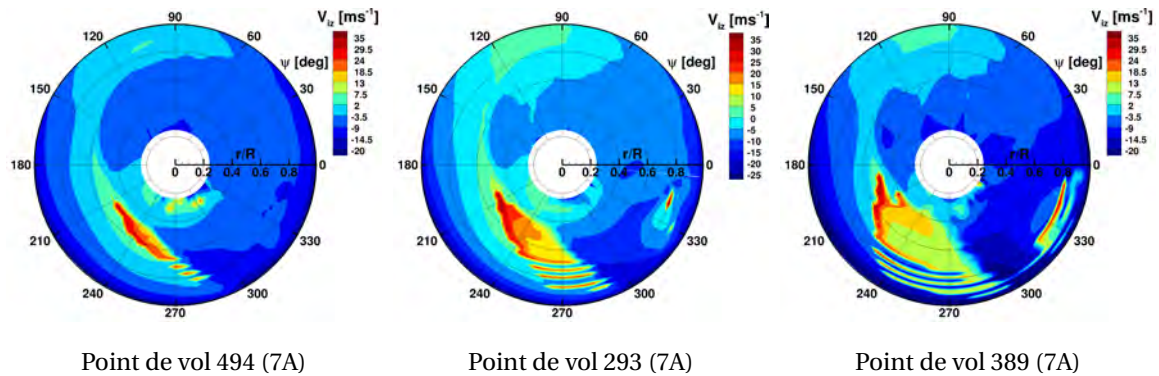


FIGURE 4.24 – Cartographie de la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le disque rotor.

Cette figure met clairement en évidence un écoulement ascendant dans la région du décrochage pour les trois conditions de vol traitées dans ce paragraphe. Cette région de vitesse induite verticale positive va venir augmenter les incidences sur les sections de pale concernées et est sûrement impliquée dans le décrochage. Elle est liée à la présence du sillage puisque le décrochage n'est pas capturé pour le cas 293 (7A) lorsque le modèle de Meijer-Drees est utilisé. Ainsi, il est intéressant d'analyser la position des tourbillons émis en extrémité de pale à chaque instant afin de déterminer la position des interactions entre la pale et les tourbillons du sillage. Pour cela, la chaîne HOST-MINT-MENTHE-ARHIS, développée par l'équipe en charge des études acoustiques à l'ONERA pour l'analyse du bruit d'interaction pale-tourbillon, est mise en œuvre. Seuls les tourbillons passant à une distance verticale inférieure à 4 cordes = 0.56 m sont détectés. De plus, seuls les tourbillons les plus intenses sont détectés.

Afin de comprendre l'influence de ces interactions sur l'incidence, la Figure 4.25 représente l'angle d'incidence α et la position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor. En effet, la ligne noire superposée à la cartographie définit les interactions entre une section de pale (défini par sa position radiale r/R) à un azimut (ψ) donné et un tourbillon d'extrémité émis par l'une des pales du rotor, d'après la chaîne HOST-MINT-MENTHE-ARHIS.

L'écoulement ascendant induit par le passage du tourbillon entraîne un accroissement d'inci-

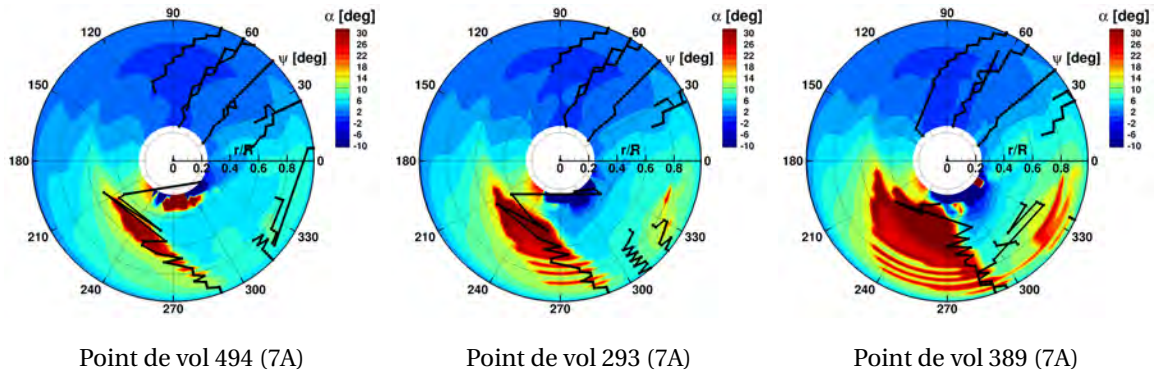


FIGURE 4.25 – Cartographie de l’angle d’incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.

dence allant jusqu’à +25 deg dans la région de l’interaction entre la pale et le tourbillon provenant de la pale précédente menant à des incidences aérodynamiques de l’ordre de 25 - 30 deg. Il va donc intervenir dans les processus de décrochage dynamique dans cette région à la source des variations de charge aérodynamique observées entre $\psi = 180$ deg et $\psi = 300$ deg (les régions FS1 et FS2 d’après Richez [105]). Il est également intéressant de noter que si, pour les cas 494 (7A) et 293 (7A), l’augmentation de la vitesse induite et donc de l’incidence induite se produit dans la région proche de l’interaction entre la pale et un tourbillon d’extrémité (*ligne noire*), pour le cas 389 (7A), la région de V_{iz} positive se produit bien avant l’interaction, jusqu’à $\Delta\psi = 60$ deg avant l’interaction. Ce point sera discuté plus en détail dans la section 6.2.

Une région d’interaction se produit aussi dans la région du deuxième évènement de décrochage en extrémité pour $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ (Figure 4.25). Néanmoins, un autre mécanisme vient également augmenter les incidences dans cette région : la réponse élastique de la pale. Nous avons tracé sur la Figure 4.26 l’évolution de l’angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.

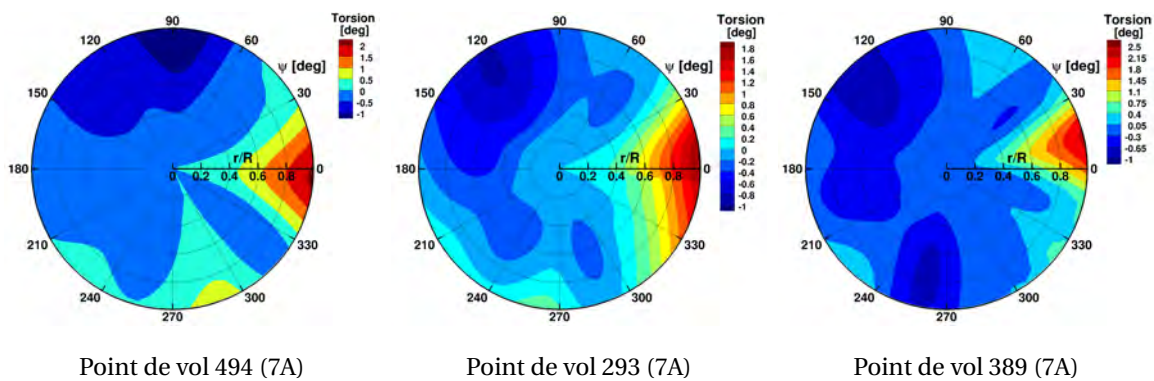


FIGURE 4.26 – Cartographie de l’angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.

La Figure 4.26 montre que, pour les trois conditions, dans la région du décrochage entre $\psi = 330$ deg et 360 deg, l’angle de torsion augmente. Il fait donc croître l’incidence de la pale et peut contribuer au décrochage dynamique. Cette augmentation de la torsion est probablement relative à l’excitation du mode de torsion par la présence d’un évènement de décrochage plus tôt au cours de la rotation (dans la région « FS2 » : en extrémité pour $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 300 \text{ deg}$).

4.3.2 Influence de la vitesse d'avancement de l'appareil

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 430** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.47$, $\bar{Z} = 19.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Les simulations HOST/MINT peuvent également permettre de mieux identifier les mécanismes du décrochage à grande vitesse. Pour cela, les points de vol 384 (7A)⁸, 405 (7A)⁸ et 430 (7A)⁸ sélectionnés dans le Chapitre 3 sont traités dans ce paragraphe.

La Figure 4.27 représente la cartographie du coefficient de moment de tangage sur le disque rotor pour ces trois conditions de vol.

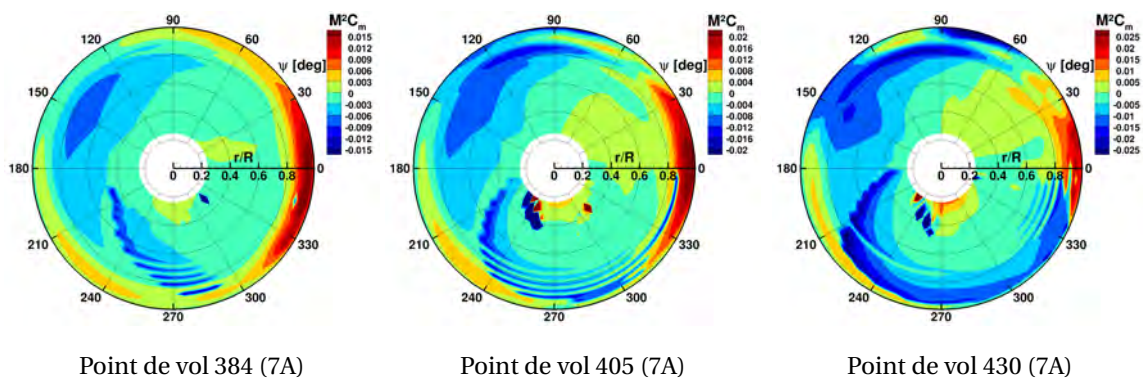


FIGURE 4.27 – Cartographie du coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ sur le disque rotor.

Les événements de décrochage dynamique sont identifiés sur les cartographies de la Figure 4.27 par des régions où $M^2 C_m$ décroît rapidement en pale reculante ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$). Les premières sections touchées par le décrochage se situent autour de la mi-envergure, puis le décrochage se déplace au cours de la rotation pour atteindre l'extrémité. La Figure 4.27 montre que le décrochage dynamique débute de plus en plus tôt et se termine de plus en plus tard sur le disque rotor lorsque la vitesse d'avancement augmente : la région de décrochage est de plus en plus étendue. Ce phénomène est probablement lié à l'augmentation de l'étendue du cercle d'inversion lorsque la vitesse d'avancement augmente. En effet, à la frontière de cette région, les incidences peuvent être très élevées puisque la vitesse relative de l'écoulement non perturbé est très faible. De plus, la vitesse de déplacement du décrochage sur la pale augmente également avec la vitesse d'avancement. En effet, tandis qu'à mi-envergure $r/R \approx 0.5$ la position azimutale du déclenchement du décrochage est similaire pour les trois cas, cela n'est pas le cas en extrémité. Lorsque μ augmente, les sections en extrémité sont atteintes plus tôt sur le disque rotor. Pour $\mu = 0.47$, le cas 430 (7A), la section à $r/R = 0.9$ est atteinte par le décrochage à $\psi = 220 \text{ deg}$ soit un temps $\Delta\psi = 20 \text{ deg}$ est nécessaire pour que le décrochage s'étende de $r/R = 0.5$ à 0.9 alors que pour $\mu = 0.314$ (384), cela ne se produit qu'à $\psi = 270 \text{ deg}$ donc $\Delta\psi = 50 \text{ deg}$.

Un événement de décrochage en extrémité est également identifié sur le cas 430 (7A) entre $\psi = 300 \text{ deg}$ et 360 deg . Néanmoins, cette région de décrochage est nettement plus étendue que pour les cas que nous avons déjà présenté. Elle débute à $\psi = 310 \text{ deg}$ et s'étend sur $0.7 \leq r/R \leq 0.95$.

Dès lors que la vitesse d'avancement de l'appareil augmente, les sillages sont plus rapidement convectés vers l'arrière de l'appareil. La Figure 4.28 représentant l'angle d'incidence et la position des interactions pale-tourbillon met en évidence l'influence de la vitesse d'avancement sur la pré-

8. Annexe A.

sence d'interactions pale-tourbillon en pale reculante $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ et l'influence de ces interactions sur l'angle d'incidence.

Comme attendu, lorsque la vitesse d'avancement augmente les régions d'interaction pale-tourbillon se déplacent vers l'arrière du disque rotor (vers $\psi = 0 \text{ deg}$). Ainsi, aucune interaction n'est détectée entre $\psi = 180 \text{ deg}$ et 270 deg pour les conditions de vol avec $\mu > 0.4$: les cas 405 (7A) et 430 (7A). Pourtant des régions d'écoulement ascendant ($V_{iz} > 0$ sur la Figure 4.29), et donc d'angle induit positif augmentant l'incidence, sont détectées dans cette région associée au décrochage dynamique.

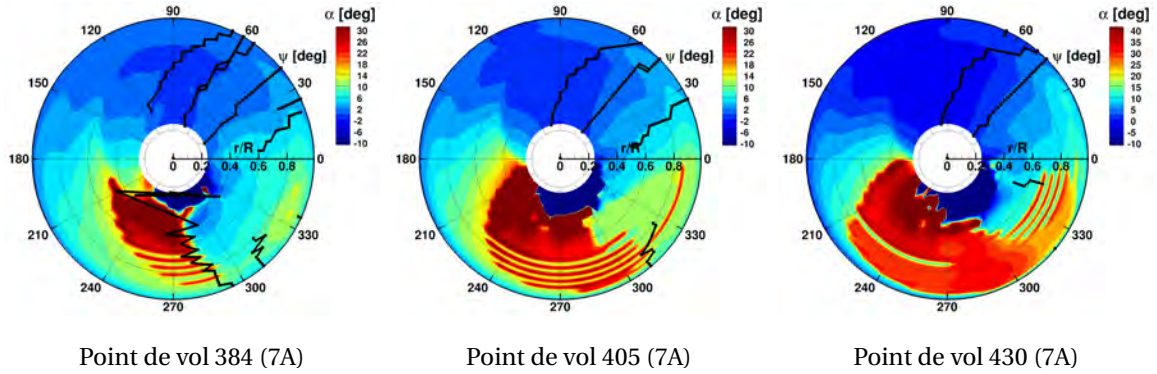


FIGURE 4.28 – Cartographie de l'angle d'incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.

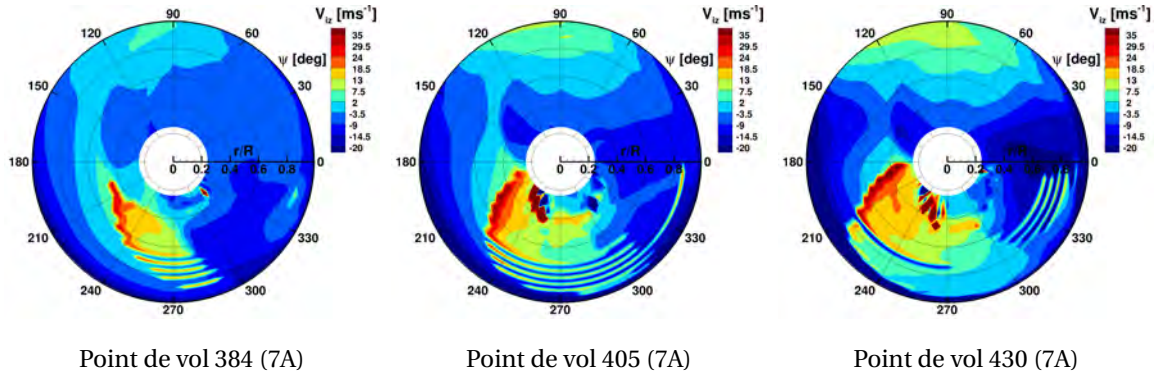
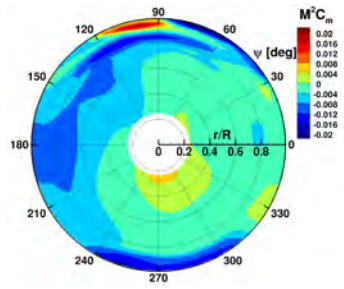


FIGURE 4.29 – Cartographie de la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le disque rotor.

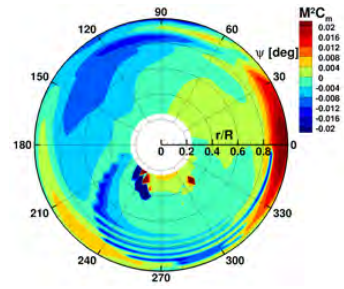
De plus, lorsque le modèle de Meijer-Drees est utilisé sur le point de vol 405 (7A)⁹ un évènement de décrochage est capturé à la section $r/R = 0.915$ mais est sur-estimé. La Figure 4.30 permet de comparer les solutions avec les deux modèles de vitesse induite.

Cette figure montre que si l'évènement de décrochage à $r/R = 0.915$ pour $240 \text{ deg} \leq \psi \leq 315 \text{ deg}$ est capturé avec le modèle de Meijer-Drees, c'est toute la topologie du comportement aérodynamique qui est différente. En effet, la région de décrochage débutant à mi-envergure et remontant jusqu'à l'extrémité entre $\psi = 180 \text{ deg}$ et 270 deg n'est pas capturée avec le modèle de Meijer-Drees, alors qu'elle a également été observée sur les calculs de haute fidélité réalisés par Richez. Ainsi, même si aucune interaction pale-tourbillon n'est rencontrée dans cette région, le sillage a une influence sur la topologie de l'écoulement et sur le décrochage dynamique. Il génère l'écoulement ascendant (V_{iz} positif sur la Figure 4.29) en pale reculante pour $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 300 \text{ deg}$. L'origine de cette région d'écoulements ascendants (qui augmente les incidences vues par les sections de pale) à distance de toute interaction avec un sillage sera discutée dans le Chapitre 6.

9. Annexe A.



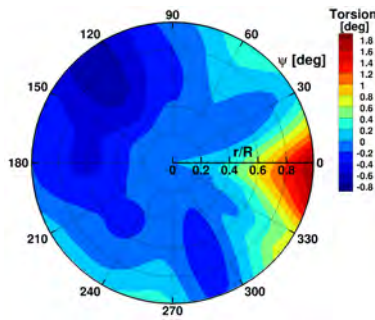
Modèle analytique de Meijer-Drees.



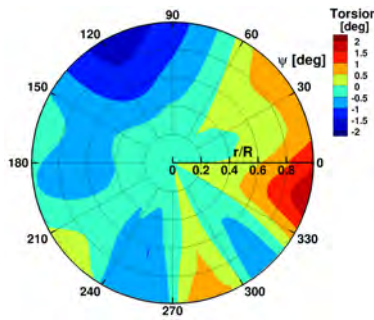
Modèle de sillage libre MINT.

FIGURE 4.30 – Cartographie du coefficient de moment de tangage M^2C_m sur le disque rotor. Point de vol 405 (7A)

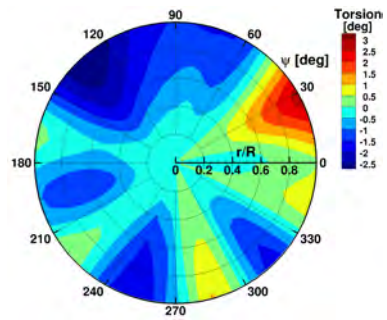
Encore une fois, intéressons nous à la réponse dynamique de la pale qui modifie localement les incidences. La Figure 4.31 illustre la torsion de la pale sous forme de cartographie pour les trois cas comparés dans ce paragraphe.



Point de vol 384 (7A)



Point de vol 405 (7A)



Point de vol 430 (7A)

FIGURE 4.31 – Cartographie de l'angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.

La Figure 4.31 montre l'influence du décrochage dynamique sur la torsion de la pale. En effet, pour les trois conditions de vol, une torsion négative est observée suite à l'évènement de décrochage dynamique se produisant entre $\psi = 180$ deg et 300 deg. Ce pic de torsion négative est localisé autour de $\psi = 290$ deg pour le cas 384 (7A) et il se produit entre $\psi = 300$ deg et 330 deg pour les deux autres configurations. Cela correspond bien à la région dans laquelle le décrochage dynamique se produit en extrémité de pale (Figure 4.27). Directement après cette torsion négative, la réponse élastique génère une torsion positive qui augmente rapidement les incidences pouvant favoriser l'apparition d'un second évènement de décrochage. La Figure 4.31 montre également que lorsque la vitesse d'avancement augmente, la torsion négative induite par le décrochage dynamique est de plus en plus forte (plus négative). En effet, pour $\mu = 0.314$ (le cas 384), la torsion minimale dans cette région est obtenue à $\psi = 290$ deg et vaut $\theta_{elas} = -0.4$ deg alors que pour $\mu = 0.42$, elle est de $\theta_{elas} = -0.9$ deg à $\psi = 310$ deg et pour $\mu = 0.47$, la torsion atteint -1.78 deg à $\psi = 315$ deg. La réponse en torsion, positive, générée après cet évènement de décrochage, est donc plus élevée lorsque la vitesse d'avancement est augmentée puisque la sollicitation (par l'évènement de décrochage) est plus intense.

4.3.3 Influence de la charge adimensionnée du rotor

Rappel

- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 410** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Les points de vol 405 (7A)¹⁰ et 410 (7A)¹⁰ illustrent l'influence de la charge du rotor $\bar{Z}$. La solution des simulations HOST/MINT sur le point de vol 405 (7A) a déjà été présentée lors du paragraphe précédent traitant de l'influence de la vitesse d'avancement. Ainsi, ce paragraphe portera essentiellement sur les différences observées lorsque la charge du rotor est augmentée.

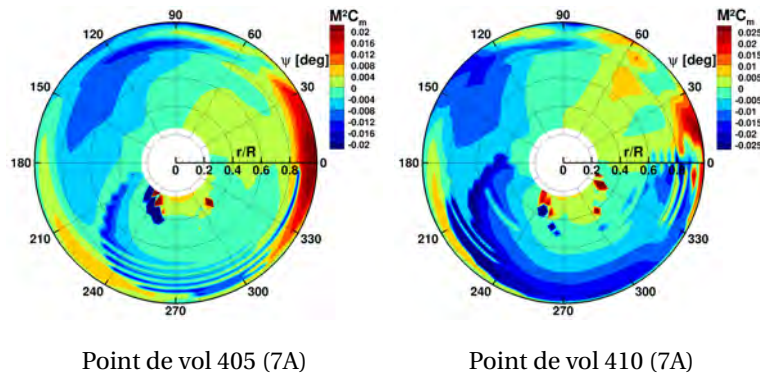


FIGURE 4.32 – Cartographie du coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ sur le disque rotor.

La Figure 4.32, qui représente les cartographies du coefficient de moment de tangage, montre l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ sur le coefficient de moment de tangage. Lorsque la charge $\bar{Z}$ augmente, la région décrochée (moment à piquer) s'étend sur le disque rotor. Pour $\bar{Z} = 19$, le décrochage dynamique se déclenche autour de $\psi = 190 - 200$ deg à $r/R = 0.5$, alors que pour $\bar{Z} = 21.86$, il débute à $\psi = 170$ deg pour cette même section. De plus, la vitesse de déplacement radiale du décrochage augmente avec la charge rotor. Ainsi, l'extrémité de pale est décrochée plus tôt pour la cas 410 (7A), à $\psi = 195$ deg pour la section $r/R = 0.8$, par rapport à $\psi = 235$ deg pour la même section dans le cas 405 (7A).

La Figure 4.33 présente l'angle d'incidence sur le disque rotor ainsi que la position des interactions pale-tourbillon.

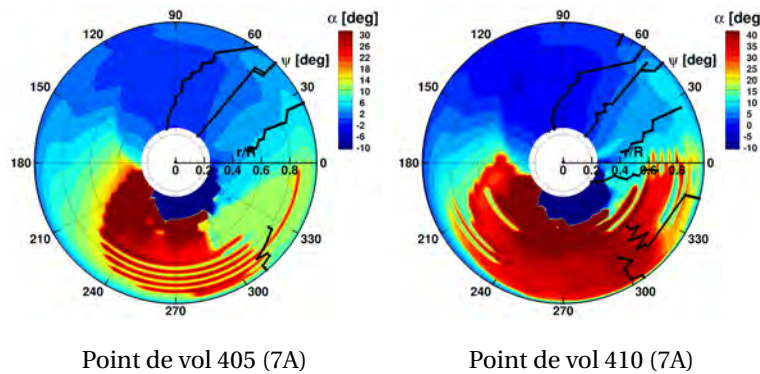


FIGURE 4.33 – Cartographie de l'angle d'incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.

10. Annexe A.

Lorsque seule la charge du rotor est modifiée la trajectoire des tourbillons est uniquement influencée par l'inclinaison du disque rotor et le souffle du rotor. Ainsi, peu de différences sont attendues du point de vue des interactions. La Figure 4.33 montre que les régions d'interaction sont similaires pour les deux cas. Néanmoins, de manière surprenante, la configuration avec la charge rotor la plus élevée (410) présente davantage d'interactions sur le disque rotor. En effet, on pourrait s'attendre à ce que le souffle rotor évacue plus rapidement les sillages sous le rotor et donc évite les interactions dans cette région. Le fait que plus d'interactions soit détectées dans ce cas par rapport à la condition de vol 405 provient très certainement de l'intensité des tourbillons produits. Plus la charge sur la pale est élevée, plus le tourbillon émis sera intense. Ce paramètre fait effectivement partie des critères de sélection des interactions par la chaîne HOST-MINT-MENTHE-ARHIS.

D'autre part, pour les deux cas, des régions d'écoulement ascendant (avec V_{iz} positif, non montré) sont observées hors des régions d'interaction. Dans le paragraphe précédent, il a été montré que malgré l'absence d'interaction avec un tourbillon dans cette région, les sillages de la pale elle-même et des autres pales semblent jouer un rôle prépondérant dans cette région et donc avoir une influence sur le décrochage dynamique pour $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 300 \text{ deg}$. Ce point sera abordé ultérieurement dans ce mémoire (cf. Chapitre 6).

Enfin, illustrons l'évolution de la torsion sur le disque rotor pour ces deux conditions sur la Figure 4.34 afin de d'étudier l'influence de la réponse élastique sur le décrochage dynamique.

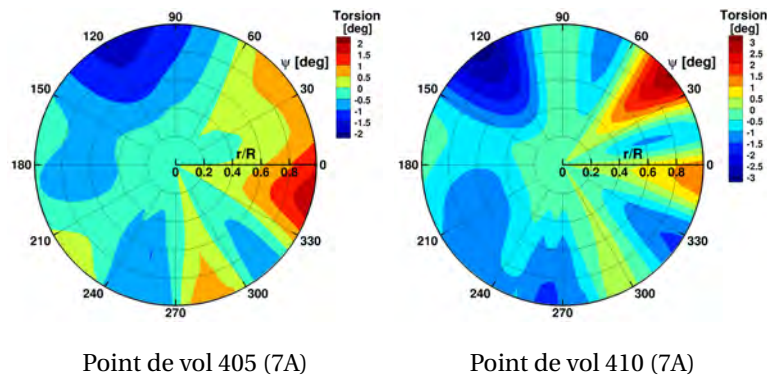


FIGURE 4.34 – Cartographie de l'angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.

La Figure 4.34 montre à nouveau que la torsion négative, engendrée par la sollicitation aéroélastique du décrochage dynamique, provoque une réponse en torsion positive entre $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ favorisant le décollement de la couche limite et donc le décrochage dynamique dans cette région du disque rotor.

4.3.4 Influence de la géométrie de pale à condition de vol constante

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Finalement, les simulations HOST/MINT vont nous permettre de mieux comprendre les différences au décrochage de deux géométries de pale. Dans le chapitre précédent, il a été choisi de comparer la pale ERATO avec la pale 7A sur le point de vol 384.

La Figure 4.35 compare les régions de décrochage en moment entre la pale ERATO et la pale 7A sur cette unique condition de vol.

La différence majeure entre les deux géométries est que la pale ERATO est davantage soumise à des moments de tangage à piquer ($M^2 C_m < 0$), notamment en extrémité de pale. En effet, des moments à cabrer ($M^2 C_m > 0$) sont obtenus en extrémité sur la pale 7A à l'exception de la région de décrochage dynamique entre $\psi = 270 \text{ deg}$ et 300 deg . Sur la pale ERATO, ces moments à

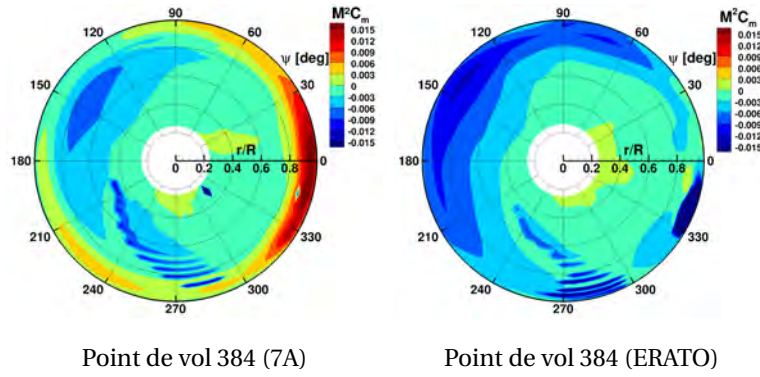


FIGURE 4.35 – Cartographie du coefficient de moment de tangage M^2C_m sur le disque rotor.

cabrer ne sont pas observés. La corde en extrémité de la pale ERATO est particulièrement faible. L'extrémité de pale ERATO est donc très sensible au décollement de la couche limite. Ce sont ces décollements qui sont certainement à l'origine de ces moments à piquer observés en extrémité. Néanmoins, les calculs présentés dans ce chapitre utilisent la méthode de la ligne portante et ne peuvent, par conséquent, apporter aucune information sur l'état de la couche limite. Des calculs aérodynamiques de plus grande fidélité sont nécessaires pour clairement identifier les décollements de la couche limite.

La Figure 4.36 présente l'angle d'incidence sur le disque rotor ainsi que la position des interactions pale-tourbillon sur le point de vol 384 du rotor 7A et du rotor ERATO.

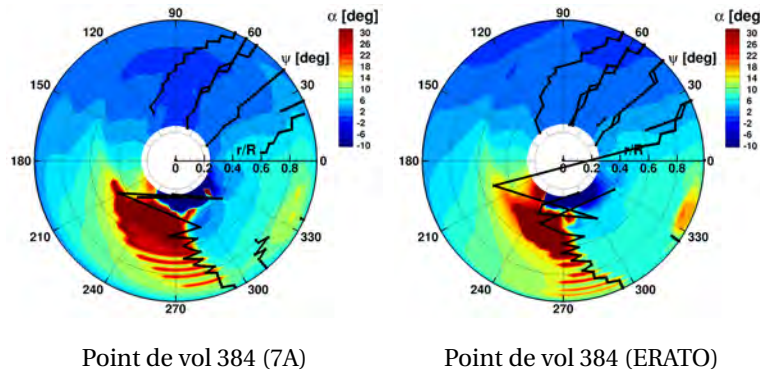


FIGURE 4.36 – Cartographie de l'angle d'incidence α et position des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor.

La condition de vol a une vitesse d'avancement permettant des interactions pale-tourbillon en pale reculante, c'est-à-dire dans la région du décrochage. Comme pour le cas 384 du rotor 7A, la région de décrochage entre $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 290 \text{ deg}$ est corrélée à la présence d'une interaction pale-tourbillon sur la « configuration ERATO ». La présence du tourbillon à proximité de la pale va venir perturber l'écoulement. Il crée un écoulement ascendant qui augmente les incidences comme illustré par la présence de vitesse induite positive sur la Figure 4.37. La Figure 4.36 montre également que le second évènement de décrochage en extrémité de la pale ERATO pour $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ est également localisé à proximité d'une interaction pale-tourbillon.

De plus, l'importance du sillage dans le développement de ces évènements de décrochage de la pale ERATO est mise en évidence lorsque la solution issue du calcul avec le modèle de Meijer-Drees est comparée avec celle du calcul HOST/MINT (Figure 4.38).

Les différents évènements de décrochage sur l'extrémité de pale sont tous manqués par le modèle de Meijer-Drees à l'exception du premier évènement à $r/R = 0.975$ autour de $\psi = 270 \text{ deg}$ mais

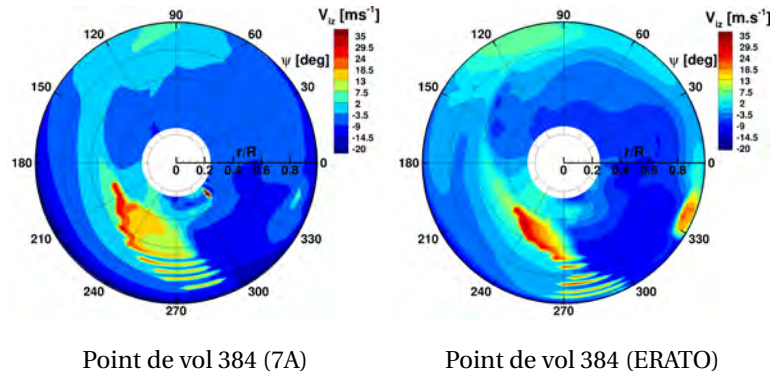


FIGURE 4.37 – Cartographie de la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le disque rotor.

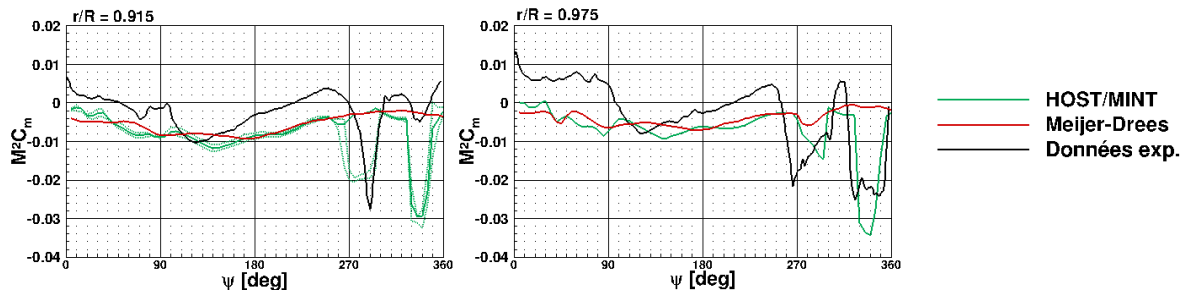


FIGURE 4.38 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m en extrémité de pale sur la condition 384 (ERATO).

celui-ci est fortement sous-estimé. En revanche, lorsque des calculs HOST/MINT sont entrepris, une amélioration de la prévision du décrochage est observée. Les événements de décrochage sont tous capturés en phase.

La géométrie de la pale étant différente, la réponse structurale de celle-ci le sera également. La Figure 4.39 montre la réponse en torsion de la pale 7A et de la pale ERATO sur cette condition de vol.

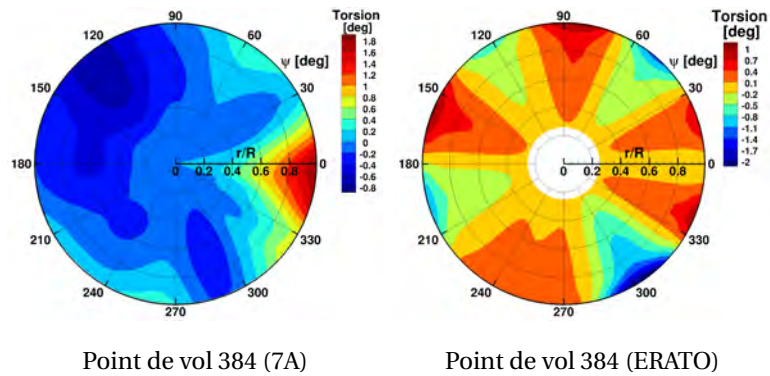


FIGURE 4.39 – Cartographie de l'angle de torsion θ_{elas} sur le disque rotor.

La torsion est très différente sur les deux rotors. En effet, le rotor avec les pales 7A est généralement soumis à une torsion négative réduisant les incidence à l'exception de la région après le décrochage dynamique, c'est-à-dire pour $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 30 \text{ deg}$, alors que le rotor ERATO est soumis à des torsions positives favorisant le décollement de la couche limite en augmentant les incidences. Entre $\psi = 330 \text{ deg}$ et 0 deg , la pale ERATO subit notamment une torsion de $\theta_{elas} = 1 \text{ deg}$ en extrémité. Or, dans cette région, la pale ERATO est soumise à un événement de décrochage particulièrement sévère en extrémité (Figure 4.35) également observé lors des essais sur les Figures 4.18

et 4.19. Cette différence de comportement entre les deux géométries de pale n'est pas étonnante. En effet, la flèche importante (positive puis négative) de la pale ERATO déporte le point d'application de la résultante des efforts et crée ainsi naturellement un moment de torsion qui n'apparaît pas sur une pale rectangulaire comme la pale 7A.

Synthèse

- L'effet de l'interaction pale-tourbillon sur l'environnement aérodynamique des pales a été étudié pour les quatre principaux axes d'étude.
 - Un écoulement ascendant particulièrement fort est produit par l'interaction pale-tourbillon en pale reculante lorsque $\mu < 0.4$. Il augmente considérablement les incidences.
 - Pour les cas à grande vitesse ($\mu \geq 0.42$), des régions de décrochage en pale reculante semblent se générer loin de toute interaction pale-tourbillon.
- La déformation en torsion des pales a été analysée pour les quatre axes d'étude.
 - Plus la condition de vol est sévère (plus le décrochage est intense par une augmentation de μ ou de $\bar{Z}$), plus la torsion positive, augmentant les incidences, est élevée suite à l'évènement de décrochage.
 - Des évènements de décrochage sont observés dans ces régions de torsion positive montrant une possible interaction torsion-décrochage.

4.4 Conclusions

En conclusion, les calculs de basse fidélité HOST/MINT permettent une assez bonne prévision des événements de décrochage dynamique mais ceux-ci ne sont pas suffisamment précis pour les capturer en phase et en intensité avec les résultats issus des essais en soufflerie (décrochage dynamique et réponse de la structure). Cette erreur de phase est probablement due à l'utilisation de polaires statiques pour déterminer les efforts aérodynamiques sur la ligne portante.

Néanmoins, puisque les différents évènements de décrochage dynamique sont capturés par les simulations HOST/MINT, ces calculs peuvent être utilisés pour une analyse qualitative du décrochage et des mécanismes impliqués. En effet, davantage de données sont accessibles grâce à ces calculs par rapport aux mesures obtenues lors des essais en soufflerie notamment par une discrétisation radiale plus raffinée et par un nombre d'extractions aérodynamiques et dynamiques plus important. Cette analyse a mis en évidence l'importance de modéliser le plus fidèlement possible le sillage des pales. En effet, des modèles de vitesse induite analytiques, ne modélisant pas le sillage émis par les pales, ne permettent pas la prévision du décrochage en pale reculante sur de nombreuses conditions de vol. Ainsi, ce sillage semble influencer grandement l'apparition du décrochage dans les configurations choisies, et ce même pour le cas à grande vitesse d'avancement (le point de vol 430 du rotor 7A¹¹) pour lequel aucune interaction pale-tourbillon n'a lieu sur la pale reculante. Ceci s'explique par la modification de l'écoulement à proximité d'un sillage.

Les simulations HOST/MINT ont permis de montrer qu'un évènement de décrochage dynamique est observé à la fin du 4^{ème} quadrant, en pale arrière, dans la région de torsion positive obtenue successivement à l'évènement de décrochage observé dans le 3^{ème} quadrant. Néanmoins, le comportement aéroélastique (notamment la déformation en torsion) d'une pale lors d'un vol d'avancement en situation de décrochage est plus difficile à reproduire par les simulations HOST/MINT et plus de différences avec les mesures expérimentales sont observées. Ainsi, ces évènements de décrochage (en extrémité de pale entre $300 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$) peuvent être sur-estimés par rapport aux données issues des essais (comme pour le cas 293 du rotor 7A¹¹). Il est possible que cette mauvaise prévision de la réponse aéroélastique soit relative à une estimation des efforts aérodynamiques encore trop approximative.

11. Annexe A.

Dans la suite de ces travaux, nous avons donc choisi d'utiliser la méthodologie de couplage fluide-structure entre le code de dynamique HOST et le code CFD *elsA* présentée dans le Chapitre 2. De plus, ces calculs de couplage plus élaborés, utilisant des simulations URANS dans la partie aérodynamique, permettent d'obtenir des informations sur l'écoulement qui ne sont pas accessibles avec l'approche basse fidélité présentée dans ce chapitre, notamment à proximité des pales : champs de vitesse, caractère non compact des interactions avec le sillage, effets de viscosité sur la pale, répartition des efforts en corde, visualisation et caractérisation des décollements de la couche limite et de leur développement. Ceci fait l'objet des deux chapitres suivants.

Chapitre 5

Validation de la Méthode de Couplage d'un Rotor d'Hélicoptère Complet en Vol d'Avancement en Situation de Décrochage Dynamique

Sommaire

5.1 Influence de la paramétrisation numérique du calcul fluide	120
5.1.1 Influence de la discrétisation temporelle	120
5.1.2 Influence de la discrétisation spatiale	123
5.1.3 Influence de la modélisation de la turbulence	127
5.1.4 Effet de la modélisation de la transition de la couche limite vers la turbulence	132
5.2 Prévission du comportement aérodynamique et aéroélastique pour les différentes conditions de vol sélectionnées	135
5.2.1 Convergence des calculs de couplage	136
5.2.2 Prévission du comportement aérodynamique	139
5.2.3 Prévission du comportement aéroélastique	143
5.3 Conclusion	145

Afin d'obtenir un comportement aérodynamique plus précis du rotor, nous avons choisi de coupler le code de dynamique HOST avec le code CFD *elsA* interne à l'ONERA. L'objectif de ce chapitre est d'évaluer les capacités de la méthode de couplage faible entre ces codes à prévoir le comportement aérodynamique et aéroélastique du rotor sur l'ensemble des points de vol sélectionnés dans les bases de données expérimentales au cours du Chapitre 3. Nous cherchons notamment à vérifier si cette méthode a une précision supérieure à celle des calculs de basse fidélité déjà présentés (Chapitre 4).

Tout d'abord, nous avons étudié l'influence sur la solution de la paramétrisation numérique des calculs CFD, notamment la discrétisation en temps et en espace, et de la modélisation physique de la turbulence (modèle de turbulence utilisé dans les calculs *URANS* et calcul de la transition de la couche limite) sur un unique point de vol de la base de données du rotor 7A. Cette étude de sensibilité numérique permet de définir un ensemble de recommandations concernant les modèles et les méthodes pour assurer une bonne prévission du décrochage dynamique. Les paramètres numériques du calcul CFD ainsi définis ont ensuite été utilisés pour une validation plus large des simulations de couplage fluide-structure sur l'ensemble des conditions de vol considérées dans ces travaux de thèse. En effet, il est nécessaire de vérifier que cette méthode prévoit correctement les évènements de décrochage dynamique qui nécessitent d'être analysés plus en détail, ce qui fera l'objet du Chapitre 6.

5.1 Influence de la paramétrisation numérique du calcul fluide

Dans ce paragraphe, les paramètres numériques et modèles physiques du calcul CFD vont être déterminés sur une unique configuration de vol du rotor 7A, afin que les simulations soient en mesure de prévoir les efforts aérodynamiques. Pour cela, la discrétisation spatiale et temporelle permettant d'obtenir des simulations indépendantes de la résolution en temps et en espace va être évaluée. Puis la capacité à prévoir les événements de décrochage dynamique et les mécanismes impliqués de plusieurs modèles de turbulence et de transition de la couche limite sera établie.

En effet, ces travaux de thèse sont réalisés en continuité des travaux de Richez [104, 105]. Ce dernier a utilisé des simulations de couplage fluide-structure entre les codes HOST et *elsA* pour caractériser l'écoulement et le décrochage dynamique intervenant en vol d'avancement sur le point de vol 293 du rotor 7A¹, présenté dans le Chapitre 4.

Rappel

- **Cas 293** : $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$, $\bar{Z} = 20.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Richez a réalisé des simulations permettant d'obtenir un bon accord avec les données expérimentales en ce qui concerne le comportement aérodynamique et aéroélastique. Néanmoins, il n'a pas étudié l'influence que pourraient avoir les différents paramètres de calcul et modèles physiques retenus dans ses travaux. De manière plus générale, cette étude de l'influence des paramètres numériques n'est pas traitée de manière exhaustive et rigoureuse dans la littérature concernant les simulations de couplage de rotor complet. Richez a effectué des calculs URANS avec le modèle de turbulence $k-\omega$ Kok avec la correction SST sur le maillage présenté dans le Chapitre 2, illustré à la Figure 2.7 et dont les caractéristiques sont énumérées dans le tableau 2.1. Un pas de temps correspondant à une rotation de $\Delta\psi = 0.3$ deg de la pale à chaque itération a été utilisé. Les calculs de Richez sont alors le point de départ choisi pour la recherche d'une méthode de calcul fluide optimale pour la capture du décrochage dynamique. Dans cette section, nous tâcherons de clarifier l'influence des paramètres numériques sur la prévision du décrochage dynamique. Ainsi, à l'exception de l'étude de l'influence de la discrétisation spatiale, les calculs ont été effectués à une dynamique du rotor constante, c'est-à-dire qu'aucun couplage n'a été effectué avec HOST.

5.1.1 Influence de la discrétisation temporelle

Des effets fortement instationnaires interviennent sur le rotor principal d'un hélicoptère, notamment lors du décrochage dynamique où de larges décollements de la couche limite se développent ou encore lors d'une interaction pale-tourbillon (un phénomène très impulsif). Ainsi, la discrétisation temporelle a une forte influence sur la prévision des charges aérodynamiques et du décrochage dynamique. Cela a déjà été évoqué par différentes équipes de recherche sur des configurations simplifiées [66, 110] ou plus réalistes [96, 120].

Méthode

Pour étudier l'influence de la discrétisation temporelle sur la prévision du comportement aérodynamique des pales, seul le pas de temps physique $\Delta\psi$ a été modifié à un équilibre rotor fixé.

Quatre pas de temps physiques ont été comparés :

- $\Delta\psi = 3.000$ deg/itération
- $\Delta\psi = 0.300$ deg/itération (Richez [105])
- $\Delta\psi = 0.225$ deg/itération
- $\Delta\psi = 0.150$ deg/itération.

1. Annexe A.

Précisons que le calcul avec $\Delta\psi = 0.3 \text{ deg}$ a été réalisé par Richez et est utilisé comme initialisation des calculs avec les autres pas de temps réalisés dans le cadre de ces travaux de thèse. Rappelons que le comportement dynamique du rotor est fixé et que celui-ci correspond à la solution du calcul HOST à convergence des simulations HOST/*elsA* effectuées par Richez.

Dans tous les calculs réalisés, le nombre de sous-itérations de Gear est identique et fixé à 30 sous-itérations à chaque pas de temps du calcul. Pour cette étude de convergence en temps, le maillage de pale est constitué de 5.7×10^6 points (cf. paragraphe 2.3.1) et la grille de fond de 34×10^6 points.

Convergence des calculs

Avant d'analyser plus en détail l'influence de la résolution temporelle, il faut s'assurer de la convergence des simulations URANS vers une solution périodique en temps. Pour cela, les efforts aérodynamiques obtenus sur la pale sont comparés sur deux révolutions de rotor successives. Lorsque les efforts aérodynamiques subis par la pale ne varient plus d'une révolution rotor à la suivante, le calcul est considéré convergé. Pour des raisons de clarté du propos et de quantité d'images similaires que cela générerait, nous n'illustrerons pas la convergence de tous les calculs effectués. Néanmoins, sur les Figures 5.1 et 5.2, la convergence du calcul avec $\Delta\psi = 0.225 \text{ deg}$ est représentée.

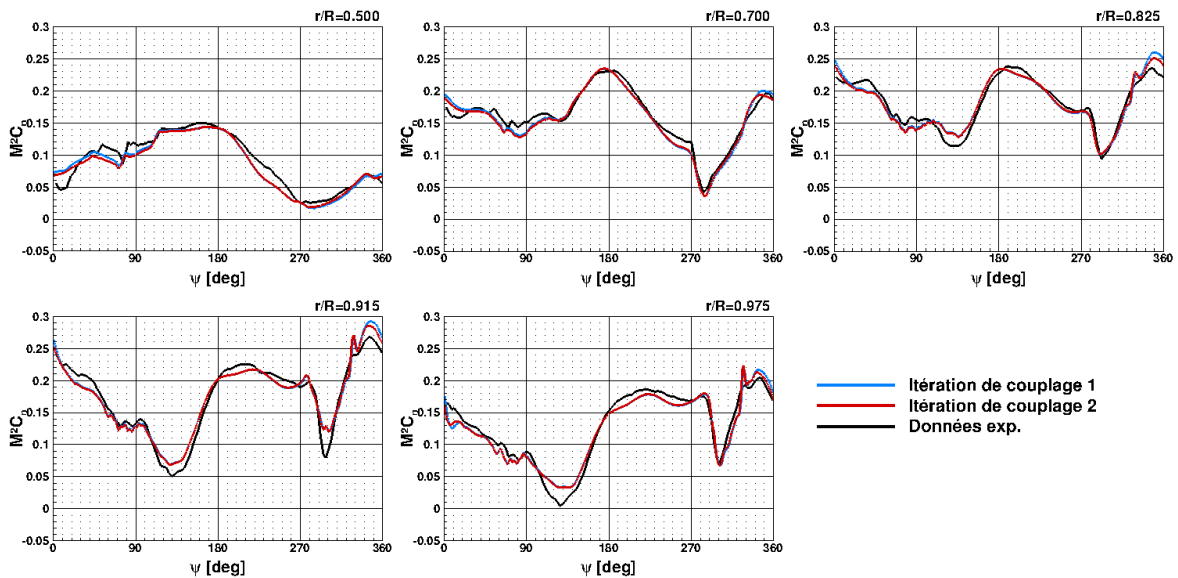


FIGURE 5.1 – Coefficient de force normale M^2C_n des deux dernières révolutions. Calcul *elsA* avec $\Delta\psi = 0.225 \text{ deg}$.

Les Figures 5.1 et 5.2 montrent que les efforts aérodynamiques, M^2C_n et M^2C_m , sont presque parfaitement confondus pour les deux révolutions successives, 1 et 2, en tout instant et sur les cinq sections instrumentées lors des essais ($r/R = 0.5, 0.7, 0.825, 0.915$ et 0.975). En effet, même dans les régions où le décrochage dynamique intervient, une convergence presque parfaite des calculs est obtenue. Néanmoins, un faible écart est observé en pale arrière entre $\psi = 340 \text{ deg}$ et $\psi = 0 \text{ deg}$. Cet écart provient de l'accumulation de structures tourbillonnaires à l'arrière de l'appareil qui met davantage de temps à converger.

Influence de la discrétisation temporelle et convergence en temps

Afin d'évaluer l'influence de la résolution temporelle du calcul URANS réalisé, les efforts aérodynamiques obtenus avec les différentes discrétisations temporelles ont été comparés sur la section instrumentée en extrémité à $r/R = 0.915$. Les Figures 5.3 et 5.4 illustrent les coefficients de

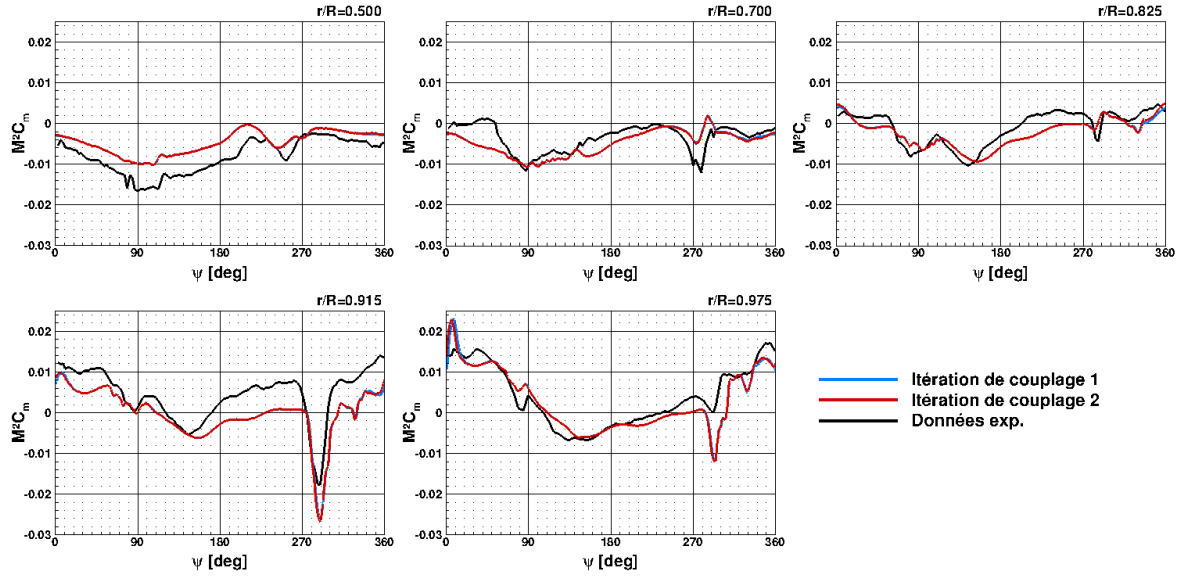


FIGURE 5.2 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m des deux dernières révolutions. Calcul *elsA* avec $\Delta\psi = 0.225$ deg.

force normale et de moment de tangage à cette section pour les quatre discrétisations temporelles évaluées ($\Delta\psi = 3$ deg, 0.3 deg, 0.225 deg et 0.15 deg).

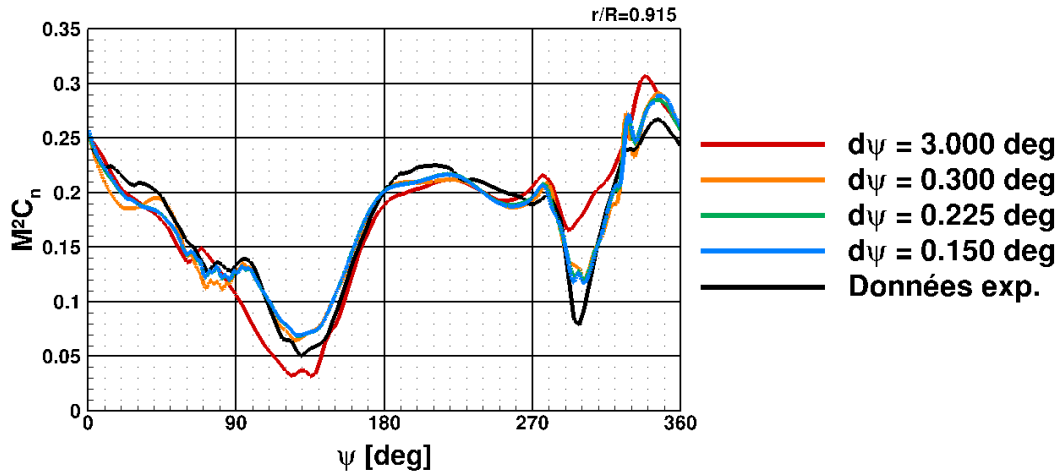


FIGURE 5.3 – Comparaison des coefficients de force normale M^2C_n pour différentes résolutions temporelle $\Delta\psi$.

Tout d'abord, les Figures 5.3 et 5.4 montrent que la convergence en temps des calculs sur cette condition de vol est pratiquement atteinte lorsque $\Delta\psi = 0.225$ deg. En effet, très peu de changements du comportement aérodynamique du rotor sont obtenus lorsque le pas de temps est réduit de $\Delta\psi = 0.225$ deg à 0.15 deg même dans les régions a priori plus sensibles, par exemple, lorsque le décrochage dynamique est impliqué. Au contraire, le calcul avec un pas azimutal de $\Delta\psi = 3$ deg se distingue significativement des autres, notamment dans la région du décrochage dynamique.

Ainsi, les Figures 5.3 et 5.4 permettent d'illustrer l'influence de la discrétisation temporelle sur la prévision du décrochage dynamique. En effet, sur la Figure 5.3, le décrochage en portance en extrémité ($r/R = 0.915$), pour $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 330 \text{ deg}$, semble capturé pour toutes les discrétisations temporelles. Néanmoins, lorsque le pas de temps est réduit un bien meilleur accord aux données expérimentales est observé ($\Delta\psi \leq 0.3$ deg). Le calcul avec le pas de temps $\Delta\psi = 3$ deg sous-estime grandement la chute de portance dans cette région. De plus, le décrochage en moment dans cette même région, illustré en Figure 5.4, n'est pas capturé par les simulations avec ce pas de temps ($\Delta\psi = 3$ deg). La capture, en phase, de cet évènement de décrochage est grandement améliorée

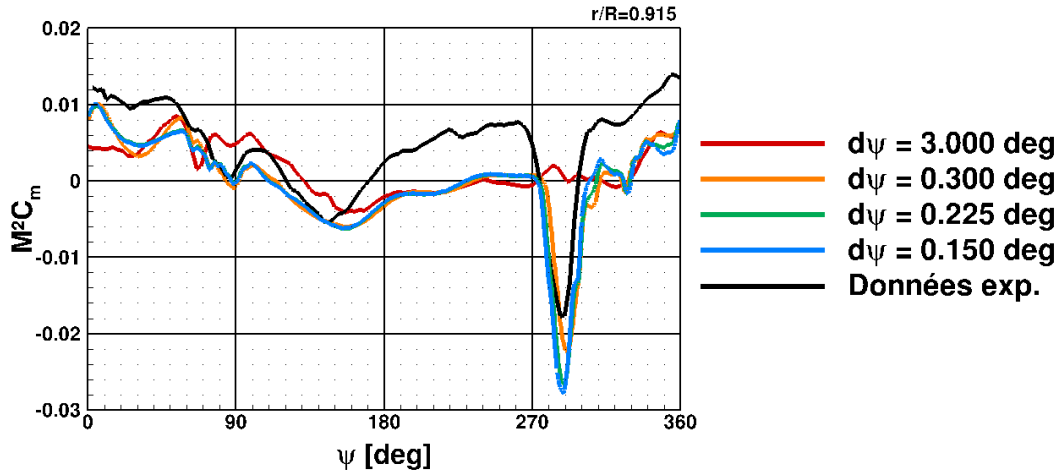


FIGURE 5.4 – Comparaison des coefficients de moment de tangage M^2C_m pour différentes résolutions temporelle $\Delta\psi$.

lorsque la résolution en temps est accrue, c'est-à-dire lorsque $\Delta\psi$ diminue : pour $\Delta\psi = 0.225$ deg, le décrochage en moment est en phase à $\psi = 288$ deg à $r/R = 0.915$. Cependant, un léger déphasage de 5 deg d'azimut de l'évènement de décrochage en moment est observé avec $\Delta\psi = 0.3$ deg. Cela montre la nécessité d'une bonne résolution temporelle des calculs CFD effectués pour la prévision du décrochage dynamique.

Résolution temporelle	Nombre d'itération par révolution du rotor	Temps de calcul par révolution du rotor
$\Delta\psi = 3$ deg	120 itérations	< 24h → 1 j
$\Delta\psi = 0.3$ deg	1200 itérations	180 h → 7.5 j
$\Delta\psi = 0.225$ deg	1600 itérations	240 h → 10 j
$\Delta\psi = 0.15$ deg	2400 itérations	360 h → 15 j

TABLEAU 5.1 – Comparaison des temps de calcul avec 250 processeurs pour effectuer un tour rotor pour différentes discrétisations temporelles.

Le tableau 5.1 résume le temps de calcul nécessaire pour effectuer une révolution complète du rotor pour les quatre discrétisations en temps. Le temps de restitution est, bien évidemment, allongé lorsque $\Delta\psi$ décroît, notamment en raison du plus grand nombre d'itérations physiques à réaliser. Or peu de variabilité de la solution est observée entre $\Delta\psi = 0.225$ deg et $\Delta\psi = 0.15$ deg, alors que 5 jours de calcul supplémentaires sont nécessaires pour effectuer une unique révolution. Ainsi, pour atteindre la convergence des calculs de couplage qui nécessite entre 5 et 10 tours rotor, le temps de restitution sera bien plus élevé avec $\Delta\psi = 0.15$ deg qu'avec $\Delta\psi = 0.225$ deg.

En conclusion, puisque l'accord avec les essais en matière de prévision des efforts aérodynamiques est amélioré lorsque $\Delta\psi \leq 0.225$ deg et que la convergence temporelle est satisfaisante pour $\Delta\psi = 0.225$ deg, nous avons choisi d'utiliser ce pas de temps, $\Delta\psi = 0.225$ deg, pour la suite de ces travaux de thèse. Le calcul de référence pour la suite de la validation de la méthodologie de calcul CFD est donc désormais celui effectué avec $\Delta\psi = 0.225$ deg.

5.1.2 Influence de la discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale aura a priori une influence sur la prévision des efforts aérodynamiques en résolvant plus ou moins les bulbes de décollement potentiellement impliqués lors du décrochage, le développement de la couche limite, les chocs et les structures tourbillonnaires. De plus, dans le chapitre précédent, l'interaction pale-tourbillon s'est avérée être potentiellement impliquée dans le déclenchement du décrochage dynamique. En tout cas, l'influence du sillage émis

par les pales sur le décrochage n'est pas négligeable. Néanmoins, des cellules de calcul trop larges dans le maillage peuvent mener à la dissipation numérique de ces sillages et donc réduire leur influence sur le décollement de la couche limite et ainsi sur le décrochage dynamique.

Méthode

Afin d'évaluer l'influence du maillage sur la solution obtenue, et plus précisément sur la prévision du décrochage dynamique, les solutions issues de deux calculs CFD avec deux maillages différents sont comparées. Le premier maillage est celui utilisé par notre simulation de référence. Ce maillage (Maillage 1) a été présenté dans la section 2.3.1 et a été illustré à la Figure 2.7. Le second maillage (Maillage 2) a été construit dans le cadre de ces travaux de thèse afin d'obtenir une meilleure résolution autour de la corde afin de pouvoir mieux discrétiser les régions de décollement, notamment au sein de possibles bulbes de décollement

Nous avons donc conservé la répartition en envergure et augmenté le raffinement autour de la corde et dans la direction normale afin d'obtenir un raccord Chimère « plus propre » dans la région d'interpolation avec des cellules du maillage proche-corps isotropes et des dimensions semblables aux cellules de la grille de fond. Néanmoins, la discrétisation de la couche limite qui était déjà satisfaisante a également été conservée. Les caractéristiques de ces deux maillages sont résumées dans le tableau 5.2.

	Maillage 1	Maillage 2
Nombre de points dans le maillage de pale	5.7×10^6	11.7×10^6
Nombre de points dans la couche limite	35-50	35-50
Nombre de points le long de la corde	313	464
Nombre de points en envergure	155	155
Nombre de points dans la direction normale	61	101
Ecart en corde au niveau du bord d'attaque	0.1%c	0.035%c
Taille de maille à la paroi dans la direction de la corde : x^+	1000	500
Taille de maille à la paroi dans la direction normale : y^+	0.6	0.6
Taille de maille à la paroi dans la direction de l'envergure : z^+	5000	5000
Taille de la plus petite cellule de la grille de fond	9.3%c	4.65%c
Etendue de la grille de fond	11R	11R

TABLEAU 5.2 – Caractéristiques des deux maillages du rotor 7A

La grille de fond a également été adaptée afin d'obtenir une taille de maille comparable à celle du maillage proche-corps autour de la pale dans la région d'interpolation Chimère. Les sections à $r/R = 0.915$ des deux maillages sont comparées en Figure 5.5.

Cette figure illustre bien le raffinement du maillage réalisé dans le maillage 2. L'épaisse ligne noire dans la Figure 5.5 représente l'interface Chimère au niveau de laquelle les interpolations entre le maillage proche-corps et la grille de fond se produisent.

Difficultés rencontrées

Des problèmes de mémoire ont été rencontrés lors de la déformation du maillage raffiné. En effet, celle-ci se fait sur un seul processeur. Or le maillage de pale à déformer est beaucoup plus conséquent, et, comme la charge de chaque processeur est déjà accrue dans le cas du maillage 2, il est impossible de réaliser la déformation avec la même méthodologie que sur le maillage 1. En effet, il a fallu, pour contourner ces problèmes de mémoire, utiliser une méthode de regroupement de cellules qui permet de réduire le nombre de points à déplacer.

D'autre part, la taille des mailles au niveau de la surface de la pale sont beaucoup plus petites dans le maillage 2 par rapport à celles du maillage 1. Il a donc fallu être particulièrement attentif à l'ordre de déformation des blocs de maillage. En effet, il est important de déformer en priorité

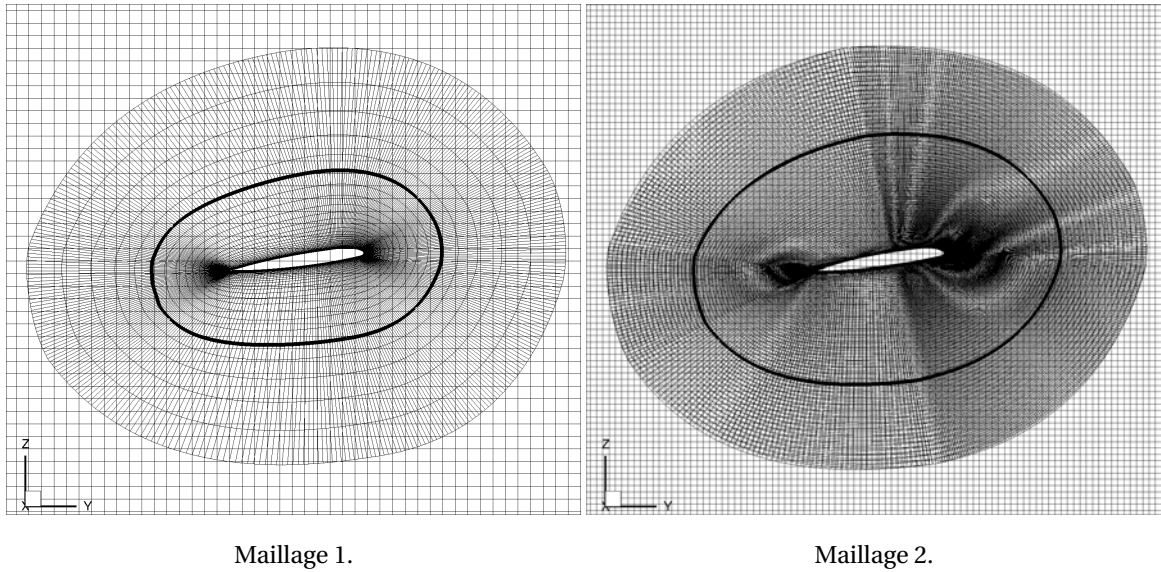


FIGURE 5.5 – Comparaison de la section de pale à $r/R = 0.915$ pour les deux maillages générés.

les blocs les plus sollicités aéroélastiquement afin de finir par ceux qui sont le moins déformés puisqu'ils sont davantage contraints par les blocs voisins ayant déjà été déformés.

Finalement, une dernière difficulté a été rencontrée sur ce maillage 2. Elle est relative à la méthode Chimère. En effet, lors des interpolations entre les maillages, la communication entre les processeurs est très importante pour que chaque processeur connaisse les informations venant des blocs voisins. Le maillage 2 compte un très grand nombre de points par rapport au maillage 1, pourtant il est impossible d'augmenter le nombre de processeurs utilisés dans le calcul sous peine de voir le temps de calcul se rallonger considérablement à cause du coût des communications. Les calculs avec le maillage 2 ont donc été réalisés avec 224 processeurs alors que les calculs sur le maillage 1 sont réalisés sur 250 processeurs.

Convergence en espace

En comparant les efforts aérodynamiques, les Figures 5.6 et 5.7 montrent l'influence de la discrétisation spatiale sur la prévision du comportement aérodynamique et, plus précisément, sur le décrochage dynamique.

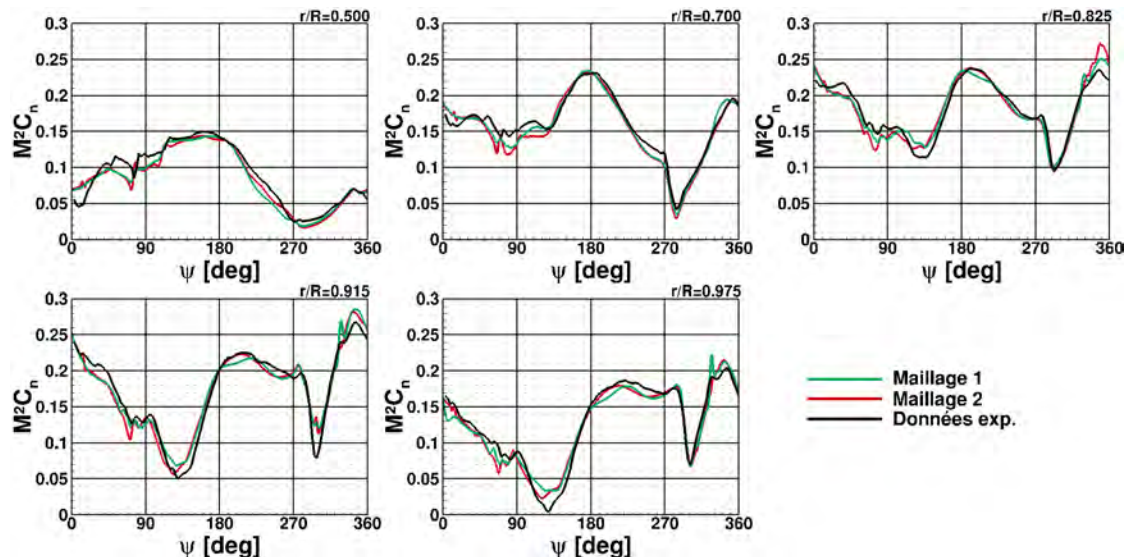


FIGURE 5.6 – Comparaison des coefficients de force normale $M^2 C_n$ pour différentes résolutions spatiales.

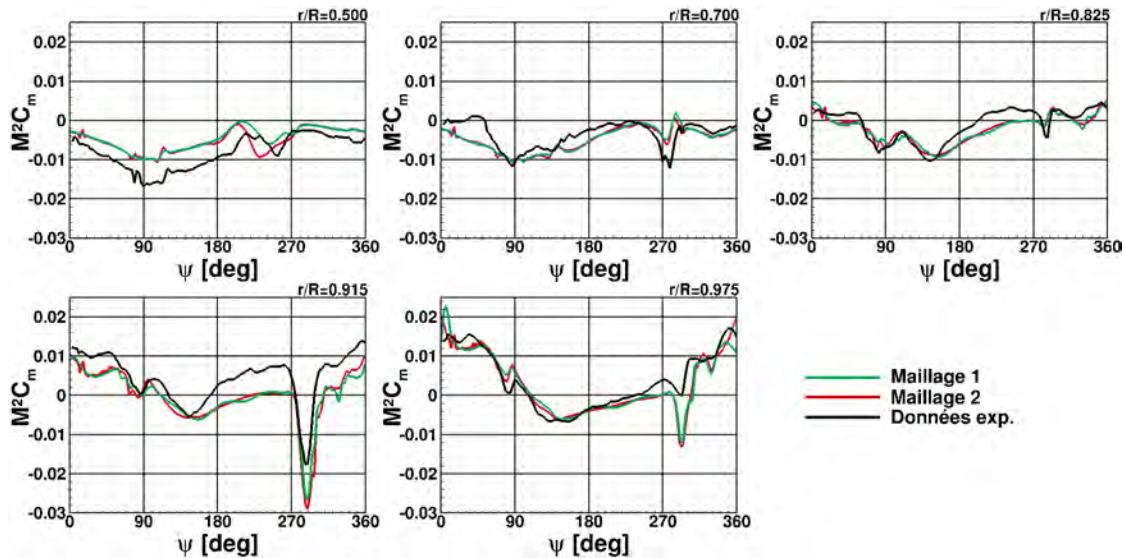


FIGURE 5.7 – Comparaison des coefficient de moment de tangage M^2C_m pour différentes résolutions spatiales.

Les interactions pale-tourbillon en pale avançante (observées par des variations d'efforts) ainsi que les charges aérodynamiques en pale arrière sont capturées avec plus de précision lorsque le maillage est davantage raffiné. Néanmoins, aucune amélioration majeure n'est obtenue au niveau du décrochage dynamique en raffinant le maillage utilisé à l'exception de la fluctuation de moment qui est obtenue à la section $r/R = 0.915$ pour $\psi = 330$ deg avec le maillage 1. En effet, cet événement n'est pas observé dans les essais, ni dans les calculs avec maillage 2. Cela peut être dû à une moindre dissipation des sillages et donc à une amélioration de la prévision de leur géométrie, notamment pour ce qui concerne les petites structures tourbillonnaires dans cette région. Cette meilleure conservation des structures tourbillonnaires est illustrée dans la Figure 5.8 grâce à un iso-contour du critère Q. Finalement, la région la plus impactée par le changement de maillage est la région de décrochage pour $r/R = 0.5$ ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$). Dans cette région, nous avons vu dans le chapitre précédent qu'une interaction pale-tourbillon est observée. Ainsi, une meilleure discrétisation spatiale de la grille de fond permet une conservation des sillages (Figure 5.8) et donc une meilleure prévision des phénomènes liés à ces tourbillons comme, probablement, cet événement de décrochage à mi-envergure. Néanmoins, notons que contre toute attente, des tourbillons ne semblant pas physiques sont observés sur les deux maillages (mais surtout visibles sur le maillage 2). L'origine de ces tourbillons n'a été clairement établie dans le cadre de ces travaux de thèse.

Maillage	Nombre de points dans le maillage	Temps de calcul par révolution du rotor
Maillage 1	57.8×10^6	240 h → 10 j sur 250 processeurs
Maillage 2	162.8×10^6	480 h → 20 j sur 224 processeurs

TABEAU 5.3 – Comparaison des temps de calcul pour effectuer un tour rotor pour différentes discrétisations spatiales.

Le tableau 5.3 résume les temps de calcul pour faire une révolution complète du rotor avec les deux maillages. Le temps de calcul est doublé lorsque le maillage 2 est utilisé. En plus du temps de restitution qui est considérablement augmenté, le nombre de données extraites du calcul est également plus important, rendant le post-traitement plus laborieux et plus long. Puisque la différence entre les solutions obtenues avec les deux maillages ne semble pas significative, nous avons choisi d'utiliser le maillage 1 au cours de la suite des travaux présentés. Il est également important de préciser que le maillage mis en place pour les calculs sur le rotor ERATO est basé sur les mêmes

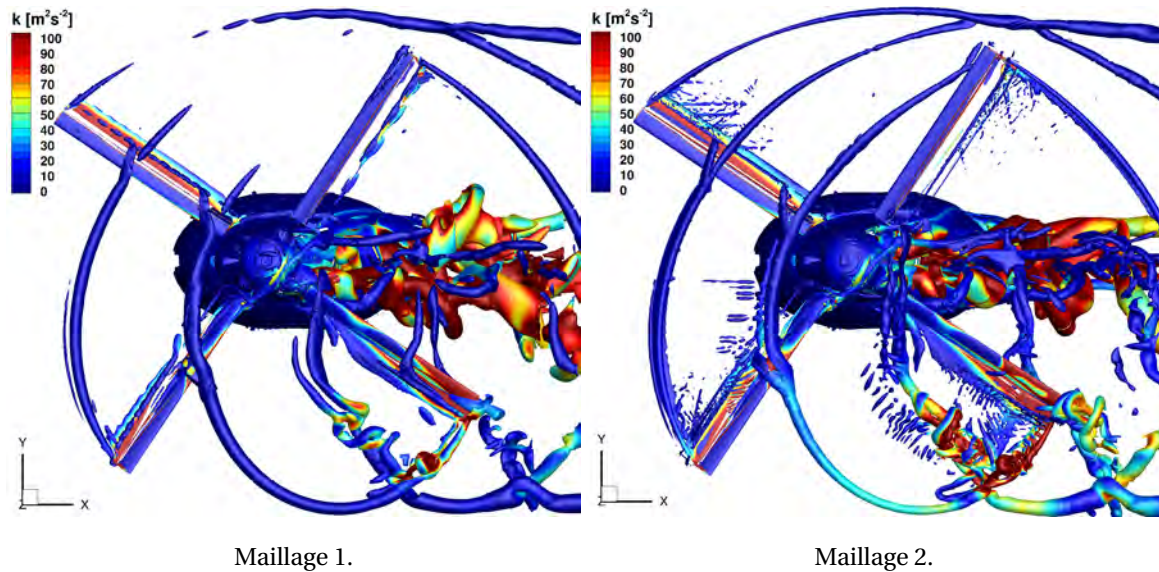


FIGURE 5.8 – Iso-contour de critère Q pour une pale à $\psi = 330$ deg pour les deux maillages générés.

critères que le maillage 1 (Tableau 5.2).

Maintenant que nous avons vérifié que l'influence de la résolution spatiale et temporelle est faible lorsqu'un pas de temps de $\Delta\psi = 0.225$ deg et que le maillage 1 sont utilisés, nous avons choisi de les appliquer à toutes nos prochaines simulations, notamment pour comparer l'influence de la modélisation de la turbulence dans les calculs URANS effectués lors de la procédure de couplage. Ceci fera l'objet du prochain paragraphe.

5.1.3 Influence de la modélisation de la turbulence

La modélisation de la turbulence est intrinsèquement liée à la capture des décollements et des recollements de la couche limite. Il est déjà connu qu'aucun modèle de turbulence n'est universel. De plus, cela a déjà été évoqué, le sillage est susceptible d'être impliqué dans le déclenchement du décrochage dynamique. Or certains modèles sont davantage enclins à dissiper les structures tourbillonnaires en raison d'une dissipation turbulente excessive dans le cœur des tourbillons. Ceux-ci ne permettraient donc pas de reproduire certains mécanismes possibles du décrochage dynamique. Ainsi, nous allons évaluer l'influence du modèle de la turbulence sur la prévision du décrochage dynamique. Rappelons que toutes les simulations présentées dans ce paragraphe ont été effectuées pour un équilibre rotor fixé.

Méthode

Afin d'étudier l'influence de la modélisation de la turbulence sur la prévision du décrochage dynamique, nous allons comparer trois modèles de turbulence différents :

- le modèle à deux équations : $k-\omega$ Kok avec la correction SST
- le modèle à deux équations : $k-\omega$ Wilcox de 2006
- le modèle à une équation : Spalart-Allmaras sans correction.

Ces trois modèles de turbulence ont été présentés dans le Chapitre 1, plus précisément, dans le paragraphe 1.4.3.

Une approche hybride de la modélisation de la turbulence, la *Zonal Detached Eddy Simulation* (ZDES), est également évaluée. Elle consiste à modéliser la turbulence au sein de la couche limite attachée par un modèle de turbulence (ici Spalart-Allmaras) et à la résoudre partout ailleurs

(par une *Large Eddy Simulation* (LES)). En raison de la très forte augmentation du temps de restitution des calculs avec le maillage 2, la ZDES avec Spalart-Allmaras a été évaluée sur le Maillage 1, même si ce maillage n'est probablement pas suffisamment fin pour permettre la résolution des différentes échelles de la turbulence avec la ZDES. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Influence du modèle de turbulence utilisé

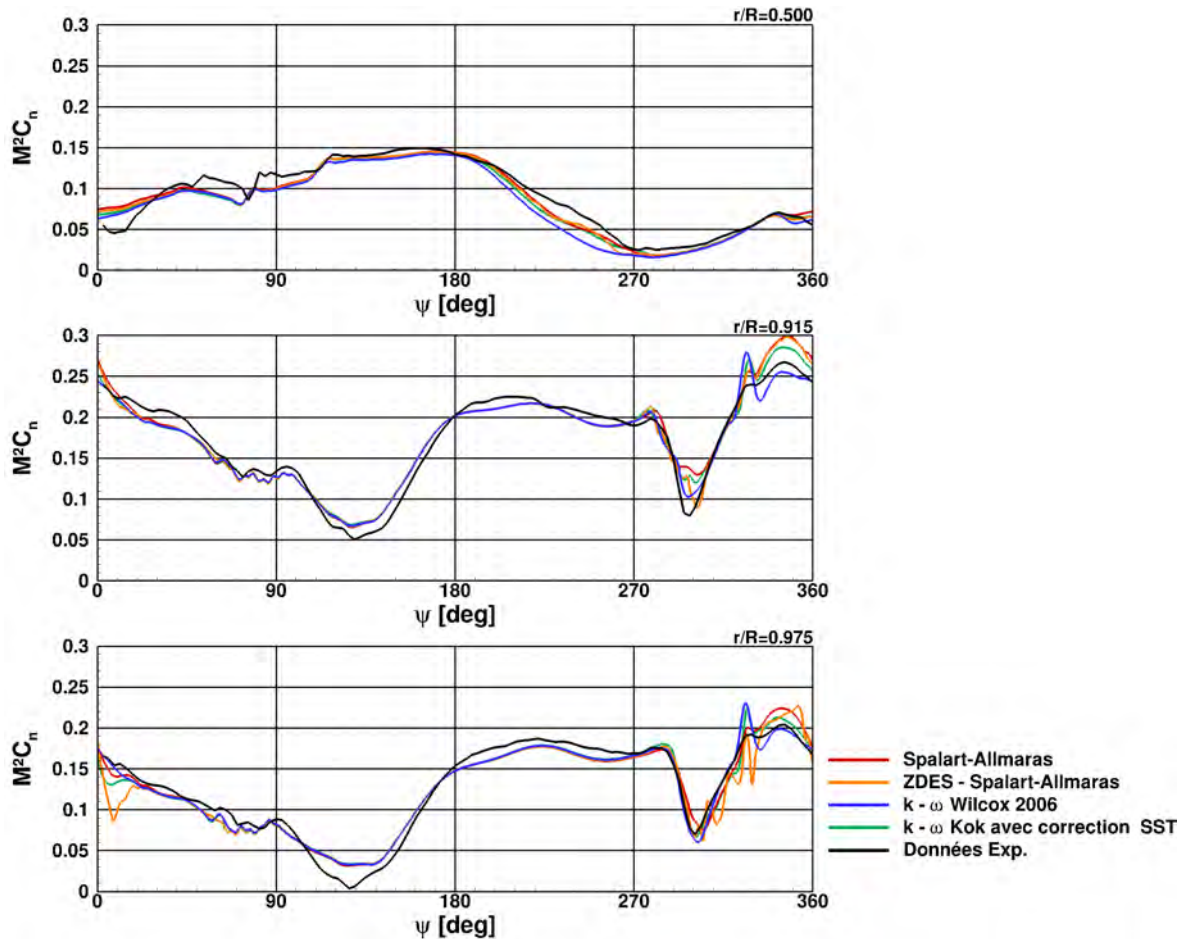


FIGURE 5.9 – Comparaison des coefficients de force normale $M^2 C_n$ pour différents modèles de turbulence

Les Figures 5.9 et 5.10 illustrent l'évolution des coefficients aérodynamiques pour les différentes modélisations de la turbulence sur trois sections instrumentées lors des essais. D'après ces figures, l'influence de la modélisation de la turbulence sur la prévision du comportement aérodynamique est plus élevée dans les régions où le décrochage dynamique est impliqué que dans les régions attachées. En effet, le comportement aérodynamique obtenu en pale avant, c'est-à-dire pour $90 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$, est presque identique pour tous les modèles de turbulence comparés.

Néanmoins, davantage de disparités sont observées au décrochage. Le décrochage en moment est en retard avec le modèle de turbulence à une seule équation Spalart-Allmaras par rapport aux données expérimentales. En effet, si le décrochage en portance est bien capturé en phase avec ce modèle (à $\psi = 300 \text{ deg}$ pour $r/R = 0.915$, par exemple), le décrochage en moment (M_S) est, lui, capturé en retard par rapport aux données expérimentales ($\Delta\psi_{M_S} = 5 \text{ deg}$) réduisant ainsi le décalage de phase entre ces deux événements. Ce retard du décrochage en moment est observé notamment sur les courbes représentant le coefficient de pression sur la Figure 5.11. Cette figure illustre la répartition du coefficient de pression sur la section à $r/R = 0.915$ pour trois positions azimutales :

- $\psi = 287.875 \text{ deg}$: Décrochage en moment (minimum de $M^2 C_m$ dans les essais)
- $\psi = 292.500 \text{ deg}$: Transition entre le décrochage en moment et le décrochage en portance

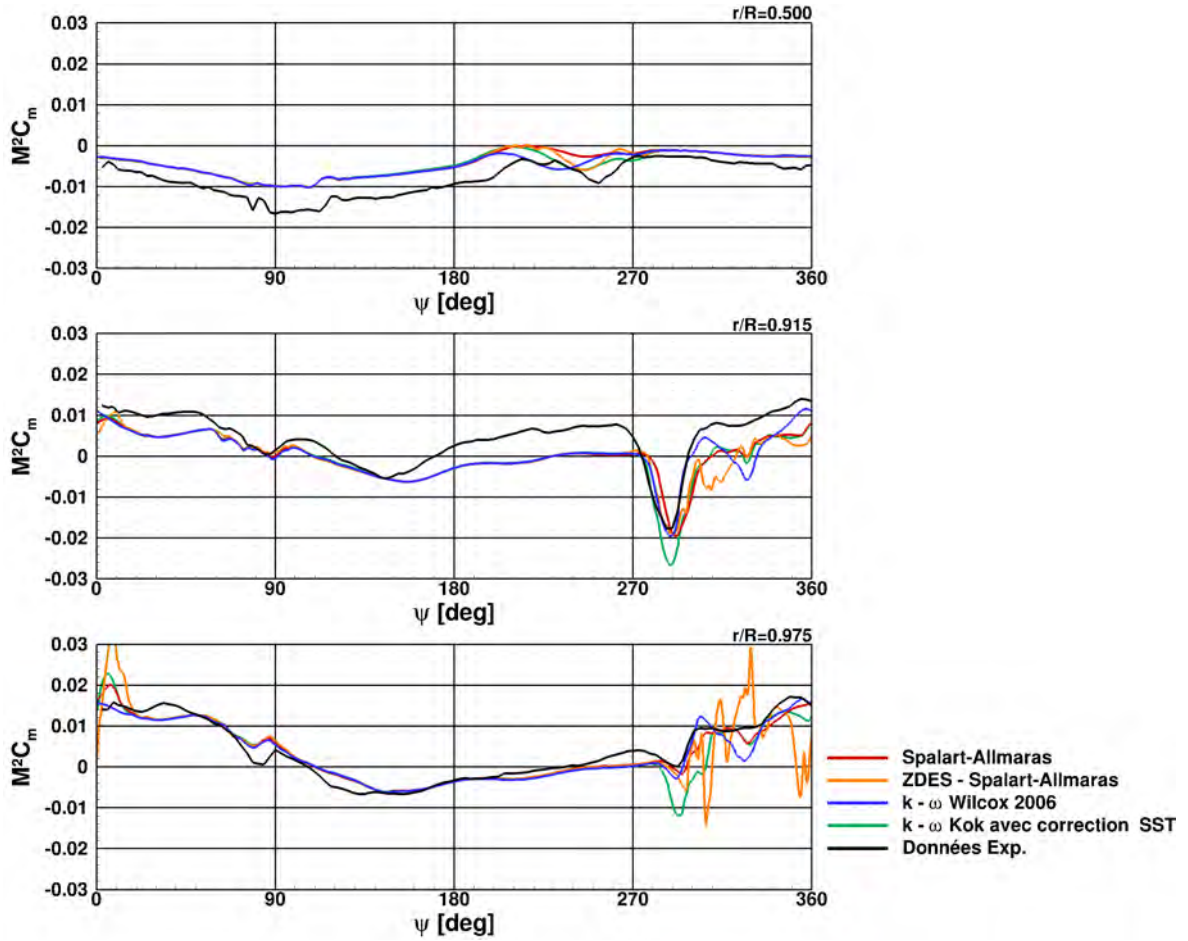


FIGURE 5.10 – Comparaison des coefficient de moment de tangage M^2C_m pour différents modèles de turbulence.

- $\psi = 298.125 \text{ deg}$: Décrochage en portance (minimum de M^2C_n dans les essais)

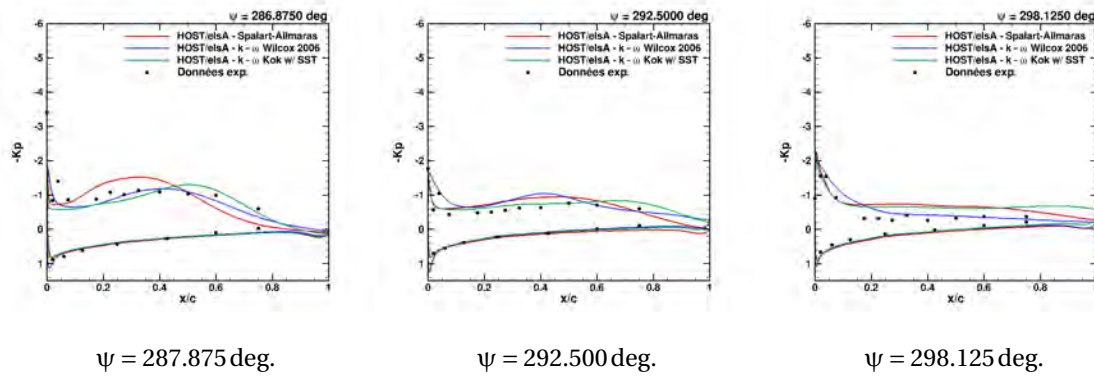


FIGURE 5.11 – Coefficient de pression sur la section à $r/R = 0.915$ pour trois positions azimuthales avec différents modèles de turbulence.

En effet, pour $\psi = 287.875 \text{ deg}$, la présence du tourbillon de décrochage qui se forme sur l'extrados de la pale à cette section est visible par une dépression locale. Dans les simulations utilisant un modèle de turbulence à deux équations ($k-\omega$ Kok avec la correction SST ou $k-\omega$ Wilcox de 2006) cette dépression indique que le tourbillon est localisé autour de $x/c = 0.4 - 0.6$. Ainsi, un maximum de portance est généré dans cette région menant donc au comportement à piquer et plus précisément au moment de tangage minimal observé dans les Figures 5.9 et 5.10 en phase avec les

données expérimentales. En revanche, la simulation avec le modèle de Spalart-Allmaras montre qu'à cette position azimutale de la pale, le tourbillon de décrochage n'a pas encore dépassé le quart de corde ($x/c = 0.25$) justifiant que le minimum de moment de tangage n'ait pas encore été atteint. La région de dépression liée au tourbillon de décrochage dépasse le quart de corde, dans la simulation utilisant le modèle de Spalart-Allmaras, lorsque la portance générée par la section a déjà commencé à s'effondrer ($\psi = 292.5$ deg). Le modèle $k-\omega$ Wilcox de 2006 permet un recollement de la couche limite et donc un retour à un comportement nominal de la section en phase avec les données expérimentales ($\psi = 298$ deg) et donc légèrement en avance par rapport aux deux autres modèles. Néanmoins, le modèle $k-\omega$ Kok avec la correction SST est le seul qui donne une bonne prévision du plateau de pression caractéristique du décollement de la couche limite pour $\psi = 292.5$ deg.

De plus, le décrochage dynamique à la mi-envergure de pale ($r/R = 0.5$) est sous-estimé avec le modèle de Spalart-Allmaras, que ce soit en chute de portance (sur le M^2C_n en Figure 5.9) ou de moment piqueur (sur le M^2C_m en Figure 5.10) pour $230 \text{ deg} \leq \psi \leq 290 \text{ deg}$. Ceci pourrait être imputé à la dissipation excessive des tourbillons de sillage en générant un trop fort niveau de viscosité turbulente dans le cœur des tourbillons. Le modèle de Spalart-Allmaras est connu pour dissiper fortement les tourbillons par rapport au modèle $k-\omega$ Kok avec la correction SST. Sur la Figure 5.12, les sillages sont représentés par un iso-contour de critère Q coloré par la vorticité pour ces deux modèles de turbulence. Le modèle de Spalart-Allmaras prévoit des tourbillons très légèrement moins intenses à proximité de la pale à $\psi = 250$ deg que le modèle $k-\omega$ Kok avec la correction SST. Néanmoins, en raison de cette très faible différence, la sous-estimation du décrochage par le modèle de Spalart-Allmaras provient probablement de la difficulté de ce modèle à prévoir le comportement de la couche limite.

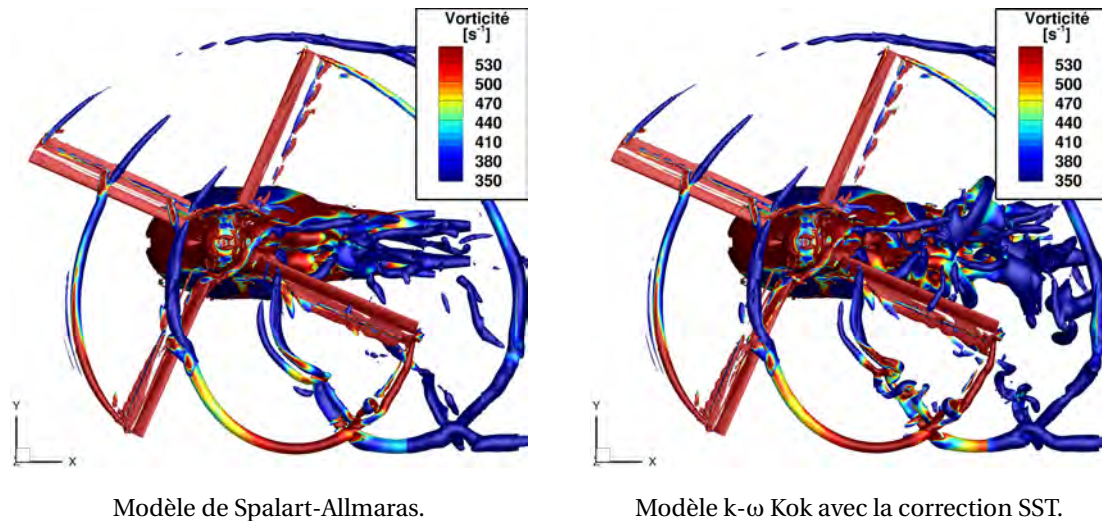


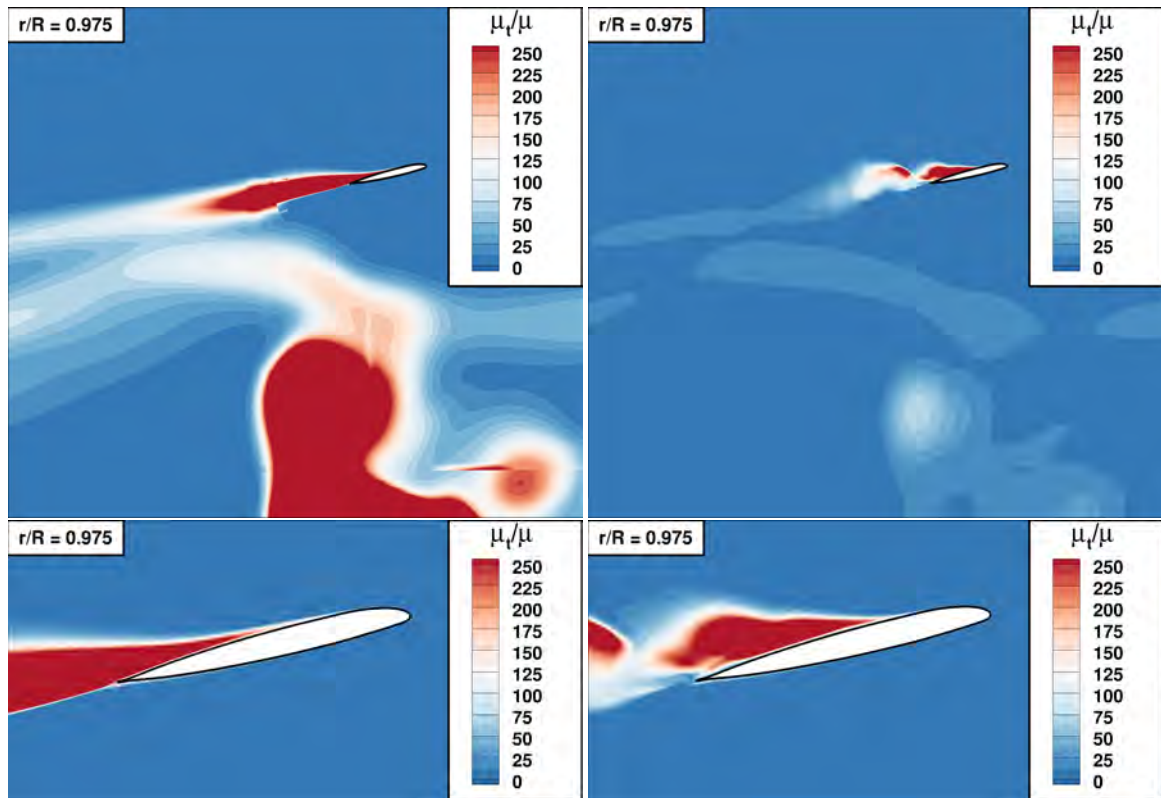
FIGURE 5.12 – Iso-contour de critère Q pour une pale à $\psi = 250$ deg avec deux modèles de turbulence différents.

Finalement, les modèles à deux équations $k-\omega$ Kok avec la correction SST et $k-\omega$ de Wilcox (2006) donnent une bonne prévision des événements de décrochage dynamique observés sur ce point de vol 293 (7A) ², en intensité et en phase. D'autres études avaient montré que le modèle $k-\omega$ de Wilcox (2006) est capable de prévoir avec une bonne précision les écoulements pariétaux avec décollements de la couche limite et les sillages [129]. Ceci est également montré par les bons résultats obtenus avec ce modèle sur cette configuration. Néanmoins, ce modèle sur-estime fortement le deuxième événement de décrochage dynamique autour de $\psi = 330$ deg en extrémité qui est également capturé avec le modèle $k-\omega$ Kok avec la correction SST (mais beaucoup moins intensément) mais qui n'est pas observé lors des essais en soufflerie. C'est pour cette raison que le

2. Annexe A.

modèle $k-\omega$ Kok avec la correction SST a été retenu pour la suite de ces travaux de thèse.

Enfin, davantage d'oscillations sont obtenues au niveau du décrochage dynamique avec la ZDES en extrémité de pale ($r/R = 0.975$). Ceci peut être dû à une meilleure résolution des tourbillons formés et convectés lors du décrochage dynamique avec l'approche ZDES. En effet, la Figure 5.13 montre bien que l'approche ZDES réduit les niveaux de viscosité turbulente (μ_t) dans le sillage, ainsi les tourbillons sont moins dissipés numériquement. Cette figure montre aussi que la couche limite est bien résolue en RANS avec des niveaux de μ_t similaires au calcul RANS avec le modèle de Spalart-Allmaras. Néanmoins, les niveaux de viscosité turbulente μ_t à distance des parois semble montrer que l'approche ZDES est sous-résolue. Cet aspect est discuté plus en détail dans le prochain paragraphe.



Approche RANS. Modèle de Spalart-Allmaras.

Approche ZDES.

FIGURE 5.13 – Champ du ratio de viscosité μ_t/μ autour de l'extrémité ($r/R = 0.975$) de la pale arrière ($\psi = 360$ deg) avec les deux approches.

Résolution de l'approche ZDES

Afin d'assurer qu'une simulation avec l'approche ZDES soit convenablement résolue, les tailles des mailles à la paroi exprimées en unité de paroi, x^+ (le long de la corde) et z^+ (en envergure), doivent vérifier les critères suivant : $\Delta x^+/z^+ \leq 200$ [23, 93, 107].

Ces grandeurs pour la solution obtenue par l'approche ZDES (sur le maillage 1) lorsque la pale est à $\psi = 270$ deg sont illustrées en Figure 5.14. Cette figure montre que nous sommes (plutôt) loin de ces valeurs avec le maillage actuel. En effet, pour $r/R \leq 0.6$, le maillage a été volontairement déraffiné puisque la région d'intérêt pour l'étude du décrochage est localisée en extrémité de pale $r/R > 0.7$. Cependant, dans la région d'intérêt, le Δz^+ est de l'ordre de 5 000 soit 25 fois la valeur souhaitée. Il faudrait donc multiplier par 25 le nombre de mailles en envergure par rapport au maillage actuel. De la même manière, le Δx^+ est de l'ordre de 1 200 autour de $x/c = 0.5$ à l'extrados. Il faudrait donc également multiplier par 6 le nombre de mailles en corde sur la pale, au moins dans cette région ($x/c \approx 0.5$). Or, nous avons déjà vu que lorsque le nombre de points est

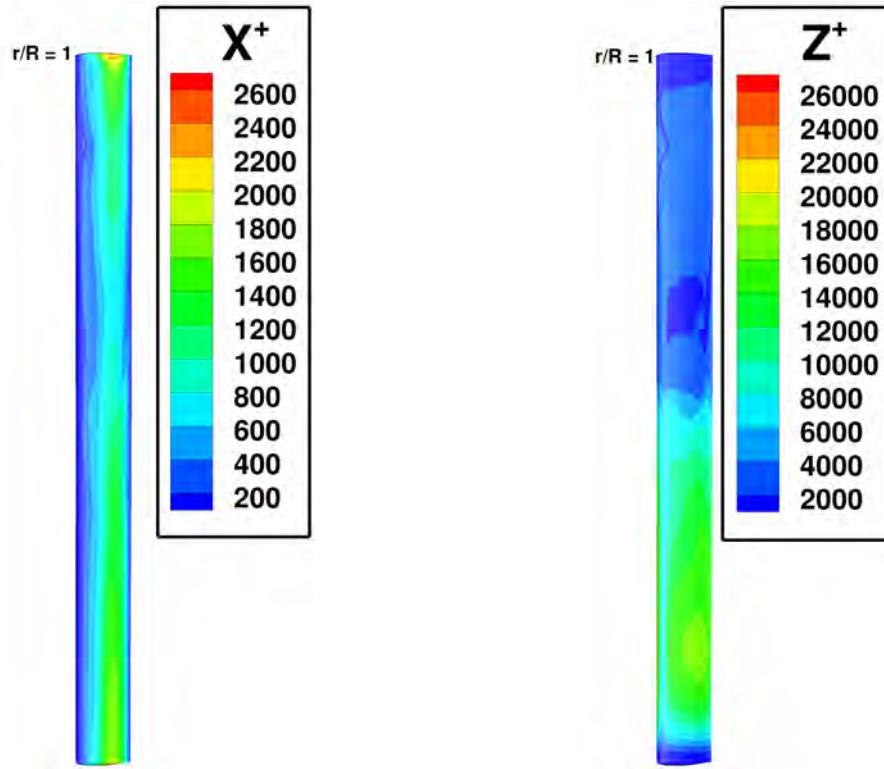


FIGURE 5.14 – Taille de maille pour une pale à $\psi = 270$ deg.

seulement multiplié par 2 le long de la corde et dans la direction normale (Maillage 2, cf. Tableau 5.2), le temps de calcul est grandement augmenté et des problèmes de mémoire liés à la méthode de déformation de la pale interviennent. Ainsi, il est difficile d'envisager que des simulations ZDES suffisamment résolues puissent être réalisées dans le cadre de ces travaux de thèse. Elles nécessiteraient, en effet, de multiplier le nombre de points de maillage par un facteur de l'ordre de 150, et le pas de temps devrait également être réduit en conséquence. Une telle possibilité n'est pas envisageable avec les moyens actuels. Ceci explique le choix de l'approche URANS dans la suite des travaux. Ce choix est d'autant plus justifié que les simulations URANS ont montré une bonne capacité à reproduire les efforts aérodynamiques subis par une pale de rotor en vol d'avancement lors des essais en présence de décrochage dynamique.

5.1.4 Effet de la modélisation de la transition de la couche limite vers la turbulence

Finalement, nous avons vu dans la section 1.5 que la modélisation de la transition laminaire-turbulent de la couche limite pouvait avoir une forte influence sur le décrochage notamment dans les régions où la vitesse en amont est relativement faible. En effet, dans ces conditions, le décrochage dynamique peut être provoqué par l'éclatement d'un bulbe de décollement laminaire. Ainsi, une meilleure prévision de la transition de la couche limite peut permettre de mieux capturer le développement du décrochage. Nous allons donc chercher à établir l'influence de la prise en compte de la transition dans les calculs, plus particulièrement dans les régions où la pale voit des vitesses modérées comme autour de la mi-envergure de pale où les vitesses sont plus faibles.

Méthode

L'étude de l'influence de la modélisation de la transition de la couche limite vers la turbulence a aussi été réalisée à équilibre du rotor fixé, afin d'apprécier uniquement les effets du calcul de la transition de la couche limite. Le modèle de transition choisi est le modèle de transition par

critères et deux critères ont été évalués simultanément :

- Le critère d'**Arnal-Habiballah-Delcourt (AHD)** pour la prévision de la transition provoquée par une instabilité de Tollmien-Schlichting (valable dans les écoulements attachés à faible gradient de pression adverse) couplé au critère de **Gleyzes** pour la prévision de la transition par l'apparition d'un bulbe de décollement laminaire (dans les régions à fort gradient adverse).
- Le critère **Crossflow C1** pour la transition provoquée par une instabilité transversale. Dans une configuration d'hélicoptère en vol d'avancement, l'écoulement transverse est non négligeable ($U_R \approx \mu U_T = \mu(\Omega r)$ pour $\psi = 0 \text{ deg}$ et $\psi = 180 \text{ deg}$), notamment à cause de la vitesse de translation de l'appareil.

Pour permettre le calcul de ces critères de transition, il faut définir plusieurs zones sur les surfaces concernées par le calcul de la position de la transition de la couche limite, c'est-à-dire sur les pales. Ces régions sont illustrées sur la Figure 5.15.

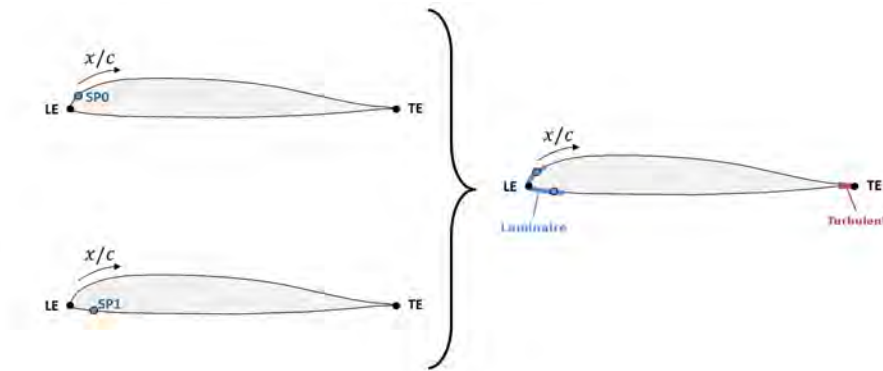


FIGURE 5.15 – Schéma de la mise en place de la transition. Régions imposées.

Trois zones distinctes sont identifiées :

- Une zone laminaire autour du point d'arrêt (SP) : zone bleue dans la Figure 5.15
- Une zone turbulente au bord de fuite (TE) : zone rouge dans la Figure 5.15
- Une zone où les critères seront calculés et la transition sera évaluée.

Le calcul turbulent avec le maillage 1 et un pas de temps de $\Delta\psi = 0.225 \text{ deg}$ a été utilisé pour définir ces zones. Le point d'arrêt (noté SP pour *Stagnation Point* dans la Figure 5.15) a été déterminé par ces simulations à chaque position radiale et azimutale de la pale. Les régions laminaires et turbulentes sont fixées pour différentes portions du disque rotor. Plus précisément, pour le maillage 1 avec $\Delta\psi = 0.225 \text{ deg}$, des portions de 22.5 deg sont choisies, c'est-à-dire que pendant des intervalles de 22.5 deg , les trois régions sont inchangées. Il faut donc, pour chaque position radiale, prendre une région laminaire suffisamment étendue pour englober tous les points d'arrêt sur la portion azimutale considérée. Par exemple, sur la Figure 5.15, pour une pale dans une portion azimutale donnée, le point d'arrêt se situe entre SP0 (le point d'arrêt le plus loin du bord d'attaque (LE) sur l'extrados sur cette portion azimutale) et SP1 (sur l'intrados). Finalement, la région laminaire de cette portion azimutale (illustrée en bleue) est localisée entre ces deux extrema.

Influence du modèle de transition laminaire-turbulent de la couche limite

Les solutions obtenues avec les deux approches sont globalement similaires. La modélisation de la transition ne permet pas d'améliorer considérablement la prévision des efforts aérodynamiques (Figures 5.16 et 5.17). Néanmoins, la modélisation de la transition a davantage d'influence au niveau du second évènement de décrochage dynamique en extrémité ($r/R \geq 0.915$) qui est prévu plus tard $350 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ que pour les simulations turbulentes et plus intensément.

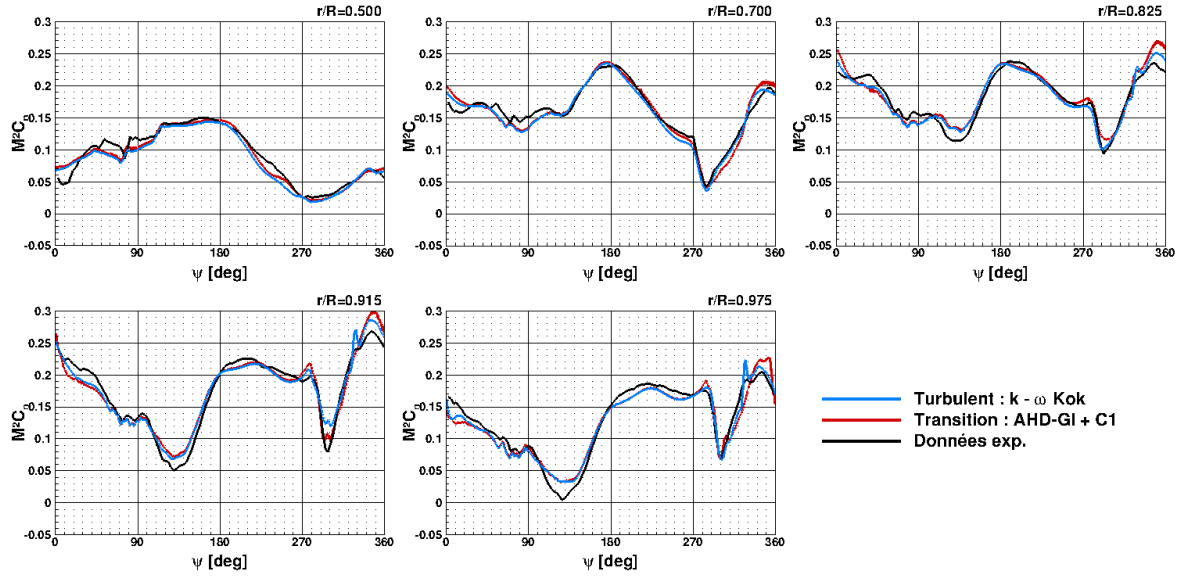


FIGURE 5.16 – Comparaison des coefficients de force normale M^2C_n avec et sans la modélisation de la transition laminaire-turbulent de la couche limite.

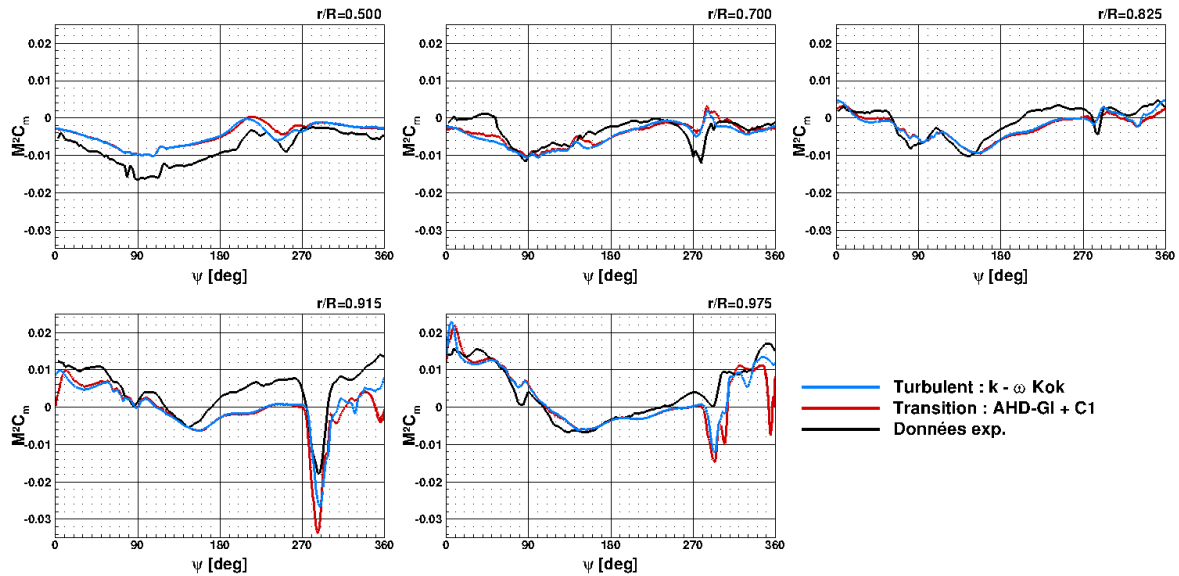
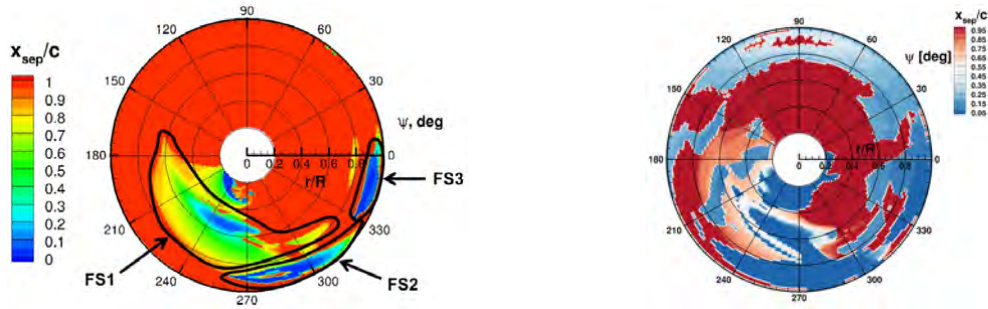


FIGURE 5.17 – Comparaison des coefficient de moment de tangage M^2C_m avec et sans la modélisation de la transition laminaire-turbulent de la couche limite.

Rappelons que cet évènement de décrochage est très sur-estimé par rapport aux données expérimentales (*courbe noire* dans les Figures 5.16 et 5.17).

Une cartographie similaire à celle réalisée par Richez a été extraite de la solution avec la prise en compte de la transition de la couche limite. Les cartographies du point de décollement de Richez et du calcul réalisé avec la modélisation de la transition sont comparées dans la Figure 5.18. Nous aborderons plus en détail ces cartographies et les différents critères mis en place pour détecter le décollement de la couche limite dans le chapitre suivant.

Sur la Figure 5.18, de nombreux décollements de la couche limite sont obtenus lorsque la transition de la couche limite est considérée. Néanmoins, ces décollements sont des bulbes de décollement laminaire de petite taille, avec une longueur dans la direction de la corde toujours inférieure à 10%c, ce qui explique qu'ils n'affectent pas significativement les efforts aérodynamiques subis par la pale. La transition vers la turbulence de la couche limite permet à l'écoulement de recoller et donc aux bulbes de conserver des dimensions ne les rendant pas préjudiciables pour le rotor.



Calcul turbulent de Richez [105]

Calcul avec modélisation de la transition

FIGURE 5.18 – Cartographie du point de décollement x_{sep}/c pour le point de vol 293.

Résolution des bulbes de décollement laminaire

Nous avons vu que des bulbes laminaires apparaissent dans la simulation lorsque la transition est prise en compte (Figure 5.18). Ces bulbes sont de longueur (dans direction de la corde) pouvant être très faible (toujours inférieure à $10\%c$) et ainsi ceux-ci ne sont discrétisés que par un nombre de cellules très limité (seulement une ou deux cellules se situent au sein des plus petits de ces bulbes). Afin de mieux discrétiser ces bulbes, souvent localisés au niveau du bord d'attaque, nous avons essayé d'implémenter le calcul de la transition de la couche limite sur le maillage le plus fin (le maillage 2, cf. Tableau 5.2), raffiné justement dans la direction de la corde, notamment au niveau du bord d'attaque. Néanmoins, un tel calcul a échoué en raison d'un problème mémoire. La transition est gérée en séquentiel sur un seul processeur. Ainsi, comme pour la déformation de la pale, le nombre de mailles est trop grand pour permettre à un seul processeur de déterminer les critères de transition sur ce maillage de calcul.

Finalement, les simulations prenant en considération le calcul de la transition vers la turbulence de la couche limite ne permettent pas une meilleure prévision du décrochage dynamique. Nous avons donc choisi de conserver les simulations turbulentes avec le modèle à deux équations $k-\omega$ Kok avec la correction SST.

Synthèse

- Les **discrétisations temporelles** et **spatiales** choisies permettent de limiter leur influence sur la solution obtenue.
- L'**approche URANS** est mieux adaptée à la prévision du décrochage dynamique pour les présentes simulations sur les maillages utilisés.
- Le **modèle de turbulence** ($k-\omega$ Kok avec la correction SST) a été choisi pour la suite des travaux après une étude comparative visant à une **meilleure prévision** des événements de **décrochage**.
- La **transition de la couche limite n'est pas considérée** dans ces travaux de thèse puisque les ressources numériques disponibles ne permettent pas de discrétiser convenablement les bulbes de décollement laminaire qu'elle engendre.

5.2 Prévision du comportement aérodynamique et aéroélastique pour les différentes conditions de vol sélectionnées

Une fois que le calcul *elsA* a été optimisé pour la prévision du décrochage dynamique sur une condition de vol, l'objectif est de déployer les simulations sur l'ensemble des points de vol sélectionnés dans les bases de données expérimentales lors du Chapitre 3.

En effet, dans ce paragraphe, la robustesse de la méthodologie de couplage (HOST/*elsA*) complète va être évaluée pour des conditions de vol particulièrement sévères ainsi que sa capacité à prévoir le décrochage dynamique dans des conditions de vol très différentes. Dans la section précédente, le comportement aérodynamique était principalement étudié en vue de l'optimisation du calcul fluide, nous avons alors fixé l'équilibre du rotor (sa cinématique et sa dynamique). Dans cette partie, le comportement aéroélastique sera considéré à travers des calculs de couplage fluide-structure.

5.2.1 Convergence des calculs de couplage

Dans un premier temps, il faut s'assurer que la convergence de la procédure de couplage a été atteinte lors des calculs entrepris. Le comportement de la convergence est similaire pour tous les cas traités, la convergence des simulations de couplage effectuées ne sera présentée que sur les points de vol remarquables. Le lecteur pourra se référer à l'annexe D pour consulter les résultats de convergence pour l'ensemble des points de vol.

Afin d'évaluer la convergence du couplage entre HOST et *elsA*, plusieurs aspects ont été vérifiés :

- L'objectif du calcul d'équilibre du rotor ($\bar{Z}$, la loi de pilotage et $(C_x S)_f / (S\sigma)$) est-il atteint?
- La convergence de l'équilibre de l'appareil (pas collectif, cyclique et le basculement du disque rotor) est-elle atteinte?

La Figure 5.19 représente l'évolution des angles de contrôle de l'équilibre au cours de la procédure de couplage. Une dizaine d'itérations de couplage est nécessaire pour atteindre la convergence. Celle-ci s'observe par la stabilisation des angles de contrôle de l'équilibre du rotor et donc de sa cinématique et de sa dynamique. La convergence est cas-dépendante. Par exemple, le temps de convergence du calcul d'un cas sévère de décrochage dynamique, le 410 (7A)³ en Figure 5.19, est plus long que pour une configuration moins sévère comme le cas 384 (7A)³. Précisons que nous avons choisi de coupler le calcul CFD au calcul dynamique tous les tours de rotor uniquement.

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 410** : $M_{\Omega R} = 0.617$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Sur la Figure 5.19, en plus de l'information concernant la convergence de l'équilibre du rotor par le couplage, on trouve l'accord aux essais de cet équilibre rotor. La cinématique et la dynamique du rotor à convergence est en très bon accord avec celles obtenues lors des essais en soufflerie (ligne pointillée). Un écart maximum de 1.5 deg est observé pour le cas 410 (7A) sur l'inclinaison du rotor (α_q) et sur le pas cyclique latéral (θ_{1c}).

La méthode de couplage employée est très robuste. Elle converge pour tous les points de vol sélectionnés vers une solution stabilisée. En effet, à convergence, les efforts fournis à HOST par *elsA* ne varient plus d'une itération de couplage à l'autre (cf. Annexe D) et HOST ne change plus la dynamique et la cinématique des pales (cf. Figure 5.19). Cette solution stabilisée, obtenue à convergence, vérifie les grandeurs cibles utilisées pour l'équilibre du rotor ($\bar{Z}$, $(C_x S)_f / (S\sigma)$ et la loi de pilotage). En effet, l'erreur sur les grandeurs cibles obtenues par le calcul CFD est résumée dans le tableau 5.4 et ne dépasse pas les 4% sur la charge adimensionnée du rotor ($\bar{Z}$) et sur la traînée fuselage adimensionnée ($(C_x S)_f / (S\sigma)$).

La Figure 5.20 permet de comparer la prévision de l'équilibre du rotor pour les huit conditions de vol sélectionnées avec deux méthodes de calcul de différents niveaux de fidélité : le calcul de dynamique couplé avec un modèle de sillage libre (HOST/MINT) et le calcul de couplage avec un calcul CFD (HOST/*elsA*). Une nette amélioration est généralement observée lorsque le calcul CFD est utilisé pour la partie aérodynamique par rapport aux calculs de plus basse fidélité avec HOST/MINT.

3. Annexe A.

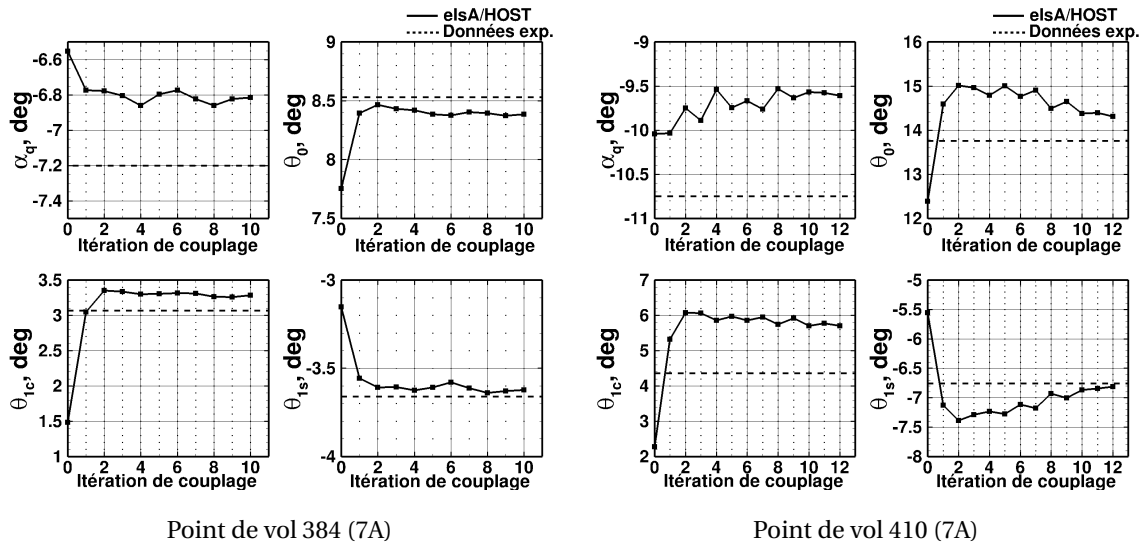


FIGURE 5.19 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor pour deux conditions de vol.

	Z_b		$(C_x S)_f / (S \sigma)$	
	Exp.	HOST/elsA	Exp.	HOST/elsA
293	20.1	1%	0.102	-4%
494	18.18	1%	0.101	-2%
389	21.87	-2%	0.099	-2%
384 (7A)	19.15	-2%	0.1	-3%
384 (ERATO)	19.35	-4%	0.0101	1%
405	18.99	0%	0.099	2%
410	21.86	0%	0.1	-2%
430	19.08	2%	0.102	0%

TABLEAU 5.4 – Objectif du calcul d'équilibre du rotor

Néanmoins, le calcul HOST/elsA sur le rotor ERATO montre des larges différences de prévision du basculement du rotor (α_q) et le pas cyclique longitudinal (θ_{1s}). Ceci ne provient pas d'une mise en échec de la stratégie de couplage entre les deux codes mais d'une *erreur commise sur la loi de commande*. En effet, le calcul HOST/elsA du cas ERATO a été réalisé avec la loi de commande *américaine* ($\beta_{1s} = \beta_{1c} = 0$) au lieu de celle utilisée lors des essais (la loi de Modane : $\beta_{1s} = 0$ et $\theta_{1s} = -\beta_{1c}$). Cette erreur explique la différence obtenue avec les résultats expérimentaux et la solution issue du calcul HOST/MINT (effectué avec la bonne loi de commande). Nous appelons donc le lecteur à *interpréter avec précaution* les solutions obtenus par les simulations HOST/elsA sur ce point de vol.

La Figure 5.20 montre que le basculement du rotor, responsable de l'avancement de l'appareil, est de plus en plus sous-estimé lorsque la vitesse d'avancement augmente ($\mu_{384} < \mu_{405} < \mu_{430}$) jusqu'à un écart de $\Delta\alpha_{q, \text{HOST/elsA}} = +2.25 \text{ deg}$, soit une erreur de 15% pour le cas 430 (7A)⁴ pour lequel $\mu = 0.47$.

Le pas collectif, chargé de l'intensité de la poussée générée par le rotor, est clairement mieux prévu par HOST/elsA, avec une erreur inférieure à 4% pour tous les cas, par rapport à un calcul HOST/MINT. Une amélioration de 26% sur le cas 410 (7A) est ainsi observée en utilisant un calcul CFD pour la partie aérodynamique. Le pas cyclique latéral est globalement bien mieux capturé avec les calculs HOST/elsA qu'avec les calculs HOST/MINT. Cela est sûrement dû à la prise en compte du banc dans la méthode de couplage par l'intermédiaire des efforts transmis par elsA, puisque le banc est inclus dans les simulations CFD ce qui n'est pas le cas pour les calculs MINT.

4. Annexe A.

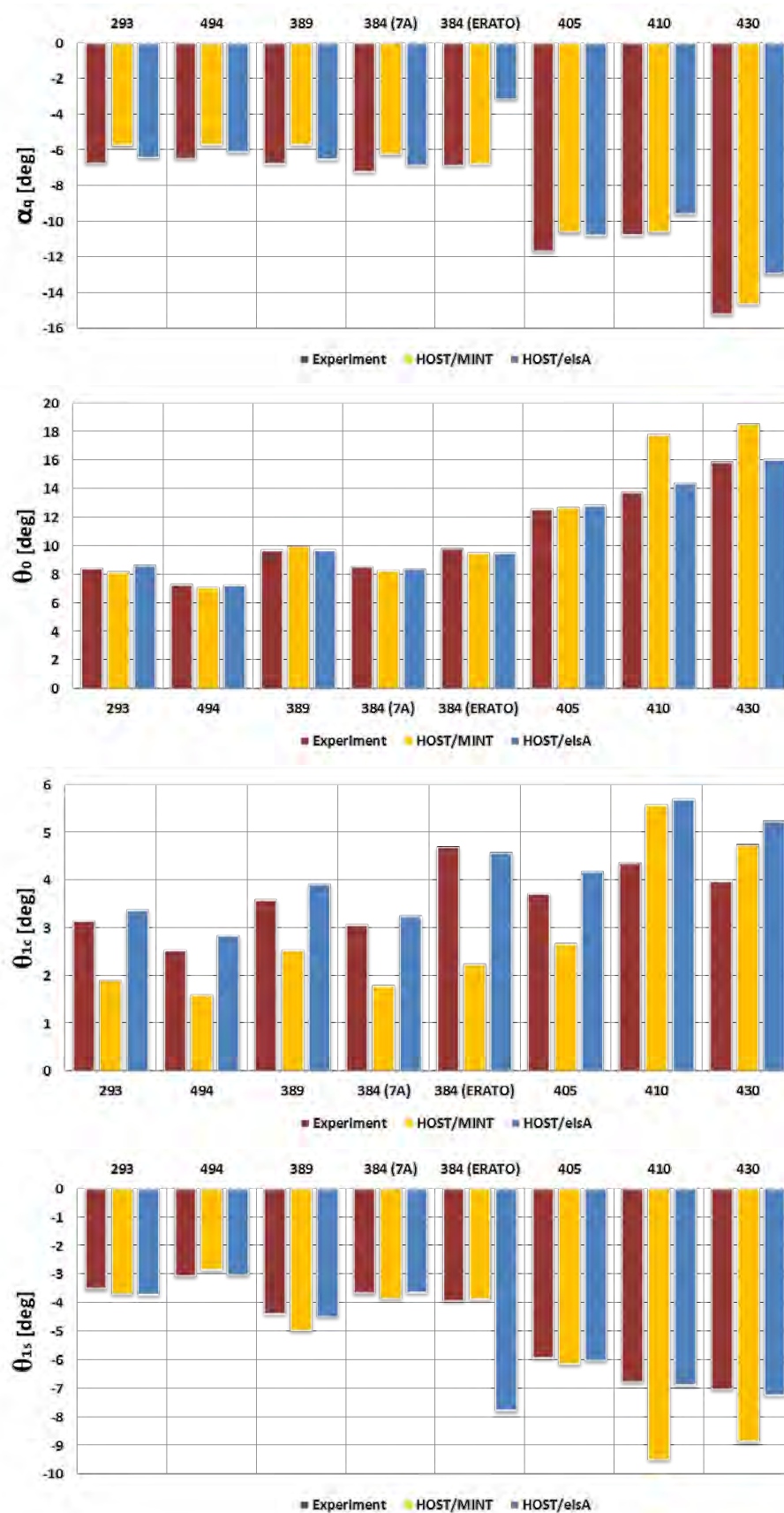


FIGURE 5.20 – Comparaison de la prévision des angles de contrôle à l'équilibre du rotor avec des simulations de deux niveaux de fidélité pour une condition de vol.

5.2.2 Prévision du comportement aérodynamique

Dans le paragraphe précédent, la convergence des calculs de couplage HOST/*elsA* a été évaluée sur toutes les conditions de vol sélectionnées dans le Chapitre 3. La méthode de couplage est robuste, elle converge même sur les cas les plus sévères, et permet d'obtenir une solution en bon accord avec les données expérimentales en ce qui concerne l'équilibre du rotor. Néanmoins, nous n'avons, à ce stade, pas vérifié la qualité de la prévision des phénomènes aérodynamiques pour les différentes conditions de vol. Pour cela, comparons les efforts aérodynamiques locaux adimensionnés (M^2C_n et M^2C_m) ainsi que la répartition de la pression (K_p) sur différentes sections de la pale au cours de sa rotation. Pour des raisons de clarté du propos et pour éviter les redites, tous les points de vol ne seront pas présentés dans ce paragraphe. Néanmoins, l'ensemble des solutions est disponible dans l'annexe D.

Sur les Figures 5.21 et 5.22, les efforts aérodynamiques adimensionnés à la section la plus sollicitée sont présentés pour quatre conditions de vol différentes. Le choix de ces conditions de vol a été fait avec l'objectif de mettre en évidence les avantages mais aussi les limites de l'approche mise en place.

Le premier point de vol est le 494 (7A)⁵. Cette condition de vol présente un  v nement de décrochage dynamique en extrémité de pale ($r/R = 0.915$) plus léger que les autres conditions de vol traitées dans le cadre de cette thèse.

Le deuxième point de vol est le 389 (7A)⁵. Celui-ci présente un double décrochage dynamique en extrémité de pale ($r/R = 0.915$).

Le troisième point de vol, le 410 (7A)⁵, est très fortement chargé ($\bar{Z} = 21.86$) et a une vitesse d'avancement élevée ($\mu = 0.42$). Ainsi, il est soumis à d'intenses sollicitations aéroélastiques, en extrémité de pale, relatives au décrochage dynamique.

Finalement, le dernier point de vol présenté dans ce paragraphe correspond à la vitesse d'avancement la plus élevée : le cas 430 (7A)⁵.

Rappel

- **Cas 494** : $M_{\Omega R} = 0.676$, $\mu = 0.288$, $\bar{Z} = 18.2$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 389** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 410** : $M_{\Omega R} = 0.617$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 430** : $M_{\Omega R} = 0.617$, $\mu = 0.47$, $\bar{Z} = 19.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Par rapport aux calculs de basse fidélité, les simulations de couplage entre HOST et *elsA* permettent, dans tous les cas, d'obtenir un bien meilleur accord avec les résultats expérimentaux en matière de coefficient de force normale M^2C_n dans la région du décrochage dynamique (Figure 5.21). Néanmoins, lorsque la configuration devient particulièrement sévère (les cas à très grande vitesse : 410 et 430), de larges oscillations de portance apparaissent en pale avançante. Ces oscillations ne se retrouvent, ni dans les essais en soufflerie, ni dans les calculs HOST/MINT. Elles ont une fréquence proche de 7Ω soit la fréquence de la déformation en torsion. Nous reviendrons sur ces oscillations dans un prochain paragraphe.

Le moment de tangage M^2C_m est un paramètre plus difficile à prévoir et l'accord avec les données expérimentales est globalement moins satisfaisant. Comme pour les simulations HOST/MINT, les calculs de couplage HOST/*elsA* ne sont pas en mesure de capturer le décrochage en moment en extrémité de pale du cas 494 (7A)⁵   $\psi = 290$ deg. Seule une très faible fluctuation de moment de tangage est observée et le moment de tangage reste cabreur ($M^2C_m > 0$). Cette condition de vol est un cas de décrochage léger. En effet, la Figure 5.23 illustre la différence entre l'estimation de l'angle d'incidence par le calcul HOST, au terme de la convergence de la procédure de couplage, et la limite au décrochage statique, pour le profil localisé à la section $r/R = 0.915$,

5. Annexe A.

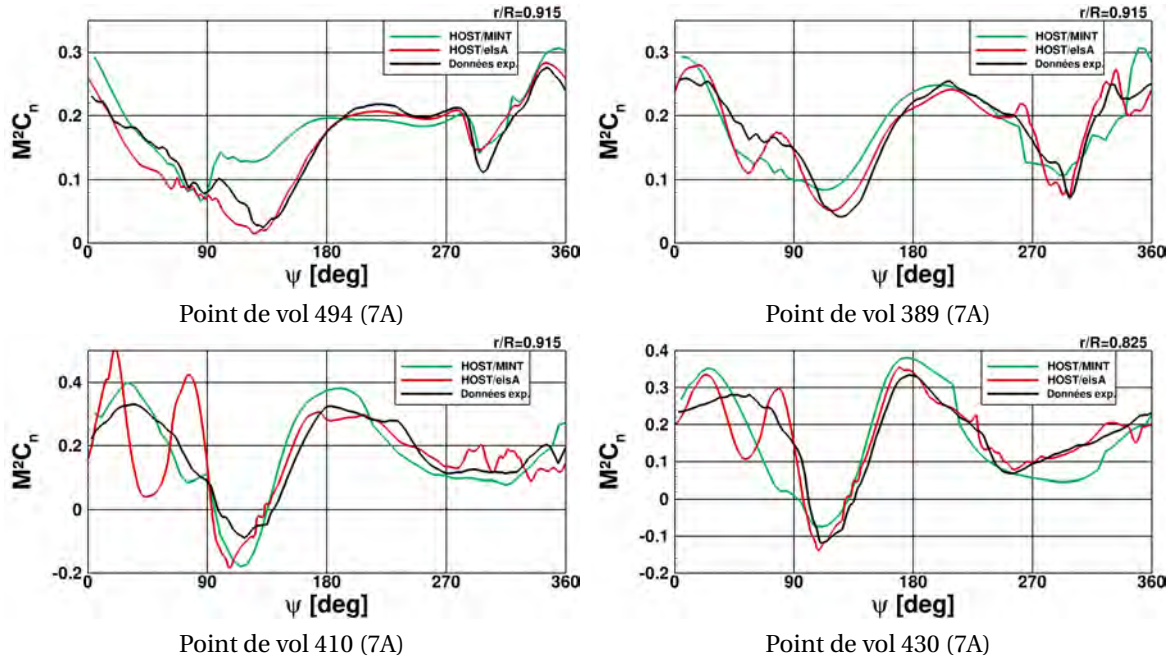


FIGURE 5.21 – Comparaison de la prévision des coefficients de force normale M^2C_n avec deux approches pour différentes conditions de vol.

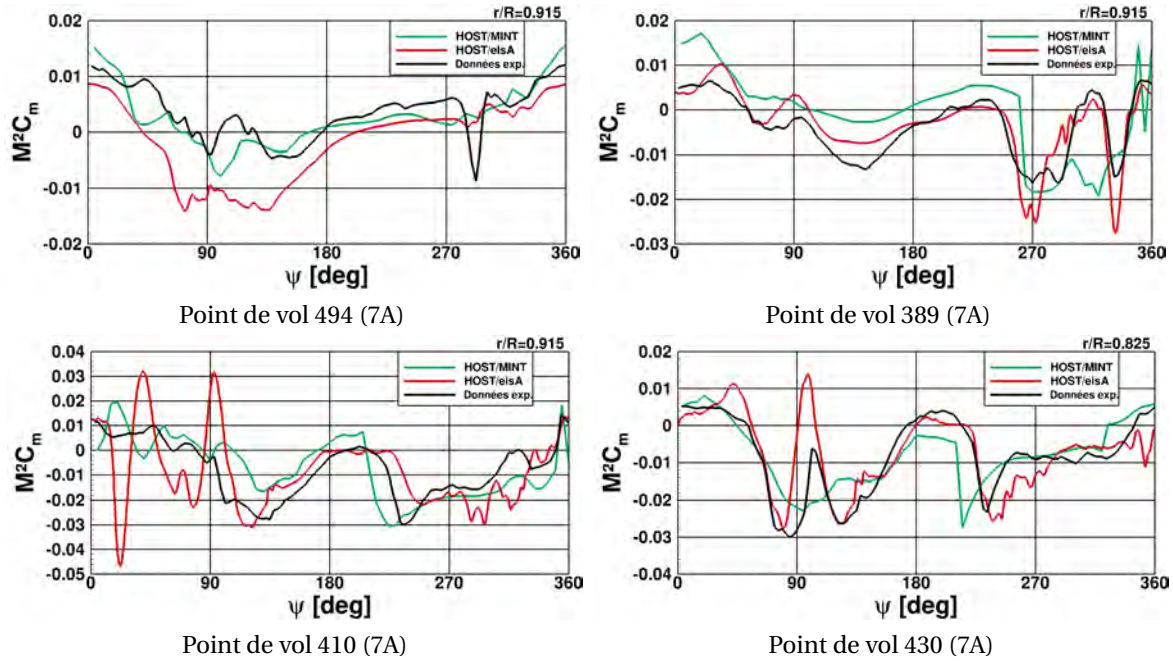


FIGURE 5.22 – Comparaison de la prévision des coefficients de moment de tangage M^2C_m avec deux approches pour différentes conditions de vol.

pour la condition 494 (7A). La limite de décrochage statique est obtenue en relevant dans les polaires le changement de pente de la portance lorsque l'incidence est augmentée (Figure 5.24). Pour la condition de vol 494 (7A), l'angle $\alpha_{\text{HOST/elsA}}$ est au voisinage de l'angle de décrochage statique dans la région du décrochage dynamique, c'est-à-dire pour $270\text{deg} \leq \psi \leq 290\text{deg}$. Par le passé, il a déjà été observé, sur des configurations simplifiées, que pour des conditions de décrochage léger pour lesquelles le profil ne dépasse que peu l'angle de décrochage statique, le décrochage était sous-estimé par la simulation. Ce qui explique pourquoi ce cas est particulièrement difficile à prévoir.

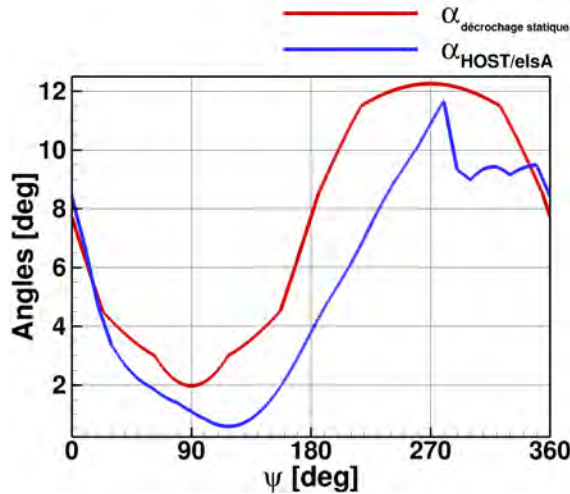


FIGURE 5.23 – Comparaison de l'estimation de l'angle d'incidence au terme du couplage HOST/elsA avec la limite de décrochage statique en extrémité, à la section $r/R = 0.915$, pour le cas 494 (7A)

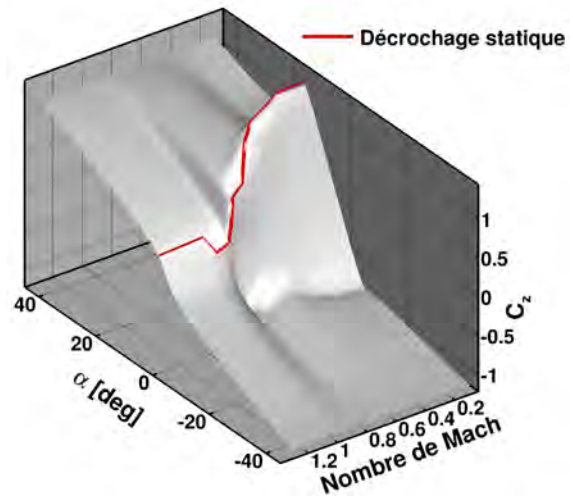
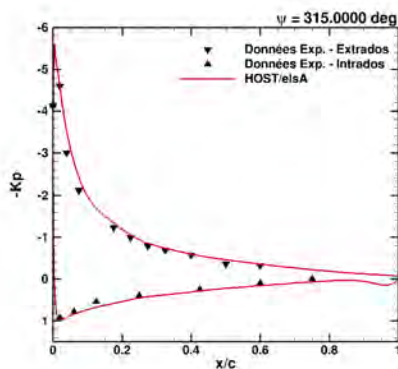
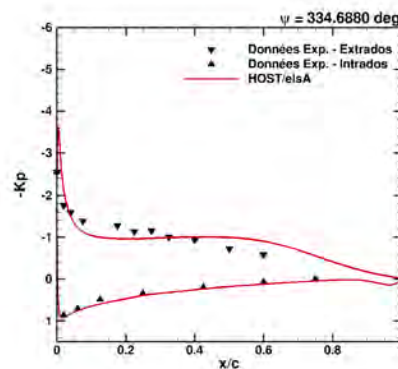


FIGURE 5.24 – Limite de décrochage statique sur les polaires du profil OA209.

Sur la Figure 5.22, pour le cas 389 (7A) ⁶, la prévision des deux événements de décrochage à la section $r/R = 0.915$ à $\psi = 270$ deg et à $\psi = 330$ deg est plus précise en ce qui concerne leur phase et leur intensité avec le calcul CFD. En effet, les deux événements sont bien distincts et l'écoulement recolle entre $310 \text{ deg} \leq \psi \leq 320 \text{ deg}$. Ce recollement de la couche limite s'observe sur la répartition de la pression sur la section considérée (voir Figure 5.25). Une répartition caractéristique d'un écoulement attaché est visible pour $\psi = 315$ deg et, a contrario, un écoulement complètement décroché est obtenu à $\psi = 335$ deg. Notons également l'accord entre les données expérimentales obtenues par les capteurs de pression (*triangles noirs*) et la solution issue du couplage (*courbe rouge*). Par contre, aucun moment à cabrer n'est observé dans cette région avec les calculs HOST/MINT, laissant penser que l'écoulement ne parvient pas à recoller.



$\psi = 315 \text{ deg.}$



$\psi = 334.688 \text{ deg.}$

FIGURE 5.25 – Coefficient de pression adimensionné en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 389 (7A).

De même, le décrochage en moment est prévu en phase ($\psi = 220$ deg) à la section $r/R = 0.825$

pour le cas 430 (7A) ⁷ avec la CFD alors qu'avec HOST/MINT le décrochage en moment est capturé en avance de phase de $\Delta\psi = 10$ deg. Un moment à cabrer en pale avançante à $\psi = 100$ deg est capturé par les simulations HOST/*elsA*, sur-estimant l'amplitude des phénomènes observés dans les essais. Néanmoins, une brusque augmentation du moment de tangage est bel et bien observée. Celle-ci est due au déplacement d'ondes de choc sur l'extrados et sur l'intrados de la pale par rapport à l'axe de la rotation en tangage de la pale : le quart de corde ($x/c = 0.25$). Cette onde de choc s'observe sur la répartition du coefficient de pression illustrée dans la Figure 5.26.

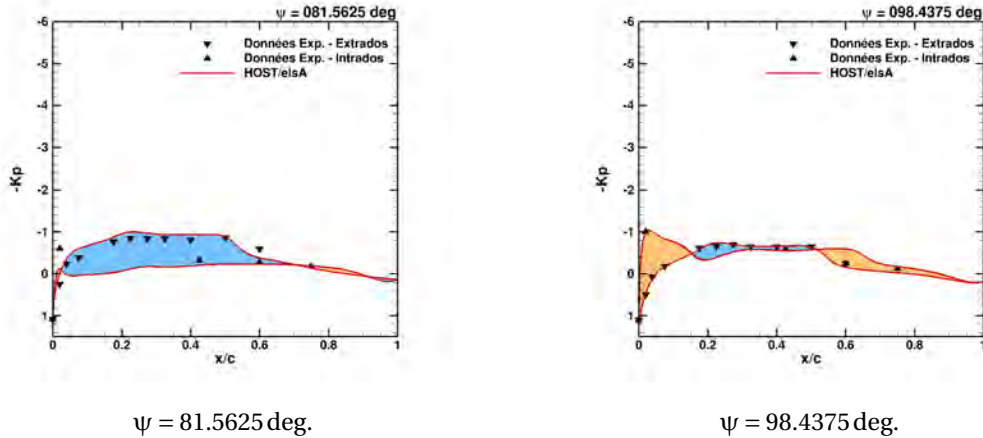


FIGURE 5.26 – Coefficient de pression adimensionné en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 430 (7A). Les régions de la section qui portent sont colorées en bleu et celles qui déportent sont colorée en orange.

Sur la Figure 5.26, les régions pour lesquelles $\Delta P = P_{extrados} - P_{intrados} < 0$ sont colorées en bleu et de la même manière, lorsque $\Delta P > 0$, la zone est colorée en orange. Cela permet d'identifier les régions de la section qui portent (*bleues*) et celles qui déportent (*orange*). À $\psi = 80$ deg, une onde de choc sur l'extrados est observée (brusque recompression) après le quart de corde. À $\psi = 100$ deg, une onde de choc sur l'intrados est également présente et dépasse le quart de corde. Ces ondes de choc sont visibles dans les champs de la masse volumique ρ présentés pour ces deux positions azimutales en Figure 5.27. En effet, une onde de choc est caractérisée par une augmentation rapide de la masse volumique. Sur la Figure 5.27, les régions supersoniques sont celles pour lesquelles $\rho \leq 0.9$.

La position de ces ondes de choc modifie la distribution des zones portantes et déportantes de la section. À $\psi = 80$ deg, l'écoulement supersonique, observé avant l'onde de choc sur l'extrados, c'est-à-dire pour $x/c < 0.5$, produit une dépression sur la surface supérieure de la pale. Or, comme l'onde de choc, caractérisée par une brusque recompression au lieu d'une compression douce, se produit à $x/c = 0.5$, une portance additionnelle est obtenue en grande partie à l'arrière du centre de rotation en tangage de la pale (entre $x/c = 0.25$ et $x/c = 0.5$) et donc engendre un fort moment à piquer. En revanche, à $\psi = 100$ deg, une onde de choc à l'intrados change la topologie de l'écoulement. Deux régions de poussée vers le bas (déportance *en orange*) résultent de la chute de pression au sein des écoulements supersoniques sur l'intrados (pour $x/c < 0.15$ et $x/c > 0.5$). Cette déportance à l'arrière de la section (Figure 5.26) provoque le moment à cabrer observé dans la Figure 5.22. Ainsi, cela permet de comprendre la grande sensibilité du moment de tangage : un faible déplacement en corde du choc intrados ou extrados va conduire à une forte variation du moment de tangage. Précisons à ce stade que même si ce moment à cabrer n'est pas observé dans les essais dans la Figure 5.22, la brusque augmentation du moment de tangage est également observée (même si ce moment de tangage reste négatif). Lors des essais en soufflerie et lors de l'intégration des efforts obtenus par les simulations, l'intrados est peu équipé en capteurs

7. Annexe A.

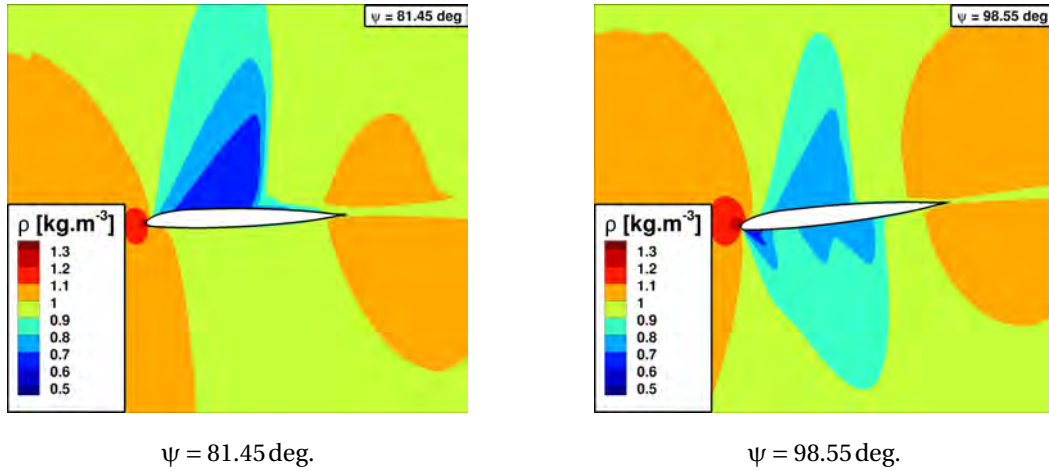


FIGURE 5.27 – Champ de masse volumique en extrémité de pale $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 430 (7A)

de pression (seulement trois capteurs entre $0.4 < x/c < 1$), ainsi une petite erreur sur la position du choc peut mener à une grande variation des efforts intégrés malgré un bon accord global entre les solutions dans la Figure 5.26.

Finalement, les simulations de couplage HOST/MINT et HOST/*elsA* sont mises en difficulté sur la prévision du décrochage dynamique pour le cas 410 (7A) ⁸ mais les événements de décrochage dynamique sont prévus avec un bon accord avec les essais en soufflerie. Les coefficients de force normale $M^2 C_n$ et de moment de tangage $M^2 C_m$ sont soumis à de larges oscillations en pale avançante, $0 \text{ deg} \leq \psi \leq 100 \text{ deg}$. Comme pour le cas 430 (7A), des ondes de choc sont observées sur cette configuration dans cette portion azimutale, notamment sur l'intrados pour $90 \text{ deg} \leq \psi \leq 110 \text{ deg}$. Une mauvaise prévision du déplacement et de l'intensité de l'onde de choc pourrait être une piste d'explication des oscillations obtenues. Néanmoins, nous verrons dans le prochain paragraphe que le comportement aéroélastique semble également impliqué dans les différences obtenues avec les essais.

5.2.3 Prévision du comportement aéroélastique

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que les calculs de couplage entre HOST et *elsA* convergent pour tous les cas vers une solution globalement en bon accord avec les données expérimentales obtenues en soufflerie. De plus, une bonne prévision des efforts aérodynamiques est observée malgré des oscillations de haute fréquence en pale avançante lorsque la sévérité du décrochage dynamique augmente, notamment par une augmentation de la vitesse d'avancement (μ) ou de la charge adimensionnée du rotor ($\bar{Z}$). La prochaine étape consiste à vérifier si les charges structurales sont également correctement prévues.

Pour cela, l'effet du couplage HOST/*elsA* sur la prévision des efforts structuels est analysé par comparaison à l'expérience et au calcul HOST/MINT. La Figure 5.28 illustre les moments de battement et de torsion en pied de pale, à la section $r/R = 0.3$, obtenus avec ces deux approches, en comparaison avec ceux mesurés lors des essais en soufflerie.

Tout d'abord, concernant le moment en battement, une nette amélioration des prévisions est obtenue lorsque HOST est couplé à *elsA*. En particulier, le minimum local en pale reculante est atteint en phase avec les résultats expérimentaux lorsque HOST est couplé avec *elsA*, c'est-à-dire entre $\psi = 210 \text{ deg}$ (389 (7A)) et $\psi = 220 \text{ deg}$ (410 - 430 (7A)). Au contraire, les simulations HOST/MINT prévoient le moment de battement en avance de phase, le minimum local en pale reculante

8. Annexe A.

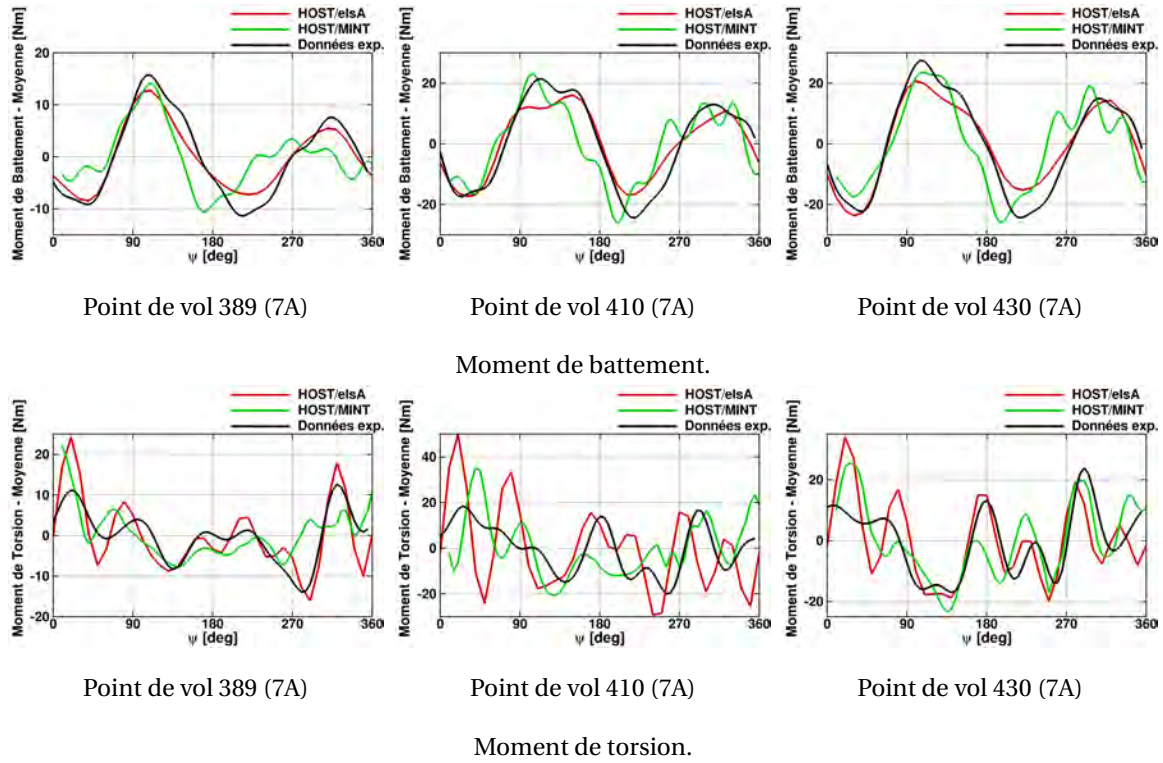


FIGURE 5.28 – Moment aéroélastique en pied de pale $r/R = 0.3$ pour trois conditions de vol.

se produit autour de $\psi = 170 - 200$ deg. De plus, un contenu haute fréquence (9/rev) est sur-estimé par les calculs HOST/MINT ce qui n'est pas le cas avec les simulations HOST/elsA (courbe rouge).

La Figure 5.28 illustre également la comparaison de la prévision du moment de torsion à $r/R = 0.3$. Sur le point de vol 389 (7A)⁹, l'intense variation en moment de torsion observée en réponse au décrochage lors des essais autour de $\psi = 280$ deg et 330 deg est capturée en phase avec les calculs HOST/elsA et avec une amplitude ($\Delta M_{\theta_{elas}} = 34$ Nm) proche de celle observée dans les données expérimentales $\Delta M_{\theta_{elas}} = 26$ Nm. Une amélioration globale de la phase du signal est également observée avec l'utilisation du calcul CFD dans la partie aérodynamique. Ces conclusions sont également obtenues pour la condition de vol 430 (7A)⁹ pour laquelle les simulations HOST/elsA permettent de reproduire avec une bonne précision l'allure du moment de torsion en pied de pale pour $90 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$. Néanmoins, d'intenses variations du moment de torsion sont obtenues en pale avançante $\psi \leq 90$ deg, à l'instar de celles déjà évoquées sur les efforts aérodynamiques (Figures 5.21 et 5.22). Ces oscillations ne sont pas observées lors des essais, mais se retrouvent également dans les efforts calculés par le couplage HOST/MINT. Ce point sera analysé dans la partie suivante. Le modèle dynamique semble, en revanche, avoir plus de difficulté à prévoir le cas 410 (7A)⁹ qui est particulièrement sévère car fortement décroché. En effet, aucun des calculs présentés ne permet de reproduire le moment de torsion en pied de pale, que ce soit son amplitude ou sa phase.

9. Annexe A.

Synthèse

- Les **calculs de couplage aéroélastique** ont été déployés sur l'ensemble du domaine d'étude.
- Ils permettent une **nette amélioration** de la prévision de l'équilibre du rotor par rapport aux calculs de basse fidélité HOST/MINT.
- Le **comportement aérodynamique est prévu avec un meilleur accord aux essais** lorsque le code dynamique est couplé à un calcul CFD par rapport à une méthode ligne portante.
- Globalement, les **événements de décrochage dynamique sont correctement prévus en intensité et en phase azimutale** par les calculs HOST/*elsA*.
- Les **conditions de vol à la limite du décrochage** ont un accord plus nuancé au niveau du décrochage : le **décrochage est sous-estimé** par les simulations.
- Les **conditions de vol les plus sévères** ont un accord plus nuancé en pale avançante : d'intenses fluctuations se produisent probablement en réponse à une **sur-estimation de la réponse en torsion**.

5.3 Conclusion

Pour conclure, dans ce chapitre, nous avons évalué l'influence des paramètres numériques et des modèles physiques utilisés lors du calcul CFD de la procédure de couplage présentée dans la section 2.4. Cela a permis de déterminer le calcul fluide « optimal » pour effectuer les simulations des points de vol choisis dans les bases de données expérimentales. En effet, la solution obtenue sur une condition de vol est peu dépendante du choix des paramètres numériques et le modèle de turbulence permet la capture des événements de décrochage dynamique que nous cherchons à caractériser. Finalement, le calcul CFD effectué par le logiciel *elsA* utilise un pas de temps physique correspondant à une rotation de la pale de $\Delta\psi = 0.225 \text{ deg/itération}$ sur le maillage 1 présenté dans la section 2.3.1 et la turbulence est modélisée par une approche URANS avec le modèle à deux-équations $k-\omega$ Kok avec la correction SST afin de fermer le système.

Ensuite, les calculs de couplage entre les codes HOST et *elsA* ont été réalisés pour l'ensemble des points de vol sélectionnés dans le Chapitre 3. La méthode employée est robuste. En effet, elle converge pour toutes les conditions de vol choisies, même les plus sévères, soumises à un décrochage dynamique particulièrement intense. De plus, les solutions obtenues par le calcul de couplage sont globalement en bon accord avec les essais réalisés. En effet, les calculs de couplage permettent une nette amélioration de la prévision du comportement aérodynamique mais aussi dynamique du rotor par rapport aux calculs de basse fidélité présentés dans le chapitre précédent.

Satisfaits des solutions obtenues par cette méthode, elles ont ensuite été utilisées afin d'identifier et de caractériser les décollements de la couche limite, et donc les événements de décrochage dynamique, sur les pales au cours de leur rotation. Puis nous avons étudié plus précisément les mécanismes impliqués dans le décrochage dynamique. Ces points seront abordés dans le dernier chapitre de ce mémoire qui traite de l'analyse du décrochage dynamique et de ses mécanismes en environnement rotor réaliste.

Chapitre 6

Identification des Mécanismes de Décrochage Dynamique sur un Rotor en Vol d'Avancement

Sommaire

6.1 Identification et caractérisation des événements de décrochage dynamique intervenant sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement	148
6.1.1 Définition et identification des décollements de la couche limite	148
6.1.2 Topologies des décollements de la couche limite identifiés	151
6.1.3 Caractérisation des régions de décollement et de décrochage sur le disque rotor pour les différentes conditions de vol sélectionnées	156
6.2 Influence de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage dynamique	167
6.2.1 Localisation et caractérisation des interactions pale-tourbillon sur un rotor en vol d'avancement et de leur influence sur le décrochage dynamique	168
6.2.2 Clarification du rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage	185
6.3 Influence de la réponse aéroélastique sur le déclenchement du décrochage dynamique	194
6.3.1 Corrélation entre la réponse en torsion de la pale et le décrochage dynamique	194
6.3.2 Influence de la déformation en torsion de la pale sur le décrochage dynamique	198
6.4 Conclusion	202

Le couplage entre les codes HOST et *elsa* a été validé sur les conditions de vol étudiées dans le cadre des travaux présentés. Il permet de prévoir correctement les différents événements de décrochage. Ainsi, dans ce chapitre, les solutions issues de ces calculs de couplage vont être analysées plus en détail. L'objectif est de mettre en évidence les différentes régions de décollement de la couche limite et d'identifier plus particulièrement les régions de décrochage au cours de la rotation des pales. Finalement, nous chercherons à identifier et caractériser les mécanismes impliqués lors du déclenchement et du développement du décrochage dynamique.

Premièrement, nous avons mis en place des outils permettant de détecter les décollements de la couche limite sur la pale. Ces outils ont été validés et utilisés pour identifier et caractériser les régions de décollement sur le rotor lors des différentes conditions de vol. Plusieurs topologies de décollement ont été identifiées sur le disque rotor. Deuxièmement, nous avons vu que les sillages et leurs interactions avec les pales ont une influence importante sur l'apparition et le développement du décrochage dynamique. Des méthodes spécifiques à l'analyse des interactions pale-tourbillon ont été développées et mises en œuvre afin de mettre en évidence clairement leur rôle dans le déclenchement du décrochage. Finalement, nous avons cherché à clarifier le lien entre le décrochage et la réponse élastique de la pale, notamment sa déformation en torsion. En effet, la torsion est liée au décrochage dynamique, en raison de sa réponse aux sollicitations du décrochage en moment et des fluctuations d'incidence qu'elle induit.

6.1 Identification et caractérisation des événements de décrochage dynamique intervenant sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement

Dans cette section, nous allons présenter trois stratégies de détection des décollements de la couche limite différentes. Ces stratégies seront ensuite été utilisées pour élaborer un outil permettant d'identifier et de caractériser les régions de décollement de la couche limite (leur position, leur longueur, leur évolution) sur le rotor au cours de sa rotation. Nous procéderons ainsi pour les différents points de vol sélectionnés dans le Chapitre 3 afin de décrire les régions de décollement observées et leur développement au cours de la rotation en fonction des conditions de vol.

6.1.1 Définition et identification des décollements de la couche limite

Définition de critères de détection des décollements de la couche limite

Le premier critère de détection du décollement de la couche limite choisi a été proposé en 2004 par Castillo *et al.* [11]. Ce critère est basé sur le facteur de forme H_i . Castillo *et al.* ont montré que le facteur de forme au décollement est de $H_{i,sep} = 2.76 \pm 0.23$. Ils ont également validé ce critère sur plusieurs configurations lors d'essais. Néanmoins, ce critère permet uniquement de définir le point de décollement de la couche limite, mais aucunement son recollement éventuel.

Le deuxième critère de détection du décollement est basé sur le vecteur frottement sur la paroi de la pale. En effet, nous pouvons considérer que lorsqu'une région de recirculation est observée sur la pale, l'écoulement est décollé. Il est possible de définir les zones de recirculation par le frottement sur la surface de l'élément portant considéré, ici la pale. Nous avons alors défini le décollement de la couche limite comme la région dans laquelle l'écoulement se fait du bord de fuite vers le bord d'attaque. Ainsi, pour chaque section radiale de pale, le décollement est défini par $\vec{t} \cdot \vec{u}_\tau < 0$, où $\vec{t}$ est le vecteur tangentiel au point (P) de la section et $\vec{u}_\tau$ ($u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$) est la vitesse de frottement caractérisant la vitesse de cisaillement à la paroi. Ce critère permet non seulement de définir le point de décollement X_{sep} , quand $\vec{t} \cdot \vec{u}_\tau$ devient négatif, mais aussi la longueur de la région décollée dans la direction de la corde l_{sep} par l'identification du point de recollement de la couche limite, défini comme la position à laquelle $\vec{t} \cdot \vec{u}_\tau$ redevient positif. Ces notions ainsi que la présentation du critère sur un bulbe de décollement sont présentées dans la Figure 6.1.

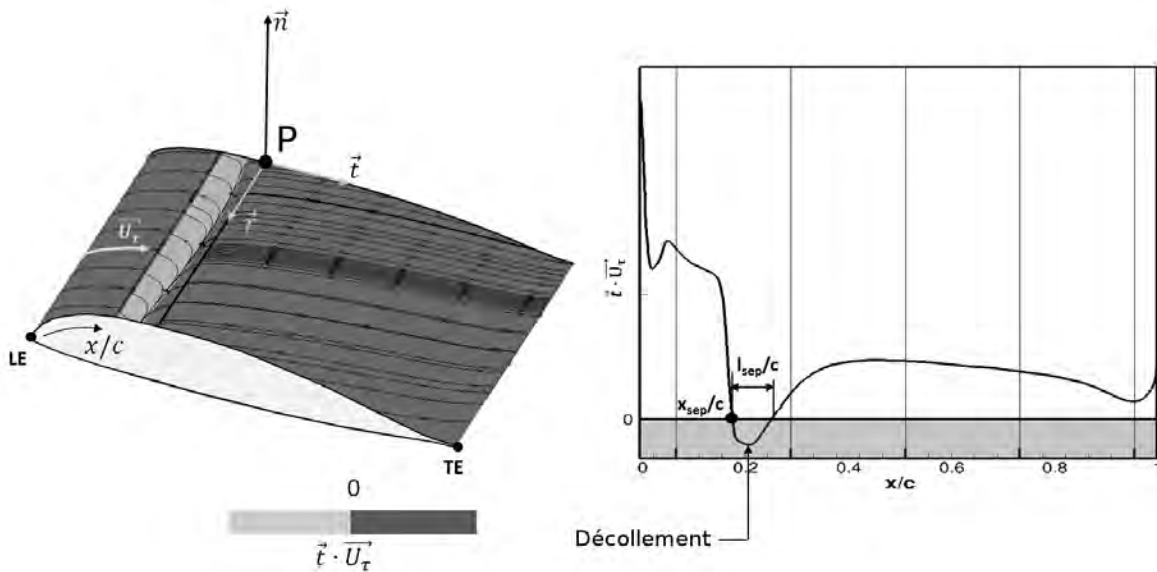


FIGURE 6.1 – Illustration du critère de détection du décollement de la couche limite $\vec{t} \cdot \vec{u}_\tau < 0$.

Sur la Figure 6.1, la position du point de décollement et la longueur de la région décollée ont

été adimensionnées par la longueur de corde de la section de pale considérée. Notons également que dans la suite de ce manuscrit, l'origine de la position du point de décollement sera toujours le bord d'attaque. Ainsi, lorsque $X_{sep}/c = 0$, le décollement se développe au bord d'attaque et, lorsque $X_{sep}/c = 1$, aucun décollement ne se produit avant de quitter la surface au niveau du bord de fuite : l'écoulement est donc attaché.

Cependant, pour une pale d'hélicoptère en vol d'avancement, ce critère n'est pas satisfaisant. En effet, lors d'un vol d'avancement, la pale du rotor principal d'un hélicoptère est soumise à des écoulements transverses importants notamment en pale avant et en pale arrière. Ainsi, il est important de considérer également l'orientation de l'écoulement dans lequel la pale est plongée à chaque instant. Un troisième critère de détection du décollement de la couche limite est alors proposé. Celui-ci permet de comparer l'orientation de l'écoulement à proximité de la surface de pale (défini par la vitesse de frottement $\vec{u}_\tau$) à celle de l'écoulement à la frontière de la couche limite (par la vitesse $\vec{u}_e$). Ainsi, l'écoulement est décollé lorsque $\vec{u}_e \cdot \vec{u}_\tau < 0$. Ce critère est présenté sur la Figure 6.2.

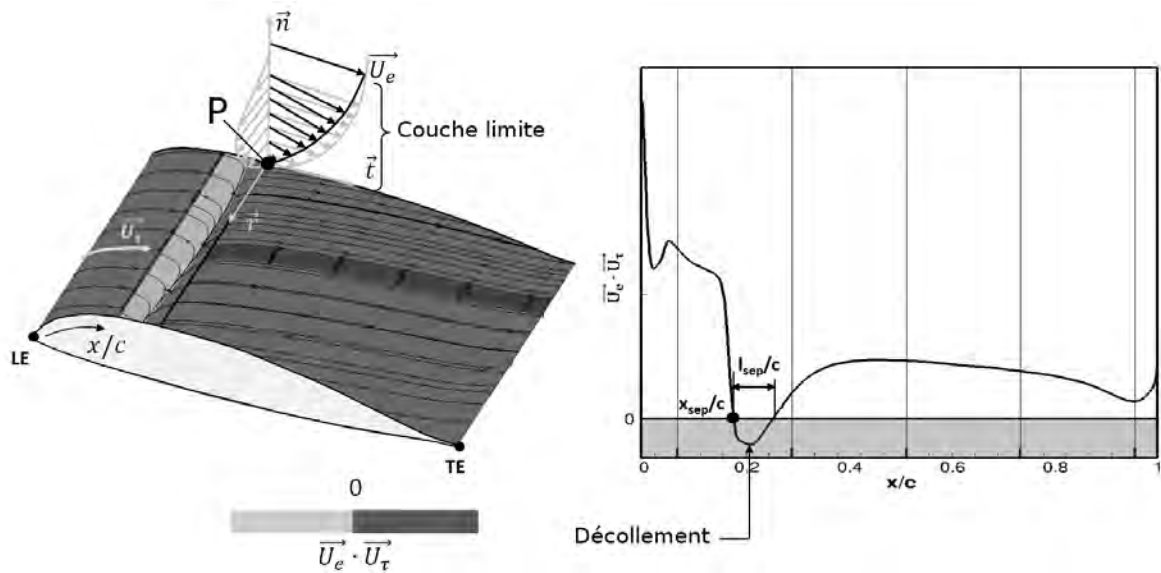


FIGURE 6.2 – Illustration du critère de détection du décollement de la couche limite $\vec{u}_e \cdot \vec{u}_\tau < 0$.

La principale difficulté liée à ce critère est la définition de l'épaisseur de la couche limite nécessaire pour déterminer $\vec{u}_e$. Dans le code *elsA*, le calcul de l'épaisseur de couche limite δ_{CL} est basé sur la vorticité. Plus de détails sur ce sujet sont disponibles dans la référence 14. Cette méthode de calcul s'avère efficace et robuste, si la couche limite est correctement résolue dans la direction normale à la paroi, ce qui est le cas dans nos calculs.

Identification des régions décollées sur le disque rotor

Nous avons utilisé ces critères pour représenter et identifier les décollements de la couche limite intervenant sur le rotor principal d'un hélicoptère sous forme de cartographie. Ainsi, les caractéristiques du « premier » décollement, c'est-à-dire le plus près du bord d'attaque, sont visualisées. Pour cela, le point de décollement X_{sep}/c et la longueur du décollement l_{sep}/c sont déterminés pour chaque section en envergure (position r/R) et à chaque instant (position azimutale ψ).

La Figure 6.3 illustre les cartographies du point de décollement X_{sep}/c le plus proche du bord d'attaque avec les trois méthodes de détection des décollements de la couche limite présentées précédemment. La Figure 6.4 représente la longueur du décollement l_{sep}/c , c'est-à-dire la distance entre le point de décollement X_{sep} et le point de recollement de la couche limite X_{reatt} . Notons que cette grandeur n'est pas accessible avec le critère sur le facteur de forme H_i . Le point

de vol 293 du rotor 7A¹ est choisi pour comparer la prévision des décollements de la couche limite par les trois critères présentés.

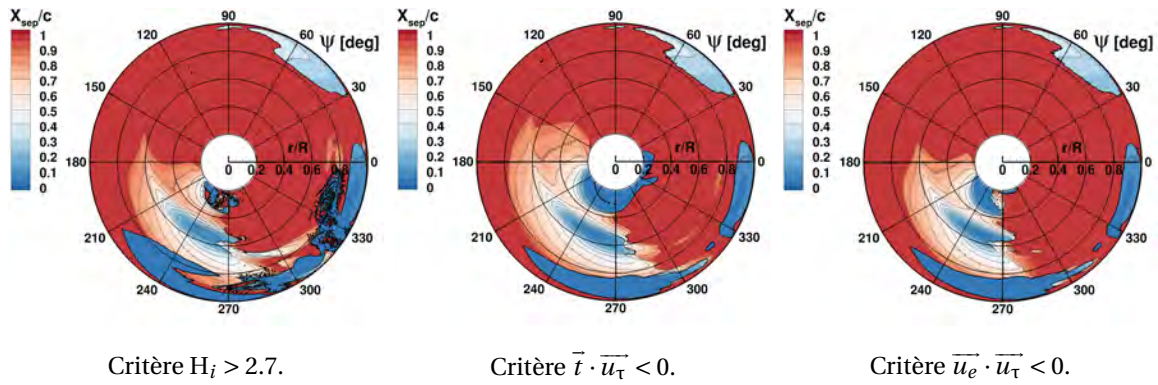


FIGURE 6.3 – Cartographies du point de décollement X_{sep}/c le plus près du bord d'attaque avec les trois méthodes de détection des décollements sur le disque rotor.

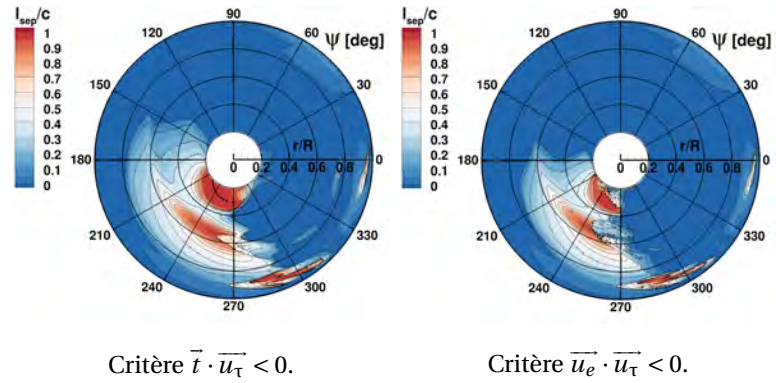


FIGURE 6.4 – Cartographies de la longueur du décollement l_{sep}/c maximale avec les deux méthodes de détection des décollements sur le disque rotor.

Globalement les mêmes régions de décollement sont observées sur le point de vol 293 du rotor 7A avec les trois méthodes de détection des décollements. Une première région de décollement est obtenue en extrémité de pale dans le 1^{er} quadrant ($30 \text{ deg} \leq \psi \leq 90 \text{ deg}$). Ce décollement est prévu de manière très similaire avec les trois critères. Ensuite, trois régions de décollement sont observées en pale reculante. L'une se produit entre $r/R = 0.4$ et 0.8 pour $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$. Les deux autres se situent en extrémité de pale entre $\psi = 210 \text{ deg}$ et 360 deg .

La principale différence entre les décollements obtenus avec les trois critères se situe au niveau du décollement autour de la mi-envergure pour $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$. En effet, avec le critère $\vec{t} \cdot \vec{u}_\tau < 0$, le décollement commence au bord de fuite ($X_{sep}/c = 1$) en avance (à $\psi = 150 \text{ deg}$ pour $r/R = 0.5$) par rapport aux deux autres critères, où le décollement se développe à partir du bord de fuite ($X_{sep}/c = 1$) à $\psi = 180 \text{ deg}$, pour $r/R = 0.5$. L'écoulement transverse dans cette région induit par l'avancement de l'appareil est donc très certainement impliqué dans cette différence, puisque lorsqu'on utilise le critère $\vec{u}_e \cdot \vec{u}_\tau < 0$, cet écoulement transverse est pris en compte et un résultat comparable avec le critère du facteur de forme est obtenu.

Cependant, plusieurs difficultés sont rencontrées lorsqu'on cherche à caractériser les décollements de la couche limite à l'aide du facteur de forme. En effet, des artefacts numériques sont observés sur le facteur de forme calculé par *elsA*, notamment à la fin du 4^{ème} quadrant entre les deux régions de décollement en extrémité et autour de $r/R = 0.7$ et 0.85 entre $\psi = 330 \text{ deg}$ et 360 deg . Au

1. Annexe A.

niveau du bord d'attaque, des zones de haut H_i sont observées sur une seule, voire deux cellules. Lors de son étude sur le point de vol 293 (7A), Richez [105] a observé ce phénomène (illustré en Figure 6.5) et l'a filtré dans les cartographies qu'il a présentées. Pour cela, il a limité son outil de détection aux décollements s'étendant sur plus de dix cellules. Cela permet effectivement de filtrer les problèmes rencontrés mais empêche la détection du décollement en pale avançante qui est situé à plus de $10\%c$ du bord d'attaque et est donc dans une région où la taille de maille est plus élevée. Le décollement est alors discrétisé par un moindre nombre de mailles (dix cellules peuvent alors représenter $15-20\%c$).

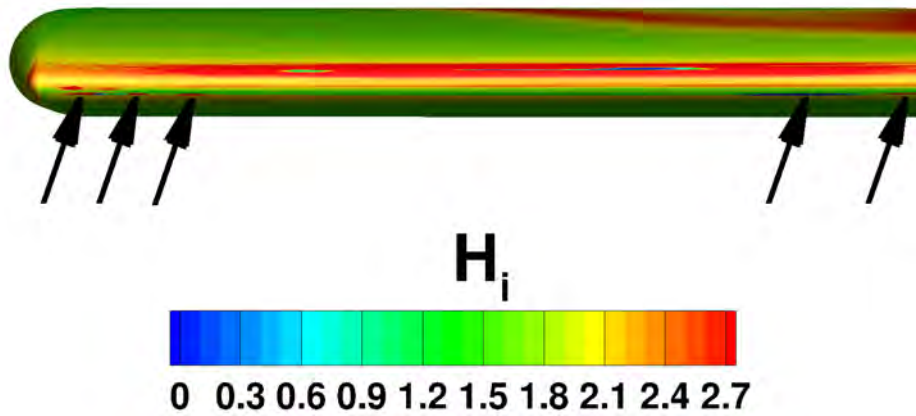


FIGURE 6.5 – Artefact numérique sur le calcul du facteur de forme H_i .

De plus, le facteur de forme ne permet pas de détecter convenablement le recollement de la couche limite. En effet, aucun critère de recollement n'est défini, à notre connaissance, par le H_i . Les deux autres critères donnent des longueurs de décollement semblables, à l'exception du décollement de bord de fuite en pale avant discuté précédemment.

Finalement, le critère $\overline{u_e} \cdot \overline{u_\tau} < 0$ est le mieux adapté pour caractériser les régions de décollement et a été retenu pour l'étude des différentes conditions de vol présentées dans les parties suivantes.

6.1.2 Topologies des décollements de la couche limite identifiés

Les cartographies présentées dans les Figures 6.6 et 6.7 permettent de comprendre la topologie des décollements intervenant sur le rotor principal d'un hélicoptère dans les conditions de vol étudiées. Différentes régions de décollement de la couche limite sont observées sur le point de vol 293 du rotor 7A. En effet, quatre régions de décollement de topologies différentes sont distinguées sur cette condition de vol. Sur les Figures 6.6 et 6.7, elles sont identifiées et nommées : A, B, C et D.

Cette analyse montre que le développement du décollement est différent selon la région, radiale et azimutale, du disque rotor. En effet, un décollement venant du bord de fuite ($X_{sep}/c = 1$) est observé à $0.4 \leq r/R \leq 0.6$ dans le 3^{ème} quadrant (région A sur les Figures 6.6 et 6.7) et des décollements se développent au bord d'attaque ($X_{sep}/c = 0$) en extrémité de pale, dans les régions B et C.

Cependant, tous les décollements de la couche limite sur le rotor ne mènent pas à du décrochage dynamique et certains restent seulement au stade de bulbe de décollement de petite taille ($l_{sep}/c \leq 0.2$) comme les régions C et D. En revanche, dans les régions A et B, la longueur du décollement dépasse $l_{sep}/c = 0.8$, comme illustré sur la Figure 6.7. La quasi-totalité de la corde est décollée à l'extrados de la pale. Cela montre que ces sections de pale sont bien soumises au décrochage dynamique, responsable des fluctuations de charge observées sur les Figures 6.8 et 6.9.

Effectivement, les décollements suffisamment développés sur l'extrados de la pale sont susceptibles de solliciter à la fois aérodynamiquement et élastiquement la pale et peuvent ainsi générer les fluctuations d'efforts aérodynamiques illustrées, à nouveau, en Figures 6.8 et 6.9.

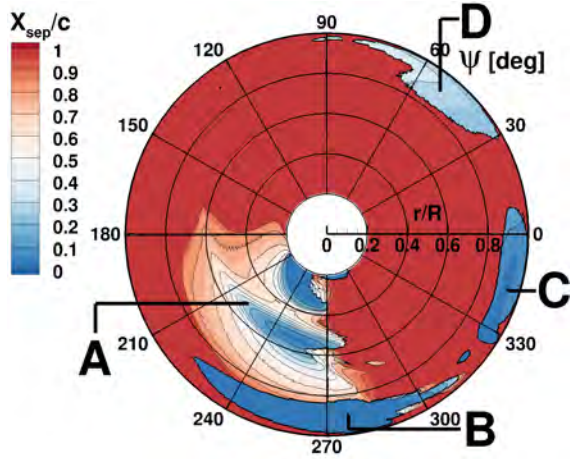


FIGURE 6.6 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c de la condition de vol 293 (7A).

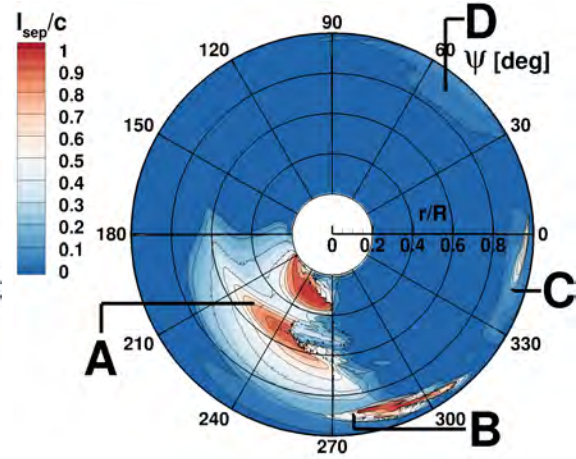


FIGURE 6.7 – Cartographie de la longueur du décollement l_{sep}/c de la condition de vol 293 (7A).

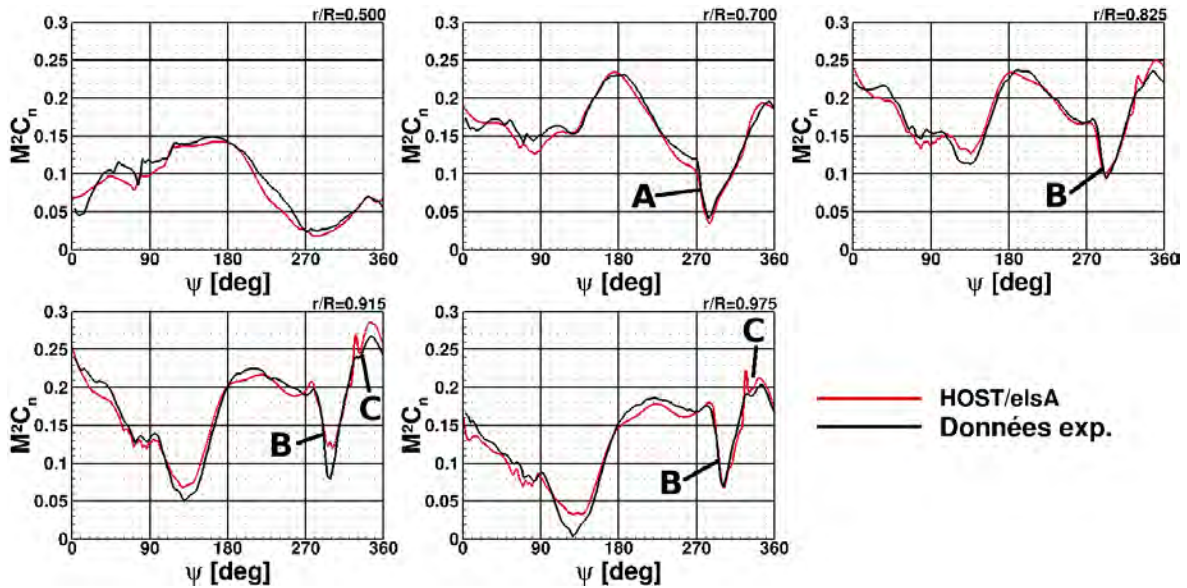


FIGURE 6.8 – Coefficient de force normale M^2C_n déterminé par le calcul de couplage pour la condition de vol 293 (7A) sur les sections instrumentées lors des essais en soufflerie.

L'évènement de décrochage de la région A est responsable de la variation en portance et en moment de tangage entre $\psi = 210$ deg et 290 deg sur les sections à $r/R = 0.5$ et $r/R = 0.7$. De la même manière, le décollement de bord d'attaque en extrémité pour 225 deg $\leq \psi \leq 315$ deg (région B) est responsable de la chute de portance et des moments à piquer autour de $\psi = 280 - 300$ deg pour les sections telles que $r/R \geq 0.825$. La région C voit un décollement de longueur supérieure à $l_{sep}/c = 0.5$. Ainsi même si l'écoulement n'est pas décollé sur l'ensemble de l'extrados de la pale entre $\psi = 330$ deg et 360 deg en extrémité de pale, le décollement est suffisamment important pour générer une fluctuation d'effort aérodynamique significative, quoique bien moins intense que celle produite dans la région B. La région D ne subit qu'un bulbe de décollement d'une longueur faible ($l_{sep} \leq 10\%c$). Aucune fluctuation d'effort n'est alors perçue par la pale en extrémité à cause du décollement identifié dans cette région.

Les caractéristiques des différentes régions de décollement observées sur ce point de vol (293) du rotor 7A sont détaillées dans les paragraphes suivants.

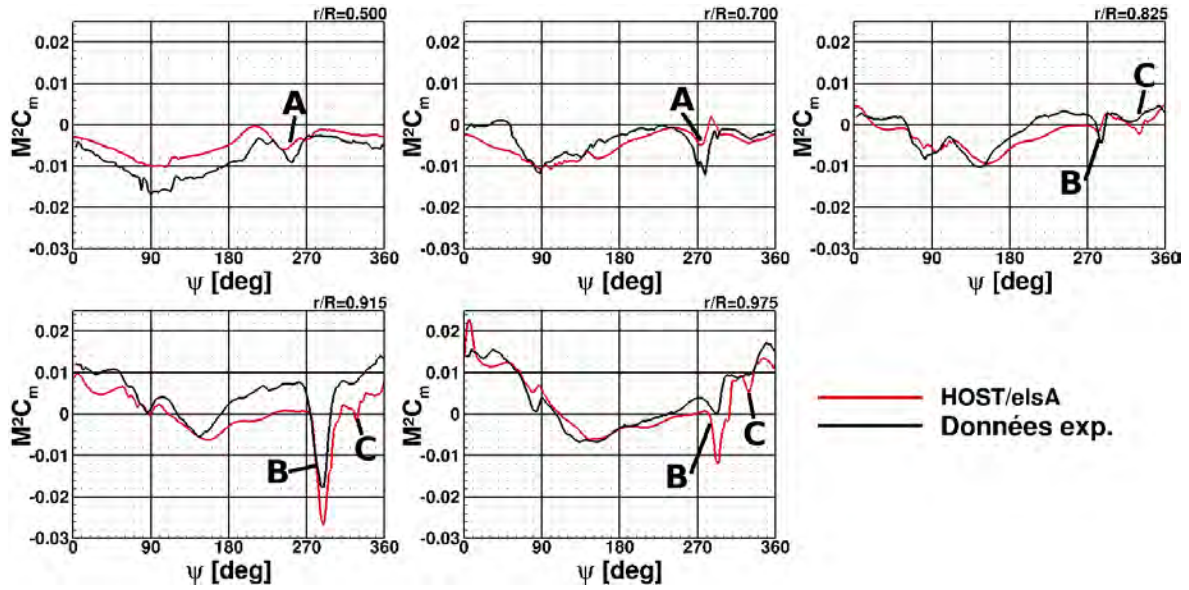


FIGURE 6.9 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ déterminé par le calcul de couplage pour la condition de vol 293 (7A) sur les sections instrumentées lors des essais en soufflerie.

Décollement de bord de fuite

Dans la région A, le décollement se développe à partir du bord de fuite. En effet, le décollement de la couche limite est initié au bord de fuite ($X_{sep}/c = 1$) dès que la pale atteint une position azimutale de $\psi = 170 - 180$ deg à $r/R = 0.5 - 0.6$. Ensuite, lorsque la pale poursuit sa rotation, le point de décollement remonte vers la région de bord d'attaque. Il atteint le bord d'attaque de la pale ($X_{sep}/c \leq 0.2$) à la section $r/R = 0.55$ pour $\psi = 220$ deg. Lorsque ce décollement atteint le bord d'attaque, la couche limite sur l'extrados de la pale entre $r/R = 0.4$ et 0.6 est entièrement décollée et mène au décrochage dynamique observé sur les Figures 6.8 et 6.9. Finalement, l'écoulement recolte rapidement dès $\psi = 270$ deg à partir du bord d'attaque.

Décollement de bord d'attaque

Dans la région B, le décollement de la couche limite est initialement un bulbe de décollement au bord d'attaque de longueur très limitée ($l_{sep}/c < 0.1$), localisé en extrémité entre $220 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$. Ensuite, ce décollement éclate et mène à un décollement massif sur l'extrados (avec $l_{sep} > 90\%c$) entre $\psi = 270 \text{ deg}$ et 310 deg . C'est donc un décrochage par éclatement de bulbe qui se produit dans la région B.

Dans la région C, un petit décollement de taille limitée où $l_{sep} < 10\%c$ est également observé au niveau du bord d'attaque de l'extrémité de pale pour un azimut ψ entre 330 et 360 deg. Puis ce décollement se développe et s'étend. Néanmoins, celui-ci s'étend moins brutalement que le décollement de la région B : il n'y a pas d'éclatement du bulbe de décollement. Si le décollement ne se développe pas sur toute la surface supérieure de l'extrémité de pale, il est suffisamment important pour perturber le comportement aérodynamique de la pale dans cette région (C) justifiant les fluctuations d'efforts en extrémité (Figures 6.8 et 6.9).

Décollement en pied de choc

Dans la région D, on observe un décollement en pied de choc (X_{sep}/c entre 0.2 et 0.35). En effet, ce décollement est localisé en pale avançante, où les vitesses vues par la pale augmentent par composition des vitesses de rotation et d'avancement. Celles-ci peuvent induire un écoulement transsonique avec ondes de chocs en extrémité de pale. Afin de vérifier la présence d'écoulements supersoniques, il est possible d'utiliser le coefficient de pression critique $K_{p,crit}$ qui correspond

au coefficient de pression à un nombre de Mach de 1 tel que $K_{p,crit} = \frac{2}{\gamma M} [(\frac{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2}{\frac{\gamma+1}{2}})^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1]$ où le nombre de Mach amont est défini par $M = U_T/a$. Ainsi, lorsque $K_p - K_{p,crit} < 0$, l'écoulement est supersonique et, de la même manière, lorsque $K_p - K_{p,crit} > 0$, l'écoulement est subsonique. La Figure 6.10 représente la valeur de $K_p - K_{p,crit}$ ainsi que les lignes de frottement sur l'extrados d'une extrémité de pale à $\psi = 45$ deg, c'est-à-dire lorsqu'elle est dans la région D.

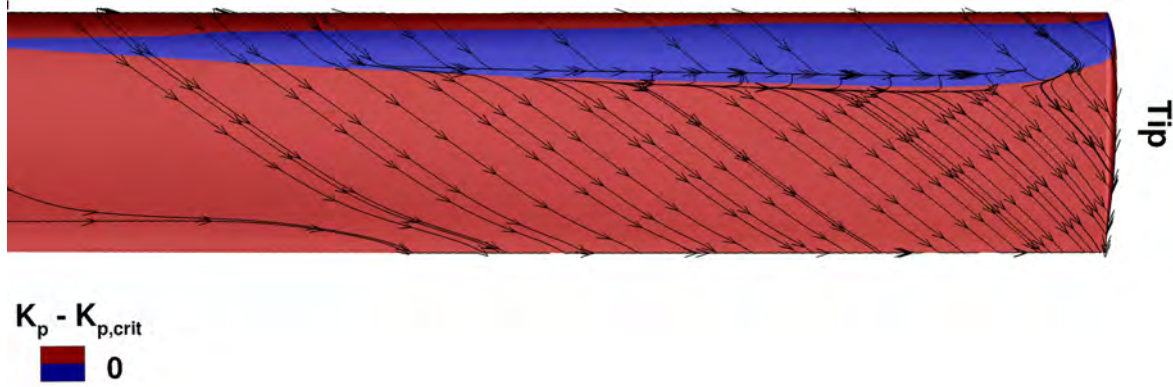


FIGURE 6.10 – Valeur de la différence $K_p - K_{p,crit}$ et lignes de frottement sur la surface d'une extrémité de pale à $\psi = 45$ deg en condition de vol 293 (7A).

Dans la région D, le décollement, matérialisé par la recirculation visible sur les lignes de frottement, se situe au niveau de la zone de recompression, c'est-à-dire le passage de l'écoulement supersonique à un régime subsonique : $K_p - K_{p,crit}$ passe d'une valeur négative (*bleu*) à positive (*rouge*) dans la Figure 6.10, montrant ainsi clairement que cette recirculation est due au gradient de pression adverse à travers l'onde de choc (interaction choc-couche limite).

La Figure 6.11 illustre, en *rouge*, les décollements sur l'extrados d'une section en extrémité de pale (x/c) au cours de sa rotation. Seule la section à $r/R = 0.915$ est représentée puisqu'elle a été instrumentée lors des essais en soufflerie et qu'elle subit les trois décollements de la couche limite dans les régions B, C et D observés sur les Figures 6.8 et 6.9. La position des régions supersoniques sur l'extrados (définies comme $K_p - K_{p,crit} > 0$) sont également indiquées en pointillé sur la Figure 6.11.

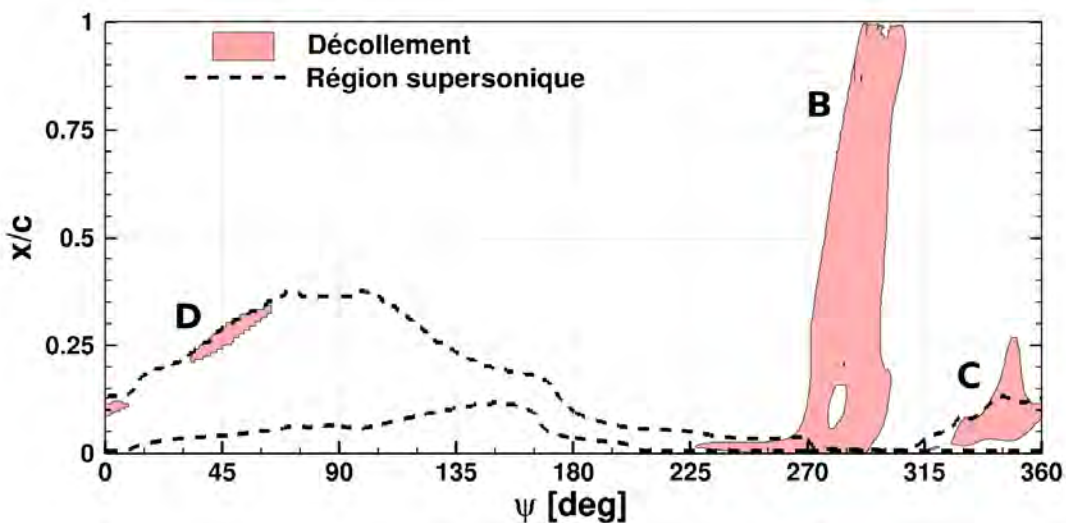


FIGURE 6.11 – Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite en condition de vol 293 (7A)

En pale avançante, dans la région D : $30 \text{ deg} \leq \psi \leq 60 \text{ deg}$, comme pour la pale à $\psi = 45$ deg illustrée en Figure 6.10, le décollement se produit au niveau de la recompression (passage de

l'écoulement supersonique à subsonique) caractéristique d'une onde de choc. On remarque également que les décollements dans les régions B et C sont également initiés dans les zones supersoniques.

Bulbe de décollement laminaire

Nous avons précisé dans le chapitre précédent qu'un calcul prenant en considération la transition de la couche limite a été réalisé sur cette configuration de vol (293) mais que ces calculs n'ont pas été déployés sur les autres conditions de vol. Néanmoins, il est possible d'analyser plus en détail la solution obtenue par cette simulation. En effet, celle-ci fournit des informations sur l'état de la couche limite qui ne sont pas accessibles par les calculs turbulents, notamment la présence de bulbes de décollement laminaire.

En effet, dans la région B, un comportement similaire à la formation d'un bulbe de décollement laminaire est identifié au bord d'attaque de l'extrémité de pale à $\psi = 225$ deg. Ce bulbe éclate et mène au décrochage autour de $\psi = 290$ deg. Nous avons donc utilisé ces calculs pour déterminer l'état de la couche limite au point de décollement. Ces informations sont présentées sur la Figure 6.12.

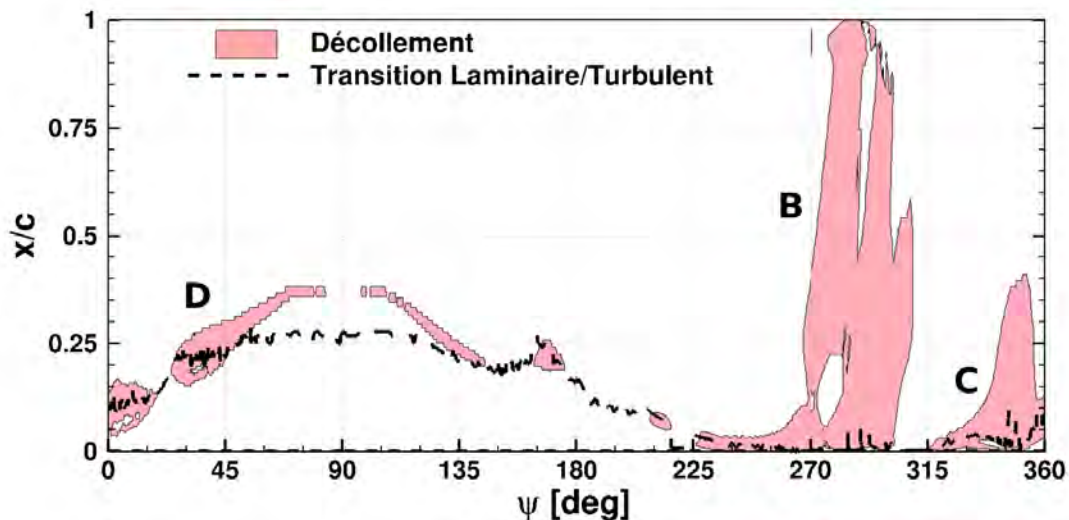


FIGURE 6.12 – Etat de l'écoulement lors des décollements de la couche limite en condition de vol 293 (7A). Calcul avec prise en compte de la transition vers la turbulence.

Cette figure représente la position des décollements sur la section à $r/R = 0.915$ et la position de la transition de la couche limite, définie par l'intermittence (qui vaut 0 pour un écoulement laminaire et 1 lorsqu'il est turbulent). Des décollements de longueur particulièrement faibles ($l_{sep} < 5\%c$) sont obtenus pour une pale positionnée entre $\psi = 90$ deg et $\psi = 220$ deg alors qu'il ne sont pas observés sur le calcul turbulent. La Figure 6.12 montre que ces décollements se produisent alors que la couche limite est laminaire, à l'exception du décollement se formant au niveau d'une onde de choc entre $\psi = 90$ deg et 150 deg. Puis la transition vers la turbulence permet le recollement de la couche limite menant à ces décollements peu développés sur la pale dans la direction de la corde. Pour $225 \text{ deg} \leq \psi < 270 \text{ deg}$, seul un bulbe de décollement laminaire est observé avec un décollement laminaire au bord d'attaque ($x/c = 0$) et un recollement turbulent à $x/c = 0.05$. Puis ce bulbe de décollement laminaire éclate et mène au décrochage dynamique. Ce décollement est bien prévu dans les calculs turbulents. Cela montre que, malgré le fait qu'un bulbe de décollement laminaire semble impliqué dans le processus du décrochage dynamique, le gradient de pression est suffisamment intense pour que le décrochage survienne même en tout-turbulent. Il en est probablement de même pour les phénomènes de décrochage de bord d'attaque obtenus sur les autres conditions de vol considérées dans cette thèse.

En conclusion, sur la configuration de vol utilisée comme référence, le point de vol 293 (7A)², les régions de décollement observées sur le disque rotor sont multiples. Elles peuvent apparaître dans des environnements aérodynamiques très différents (haute vitesse et incidence faible en pale avançante ou basse vitesse et incidence élevée en pale reculante). Les décollements ont également des topologies différentes : décollement de bord de fuite, de bord d'attaque, éclatement de bulbe laminaire et décollement en pied d'onde de choc. Néanmoins, tous les décollements ne mènent pas à des événements de décrochage dynamique puisque, par exemple, la longueur du décollement ne dépasse pas les 10% de la longueur de corde en pale avançante.

6.1.3 Caractérisation des régions de décollement et de décrochage sur le disque rotor pour les différentes conditions de vol sélectionnées

Nous avons identifié les différentes régions de décollement de la couche limite pour la condition de vol 293 (7A)² issue des essais en soufflerie sur le rotor 7A. Ce paragraphe a pour objectif d'identifier l'influence de différents paramètres de vol sur les décollements observés sur la pale au cours de sa rotation et sur le décrochage. Pour cela, nous allons analyser les solutions obtenues par les calculs de couplage sur les points de vol sélectionnés dans le Chapitre 3.

Effet de la vitesse de rotation du rotor à des conditions de vol fixées

Rappel

- **Cas 494** : $M_{\Omega R} = 0.676$, $\mu = 0.288$, $\bar{Z} = 18.2$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 293** : $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$, $\bar{Z} = 20.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 389** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Tout d'abord, comme cela a été présenté dans le Chapitre 3, les points de vol 494 (7A)², 293 (7A)² et 389 (7A)² correspondent à une augmentation de la charge adimensionnée du rotor par la réduction de la vitesse de rotation du rotor Ω en maintenant les forces de propulsion F_x (donc la vitesse d'avancement U_∞) et de sustentation F_z constantes. En effet, la vitesse locale de la pale étant réduite (par la réduction de la vitesse de rotation à vitesse d'avancement constante), pour maintenir F_x et F_z , il est nécessaire d'augmenter les incidences et donc la charge de la pale. Ainsi, lorsque la vitesse de rotation est réduite, les événements de décrochage dynamique s'intensifient.

Nous avons tracé les cartographies caractérisant les régions décollées sur le disque rotor pour ces trois points de vol. La Figure 6.13 représente l'évolution des régions de décollement, plus précisément du point de décollement X_{sep}/c , lorsque Ω est réduit, tandis que la Figure 6.14 illustre l'évolution de la longueur des décollements, l_{sep}/c .

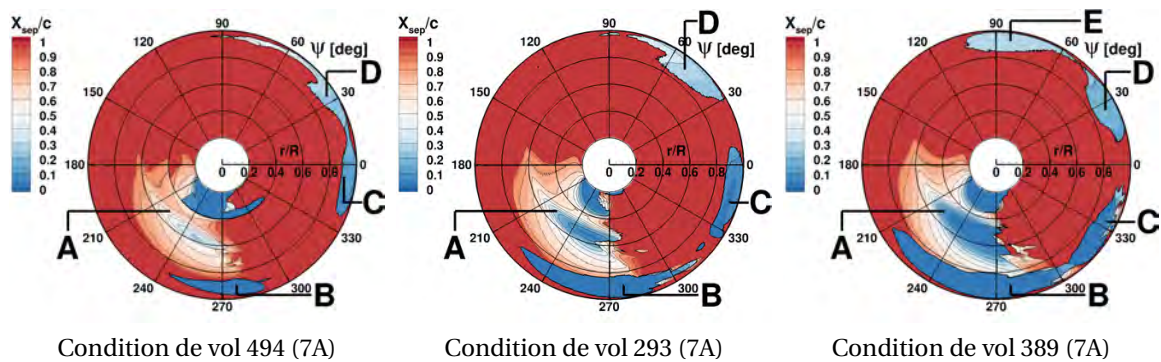


FIGURE 6.13 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

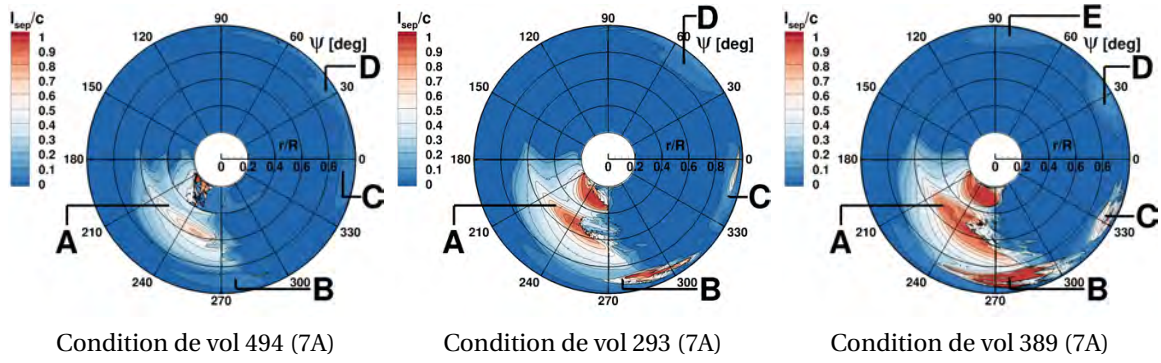


FIGURE 6.14 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

Globalement, les mêmes régions de décollement se retrouvent sur ces trois conditions de vol : les régions A, B, C et D. Une région supplémentaire, notée E, est également obtenue en pale avançante ($\psi = 90 \text{ deg}$) pour le cas 389 (7A) avec $M_{\Omega R} = 0.616$. Néanmoins, la position et l'étendue azimutale des décollements diffèrent selon la vitesse de rotation du rotor. En effet, plus la vitesse de rotation du rotor est réduite à propulsion et sustentation constantes, plus la région de la pale reculante du disque rotor ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$) est décollée. Cela s'explique notamment par l'augmentation de l'incidence de la pale lorsque Ω diminue. Ceci s'observe sur la Figure 6.15 qui représente l'évolution de l'angle de pas selon la vitesse de rotation de la pale. L'angle de pas maximal en pale reculante pour le cas 494 (7A) est de 12.4 deg alors qu'il atteint 16.5 deg lorsque la vitesse de rotation est réduite à $M_{\Omega R} = 0.616$, c'est-à-dire pour le point de vol 389 (7A). Précisons que l'angle de pas diffère de l'angle d'incidence réel vue par la pale au cours de sa rotation. Les effets induits par l'écoulement et la déformation de la pale ne sont pas considérés ici. Néanmoins, l'augmentation du pas représente bien la contribution principale de l'augmentation de l'incidence des pales.

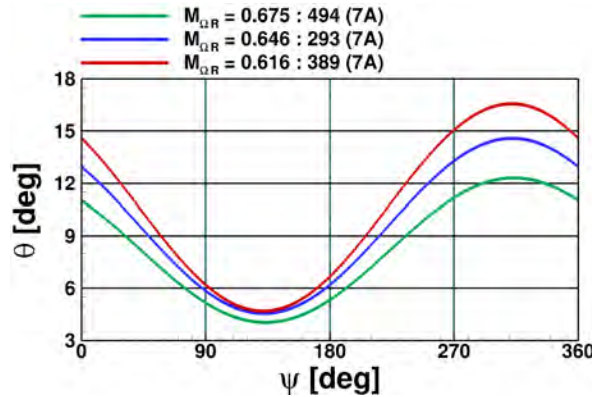


FIGURE 6.15 – Évolution de l'angle de pas θ lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

Le décollement de la couche limite sur la pale entre $0.4 \leq r/R \leq 0.8$ dans le 3^{ème} quadrant du disque rotor ($180 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$) est obtenu pour les trois cas considérés : la région A. La topologie est la même que celle du point de vol 293 (7A), présenté dans le paragraphe précédent, qui est la configuration avec la vitesse de rotation intermédiaire. Le décollement dans la région A est un décollement de bord de fuite. En effet, la couche limite décolle au bord de fuite à $r/R = 0.6$, pour $165 \text{ deg} \leq \psi \leq 180 \text{ deg}$, selon le cas de vol, puis le point de décollement se déplace vers le bord d'attaque lorsque la pale poursuit sa rotation. La Figure 6.13 met également en évidence l'influence de $M_{\Omega R}$ sur le mouvement de la région de décollement vers le bord d'attaque. Ainsi, le point de décollement n'atteint pas le bord d'attaque avec la vitesse de rotation la plus élevée, le

cas 494 (7A) : le point de décollement le plus près du bord d'attaque atteint est à $X_{sep}/c = 0.3$ à la section $r/R = 0.5$ pour $\psi = 250$ deg (Figure 6.13). Au contraire, le décollement atteint le bord d'attaque, $X_{sep}/c \approx 0$, pour les deux autres cas considérés (293 et 389). Comme les incidences sont plus élevées lorsque Ω est réduit (Figure 6.15), le bord d'attaque est atteint plus tôt, c'est-à-dire à une position azimutale plus faible. Pour la section à $r/R = 0.55$, le point de décollement atteint le bord d'attaque à $\psi = 225$ deg pour le cas à la vitesse de rotation modérée, 293 (7A), et à $\psi = 210$ deg pour la vitesse de rotation la plus faible, 389 (7A). Lorsque le bord d'attaque est atteint pour les cas 293 (7A) et 389 (7A), l'écoulement est entièrement décollé sur l'extrados de la section considérée (Figure 6.14). C'est le décrochage dynamique. Il est responsable des variations d'efforts aérodynamiques observées sur les Figures 3.28 et 3.29, pour $r/R = 0.5$ et 0.7 , alors qu'aucun évènement de décrochage n'est observé dans cette région sur les efforts aérodynamiques du cas 494 (7A). De plus, le décollement s'étend radialement, contaminant les sections plus proches de l'emplanture et de l'extrémité.

Intéressons-nous maintenant aux régions de décollement situées en extrémité de pale. La Figure 6.16 illustre les décollements B, C, D et E sur la section à $r/R = 0.915$, ainsi que le nombre de Mach amont local et les régions supersoniques sur l'extrados de cette même section. Sur cette figure, il est aussi possible de corréler les décollements massifs avec les fluctuations du moment de tangage ($M^2 C_m$) également représenté.

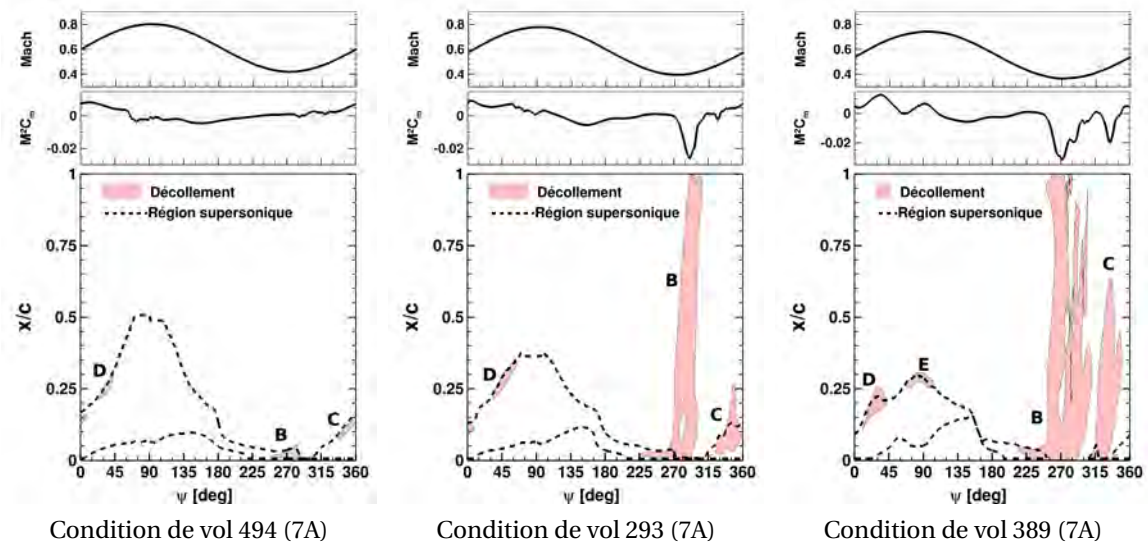


FIGURE 6.16 – Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

L'extrémité de pale est, tout d'abord, concernée par la deuxième région de décollement identifiée (région B) pour $210 \text{ deg} \leq \psi \leq 310 \text{ deg}$. Celle-ci a déjà été identifiée sur le point de vol 293 (7A)³ et elle est également observée sur les deux autres configurations avec des vitesses de rotation du rotor plus élevées (point de vol 494) et plus faibles (point de vol 389). Le décollement dans cette région est, pour la condition 293 (7A), un bulbe de décollement qui éclate à $\psi = 270$ deg et mène au décrochage des sections en extrémité de pale. Le bulbe de décollement de longueur limitée ($l_{sep}/c < 0.1$) est également observé pour les deux autres conditions de vol comparées sur les Figures 6.13 et 6.14. Néanmoins, ce bulbe de décollement ne mène au décrochage de l'extrémité de pale ($l_{sep}/c > 0.7$) que pour les deux configurations avec les plus faibles vitesses de rotation du rotor, c'est-à-dire pour 293 (7A) et 389 (7A)³, comme présenté sur la Figure 6.14. Dans les calculs de couplage, le bulbe de décollement ne mène pas au décrochage dynamique en extrémité dans la région B pour le cas 494 (7A)³. Néanmoins, nous avons constaté la présence d'une variation de moment de tangage relative à un décrochage en moment sur les efforts aérodynamiques

3. Annexe A.

expérimentaux qui n'est pas obtenue dans la simulation (Figure 5.22). Il est donc envisagé que la simulation sous-estime l'étendue en corde du décollement en extrémité pour cette condition de vol. Rappelons-nous que lors des calculs prenant en compte la transition laminaire-turbulent, le bulbe de décollement à l'origine du décrochage dans la région B du point de vol 293 (7A) était décrit comme laminaire. Pour ce cas (293), les gradients de pression sont suffisamment intenses pour que le calcul turbulent soit en mesure de prévoir le décrochage. Mais cela nous amène à nous interroger sur les effets de la prise en compte de la transition sur la prévision des décollements, et sur l'accord des simulations avec les essais, pour le cas 494 (7A). En effet, pour ce cas, les gradients de pression seront a priori plus faibles et l'influence de la transition de la couche limite pourrait être plus importante.

Le décollement dans la région C, à la fin du 4^{ème} quadrant ($320 \text{ deg} \leq \psi \leq 10 \text{ deg}$) en extrémité, est observé pour les trois configurations (Figure 6.13). Ce décollement est initié dans tous les cas au niveau de la recompression suite à la région supersonique (Figure 6.16). Néanmoins, si pour le cas 494 (7A), la couche limite décolle puis recolle presque immédiatement ($l_{sep} < 10\%c$ sur la Figure 6.14), le décollement se développe plus en aval pour les deux autres conditions de vol. En effet, lorsque la pale poursuit sa rotation (ψ augmente) pour le cas 293 (7A), le décollement s'étend sur l'extrados jusqu'à atteindre 30% de corde et pour le cas 389 (7A), le bulbe s'étend jusqu'à devenir un décollement massif ($l_{sep}/c > 0.6$) sur l'extrados et génère des fluctuations d'efforts aérodynamiques bien plus importantes que les deux autres conditions de vol entre $\psi = 320 \text{ deg}$ et 360 deg (Figure 6.16).

Le décollement en région D est quelque peu différent selon la vitesse de rotation Ω , notamment son emplacement sur le disque rotor. Plus la vitesse de rotation est élevée, plus la région D se déplace vers l'arrière du disque rotor ($\psi = 0$). Néanmoins, dans tous les cas, les décollements se situent au niveau de la recompression par l'onde de choc formée en pale avançante comme illustré sur la Figure 6.16.

Finalement, pour la vitesse de rotation la plus faible (389), le décollement de la couche limite en pied de choc en pale avançante est suivi d'un second lobe de décollement distinct à $\psi = 90 \text{ deg}$ (la région E) (Figure 6.13), le premier (la région D) étant autour de $\psi = 30 \text{ deg}$. La Figure 6.16 montre également que les décollements en pale avançante s'étendent de plus en plus dans la direction de la corde lorsque Ω est réduit. Pour le cas 389 (7A), la Figure 6.16 illustre également la corrélation entre les moments à cabrer ($M^2 C_m \geq 0$) en pale avançante (à $\psi = 30 \text{ deg}$ et $\psi = 90 \text{ deg}$) et les décollements de la couche limite (D et E). Cependant, dans aucun des cas, les décollements dans cette région n'atteignent une étendue (dans la direction de la corde : l_{sep}/c) suffisante pour engendrer le décrochage (Figure 6.14).

Augmentation de la vitesse d'avancement U_∞

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 430** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.47$, $\bar{Z} = 19.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Nous avons vu dans le Chapitre 3, notamment par les Figures 3.24 et 3.25, que l'augmentation du paramètre d'avancement (à vitesse de rotation constante), donc de la vitesse d'avancement U_∞ , entraîne une augmentation considérable de l'intensité des événements de décrochage dynamique subis par l'extrémité de la pale. En effet, la région de décrochage, en $M^2 C_n$ et $M^2 C_m$, entre $\psi = 180 \text{ deg}$ et $\psi = 360 \text{ deg}$ devient de plus en plus étendue avec l'augmentation de U_∞ : le décrochage intervient de plus en plus tôt. La configuration passe d'un décrochage simple (384 (7A)⁴ : $\mu = 0.314$) à un double décrochage (405 (7A)⁴ : $\mu = 0.42$). Pour la condition 430 (7A)⁴, avec $\mu = 0.47$, des oscillations de moment de tangage sont observées pour la section à $r/R = 0.915$. Les

4. Annexe A.

cartographies du point de décollement et de la longueur maximale des décollements de ces trois conditions de vol sont représentées sur les Figures 6.17 et 6.18. Ces figures montrent une augmentation de la proportion du disque rotor soumis au décollement de la couche limite au cours de la rotation des pales avec l'augmentation de μ . En effet, la région décollée se déclenche de plus en plus tôt et le recollement se produit de plus en plus tard. Ceci explique les observations faites sur le moment de tangage.

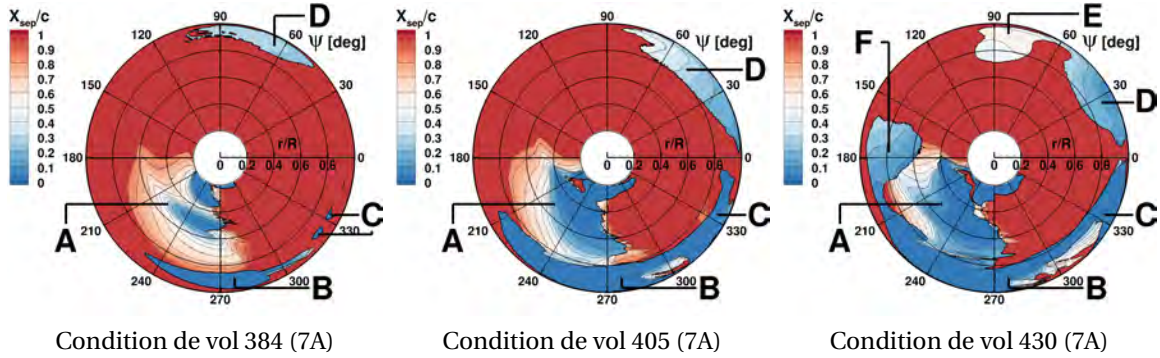


FIGURE 6.17 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c lorsque la vitesse d'avancement augmente.

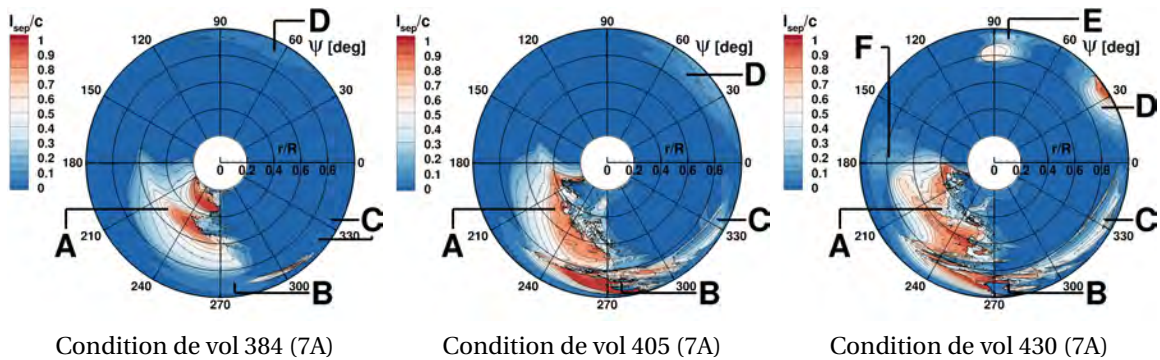


FIGURE 6.18 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c lorsque la vitesse d'avancement augmente.

La région de décrochage identifiée précédemment entre $0.4 \leq r/R \leq 0.8$ dans le 3^{ème} quadrant (région A) est à nouveau observée dans les trois conditions de vol étudiées dans ce paragraphe (384 (7A) - 405 (7A) - 430 (7A)). De plus, pour ces trois configurations, cette région mène au développement du décrochage dynamique puisque le décollement de bord de fuite remonte jusqu'au bord d'attaque ($X_{sep}/c = 0$) dès $\psi = 220^\circ$ pour le cas 384 (7A) d'après la Figure 6.17. Une fois le bord d'attaque atteint l'écoulement sur l'extrados de la section est alors entièrement décollé ($l_{sep}/c \approx 1$). De plus, lorsque le paramètre d'avancement μ augmente, la région de décrochage au sein de la région A s'étend sur le disque rotor en azimuth et en rayon (Figure 6.18). Cela signifie que non seulement la région décrochée est observée plus longtemps au cours de la rotation mais aussi sur une portion de pale plus importante. En effet, pour $\mu = 0.314$ (384), le décrochage est initié ($l_{sep}/c > 0.7$) pour la section à $r/R = 0.5$ à une position azimutale de la pale de $\psi = 220^\circ$ alors que pour $\mu = 0.47$ (430) le décrochage commence pour cette même section dès $\psi = 180 - 190^\circ$.

L'extrémité de pale est concernée par plusieurs régions de décollement (les régions B, C, D et E). La Figure 6.19 illustre à la fois la position des décollements de la couche limite, le nombre de Mach amont local, le coefficient de moment de tangage et la position des écoulements supersoniques sur l'extrados de la section à $r/R = 0.915$ de la pale au cours de sa rotation pour les trois conditions de vol traitées dans ce paragraphe.

Le décollement de bord d'attaque dans la région B, pour un nombre de Mach compris entre $M = 0.3$ et 0.4 , présente une topologie similaire à celle déjà observée dans le paragraphe précé-

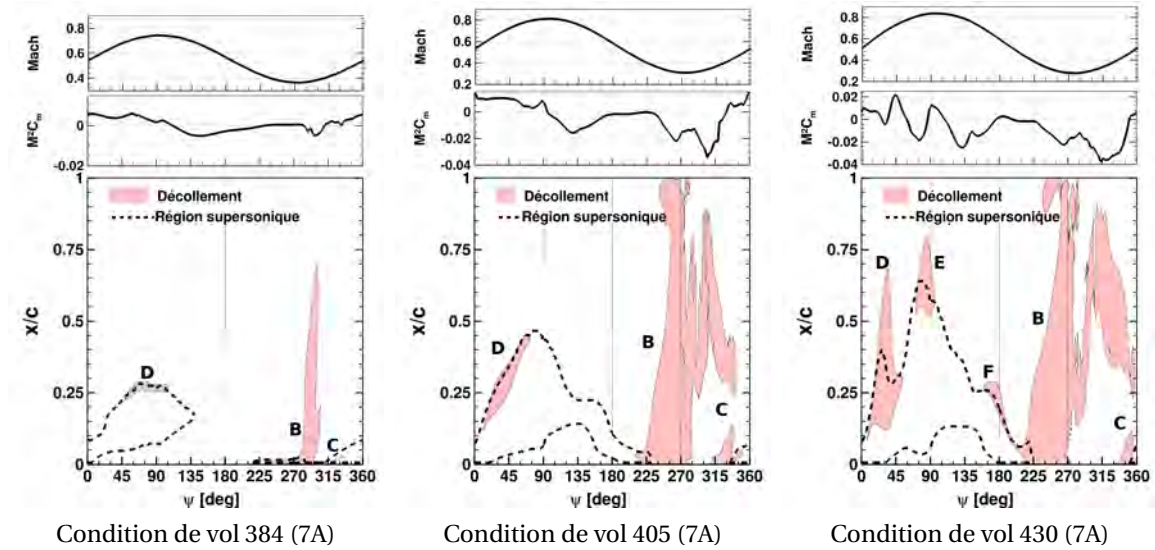


FIGURE 6.19 – Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque la vitesse d'avancement augmente.

dent. Dans un premier temps, un bulbe de décollement de taille $l_{sep} > 10\%c$ apparaît au niveau de la région supersonique au bord d'attaque. Puis ce décollement s'étend brusquement pour obtenir un décollement massif sur l'ensemble de la section considérée ($l_{sep}/c \approx 1$). Lorsque la vitesse d'avancement augmente, l'éclatement du bulbe de décollement responsable du décrochage (et du moment à piquer observé sur la Figure 6.19) dans la région B se produit de plus en plus tôt. Il se produit à $\psi = 285$ deg pour le cas 384 (7A) et à $\psi = 215$ deg pour le cas 430 (7A) (Figure 6.18). Cela est dû notamment au fait que le bulbe de décollement s'observe de plus en plus tôt sur le disque rotor mais pas seulement. En effet, l'éclatement du bulbe se fait également de plus en plus tôt dans l'histoire du bulbe, autrement dit, la durée de vie du bulbe avant l'éclatement est de plus en plus courte. Ainsi, un bulbe tel que $l_{sep}/c < 0.1$ est observé pendant $\Delta\psi = 50$ deg pour la condition 384 (7A) contre seulement $\Delta\psi = 10$ deg (entre $\psi = 205$ deg et $\psi = 215$ deg) pour la condition de vol 430 (7A).

Le décollement en extrémité dans le 4^{ème} quadrant (région C où $0.4 \leq M \leq 0.5$) se développe lorsque μ augmente. En effet, pour $\mu = 0.314$ (384), les décollements observés dans cette région se caractérisent par la présence de deux bulbes de décollement successifs et distincts pour $0.9 \leq r/R \leq 0.95$: l'un à $\psi = 320$ deg et le second à $\psi = 330$ deg. Ces bulbes de décollement sont localisés dans la recompression au bord d'attaque autour de la ligne sonique et ne dépassent pas, dans ce cas, une longueur de $l_{sep}/c = 0.05$. En revanche, lorsque μ augmente, le décollement dans cette région se développe et un décollement massif ($l_{sep}/c > 0.5$) se forme sur toute l'extrémité de pale $r/R > 0.8$ pour $300 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ (405 - 410). Ces décollements sont responsables du second décrochage en moment observé sur l'évolution du M^2C_m . Deux décollements successifs en corde sont obtenus par l'outil de détection des décollements dans cette région C (Figure 6.19). Ceci est révélateur d'un écoulement massivement décollé donnant lieu à une succession de lâchers tourbillonnaires.

Le décollement en pale avançante dans la région D, c'est-à-dire en extrémité de pale ($r/R > 0.8$) pour $0 \text{ deg} \leq \psi \leq 90 \text{ deg}$, dans la région où le nombre de Mach est maximal $M \geq 0.6$, se déplace lorsque la vitesse d'avancement est modifiée. En effet, celui-ci se produit de plus en plus tôt (vers l'arrière du disque rotor $\psi = 0$ deg) lorsque la vitesse U_∞ augmente. Ceci s'explique par la position de l'onde de choc. En effet, la Figure 6.19 montre que le décollement de la région D se situe au niveau de la recompression liée à une onde de choc. Or, plus la vitesse d'avancement augmente, plus la vitesse en pale avançante augmente également. Ainsi, la région supersonique apparaît de plus en plus tôt et provoque un décollement par interaction choc-couche limite. De plus, plus la vitesse d'avancement est élevée, plus le décollement observé en région D est étendu dans la

direction de la corde (l_{sep}/c) comme illustré sur la Figure 6.18. Pour la condition 384 (7A)⁵ avec $\mu = 0.314$, la longueur du décollement à $\psi = 60 - 90$ deg en extrémité (Figure 6.17) est de l'ordre de $l_{sep}/c = 0.1$ contre $l_{sep}/c = 0.2 - 0.3$ pour le cas 405 et un décollement massif de la couche limite sur l'extrados ($l_{sep}/c = 0.5$) pour le cas avec $\mu = 0.47$ (430).

Pour la vitesse la plus élevée choisie ($\mu = 0.47$, le point de vol 430), une région de décollement supplémentaire (région E) se forme en pale avançante autour de $\psi = 90$ deg (Figure 6.18). Cette région se situe également au niveau de l'onde de choc formée sur l'extrados (Figure 6.19). Néanmoins, rappelons que nous avons vu dans le chapitre précédent que les simulations HOST/elsA sur-estiment les fluctuations de moment de tangage dans les régions D et E pour le cas 430 (7A)⁵ par rapport aux mesures expérimentales (Figures 5.21 et 5.22). Nous en déduisons que la présence d'un décollement dans ces régions est probablement physique mais que celui-ci est certainement plus étendu que lors des essais en soufflerie.

Finalement, une nouvelle région de décollement, qui n'est pas présente pour les conditions 384 (7A) et 405 (7A)⁵, apparaît à plus grande vitesse pour la condition de vol 430 (7A). C'est la région notée F sur les Figures 6.17 et 6.18. Elle se situe en extrémité de pale pour $160 \text{ deg} \leq \psi \leq 190 \text{ deg}$. Cette région n'est, dans cette condition, qu'un bulbe de décollement de longueur limitée ($l_{sep}/c < 0.2$) se formant en pied de choc. D'après la Figure 6.19, ce décollement se raccroche au bulbe de décollement observé avant le décrochage en région B pour les cas précédents. La différence est que les vitesses dans la condition de vol 430 (7A) sont telles que l'onde de choc à $\psi = 165 \text{ deg}$ provoque le décollement de la couche limite alors que pour les conditions 384 (7A) et 405 (7A), un tel décollement n'était pas observé avant $\psi = 210 \text{ deg}$ (dans la région B). Cependant, ce décollement de la couche limite ne génère pas de variation des efforts aérodynamiques (notamment $M^2 C_m$) et ne constitue donc pas un événement de décrochage dynamique. Notons que la fréquence d'apparition des lobes de décollement entre $\psi = 330 \text{ deg}$ et $\psi = 180 \text{ deg}$ (les régions C, D, E et F) est de $\approx 6/\text{rev}$, c'est-à-dire une fréquence similaire à celle du mode de torsion dominant. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous aborderons l'influence de la réponse aéroélastique de la pale sur le décrochage dynamique.

Augmentation de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$

Rappel

- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$
- **Cas 410** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$

Rappelons rapidement l'influence sur le décrochage dynamique de la charge rotor ($\bar{Z}$) à vitesse d'avancement et de rotation du rotor constantes. Lorsque $\bar{Z}$ augmente, l'incidence de la pale augmente également, favorisant le développement du décrochage dynamique. Ceci a été montré dans le Chapitre 3 notamment par la présentation des événements de décrochage dynamique sur les efforts aérodynamiques (Figures 3.30 et 3.31). L'évolution des régions décollées lorsque la charge rotor augmente est représentée sur les Figures 6.20 et 6.21. Ces cartographies représentent, respectivement, la position des décollements de la couche limite et leur longueur.

Lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente (de $\bar{Z} = 18.98$ pour la condition 405 à $\bar{Z} = 21.84$ pour le cas 410), le décrochage de bord de fuite dans la région A entre $\psi = 180$ et 270 deg ne se déplace pas sur le disque rotor. Il se situe entre $0.4 \leq r/R \leq 0.8$ pour une pale entre $\psi = 180 \text{ deg}$ et $\psi = 270 \text{ deg}$. Néanmoins, le décollement de la couche limite remonte plus rapidement vers le bord d'attaque lorsque $\bar{Z}$ augmente. En effet, pour $\bar{Z} = 18.98$, le décollement atteint le bord d'attaque $X_{sep}/c = 0$ (Figure 6.20) pour la section à $r/R = 0.4$ à la position azimutale $\psi = 190 \text{ deg}$ contre $\psi = 180 \text{ deg}$ lorsque $\bar{Z} = 21.84$ (410). Ainsi, le décrochage ($l_{sep}/c > 0.7$, Figure 6.21) se développe plus tôt lorsque $\bar{Z}$ augmente. À la section $r/R = 0.6$, le décollement dépasse

5. Annexe A.

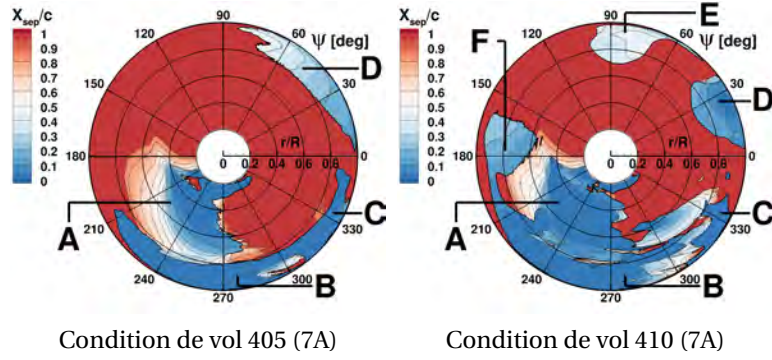


FIGURE 6.20 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.

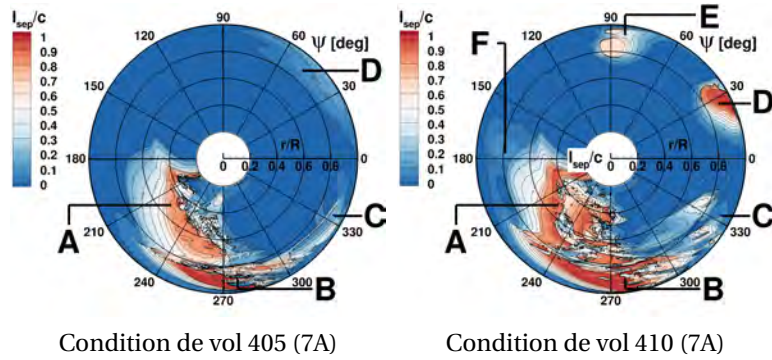


FIGURE 6.21 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.

$l_{sep}/c > 0.7$ à $\psi = 225$ deg pour le cas 405 (7A)⁶ alors qu'il dépasse ce seuil à seulement $\psi = 210$ deg quand $\bar{Z} = 21.84$ (410). De plus, le décollement s'étend plus rapidement en envergure au cours de la rotation lorsque la charge rotor est plus élevée. D'après la Figure 6.21, la portion de pale entre $0.4 \leq r/R \leq 0.8$ est entièrement décollée dès $\psi = 225$ deg pour le cas 410 (7A)⁶ alors que cela ne se produit qu'à une position azimutale de $\psi = 250$ deg pour $\bar{Z} = 19$ (405).

Le décollement de bord d'attaque en région B sur le cas 405 (7A) est également observé lorsque la charge rotor augmente de $\bar{Z} = 18.98$ à $\bar{Z} = 21.84$ pour le cas de vol 410 (Figures 6.20 et 6.21). La topologie de ce décollement de bord d'attaque pour le cas 410 (7A) est très similaire à celle du décollement observé dans cette région pour le cas 430 (7A)⁶ à grande vitesse. Comme pour le cas 430 (7A), la durée de vie du bulbe de décollement avant son éclatement en décrochage est plus courte ($\Delta\psi = 5 - 10$ deg) que pour le cas 405 (7A) ($\Delta\psi = 20$ deg).

Le décollement en région C, en extrémité de pale dans le 4^{ème} quadrant est différent dans les deux configurations. Si pour le cas 405 (7A), ce décollement a une topologie similaire à celle du cas de référence, 293 (7A)⁶, c'est-à-dire la formation d'un décollement de longueur limitée ($l_{sep}/x \approx 0.5$) entre $310 \text{ deg} \leq \psi \leq 340 \text{ deg}$, pour le point de vol 410 (7A) ce décollement se présente sous la forme de deux lobes de décollements pour ψ entre 310 deg et 340 deg . Le premier est localisé entre $0.8 \leq r/R \leq 1$ et le second entre $0.6 \leq r/R \leq 0.8$. De plus, le décollement atteint une longueur plus importante dans la direction de la corde lorsque $\bar{Z}$ est plus élevé, menant aux fluctuations d'efforts aérodynamiques en extrémité ($r/R = 0.915$) autour de $\psi = 330 \text{ deg}$ pour $\bar{Z} = 21.84$ observées lors des essais sur les Figures 3.30 et 3.31.

Le décollement en pale avançante dans la région D en extrémité ($r/R > 0.8$) pour $0 \text{ deg} \leq \psi \leq 90 \text{ deg}$ s'étend dans la direction de la corde lorsque la charge rotor adimensionnée est augmentée. En effet, d'après la Figure 6.21, pour la condition à $\bar{Z} = 18.98$ (405), la longueur de ce décollement

6. Annexe A.

à $\psi = 30$ deg en extrémité (Figure 6.20) ne dépasse pas $l_{sep}/c = 0.3$ alors qu'un décollement massif de la couche limite sur l'extrados ($l_{sep}/c = 1$) est observé pour le point de vol 410 (7A) où $\bar{Z} = 21.84$. De plus, comme pour le cas à vitesse d'avancement élevée dans le paragraphe précédent (430), deux nouvelles régions de décollement (régions E et F) se forment autour de $\psi = 90$ deg et de $\psi = 180$ deg (Figure 6.21) pour le point de vol 410 (7A). La fréquence d'apparition de ces lobes de décollement en pale avançante est autour de 6/rev, c'est-à-dire, encore une fois, proche de la fréquence du mode de torsion dominant. Ces régions de décollement sont comme pour les cas précédents corrélées avec la compression de l'écoulement après une onde de choc. La position de l'onde de choc ainsi que les décollements sur la section à $r/R = 0.915$ sont illustrés dans la Figure 6.22. Si le décollement de la région E est plutôt étendu en corde et génère des fluctuations d'efforts aérodynamiques (M^2C_m représenté sur la Figure 6.22), le décollement de la région F est un bulbe de décollement de longueur limitée ($l_{sep}/c < 0.2$) et ne conduit pas au décrochage dynamique. Rappelons néanmoins que la simulation sur-estime les fluctuations de M^2C_m dans la région D pour la condition de vol 410 (7A) (cf. Figures 5.21 et 5.22).

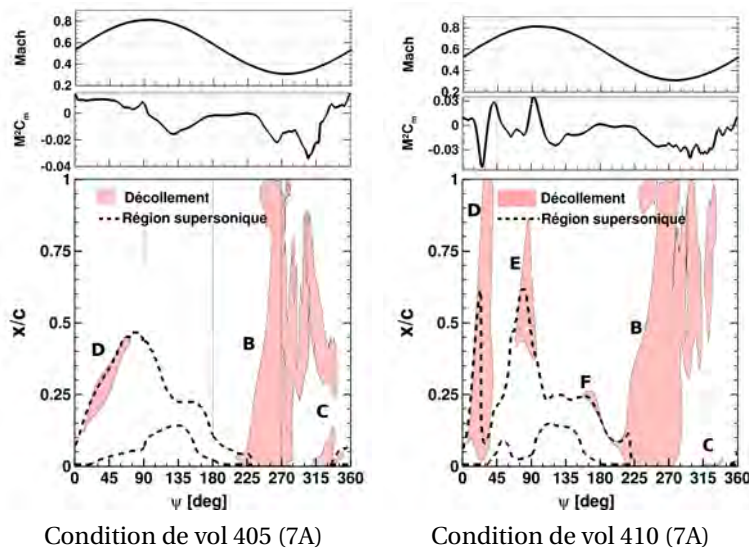


FIGURE 6.22 – Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.

Influence de la géométrie de la pale : 7A et ERATO

Rappel

- **Cas 384** : $M_{QR} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_xS)_f/(S\sigma) = 0.1$

Dans ce paragraphe, nous allons caractériser les décollements de la couche limite et les événements de décrochage dynamique sur une même condition de vol avec deux géométries de pale, la pale 7A et la pale ERATO⁷. Pour rappel, la longueur de la corde de la pale du rotor 7A est constante et vaut $c = 0.14$ m alors que, dès $r/R = 0.85$, la longueur de corde de la pale ERATO est inférieure à celle du rotor 7A. Elle décroît jusqu'à atteindre $c = 0.07$ m en extrémité, soit la moitié de la corde de la pale 7A. Il est intéressant de voir si la simulation numérique est capable de capturer la plus grande sensibilité au décrochage de ce rotor, liée à la réduction de la surface portante en extrémité malgré l'effet de flèche contribuant à réduire le décrochage.

Afin d'évaluer le développement des régions de décollement de la couche limite sur le rotor ERATO par rapport au rotor 7A, la position et la longueur des décollements sur le disque rotor

7. Note : Rappelons qu'une erreur a été commise sur la loi de commande de la simulation HOST/elsA sur la condition de vol 384 (ERATO). Les solutions et analyses sont donc à interpréter avec précaution.

sont comparées entre les deux géométries de pale sur une même condition de vol (384). Pour cela, les cartographies permettant la caractérisation des décollements de la couche limite sont représentées sur les Figures 6.23 et 6.24.

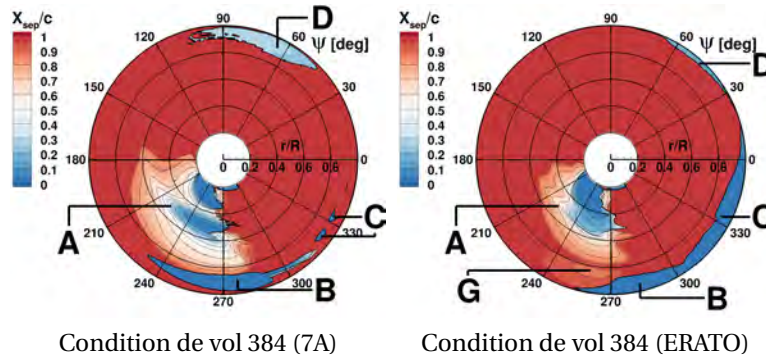


FIGURE 6.23 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c pour deux géométries de pale à condition de vol constante.

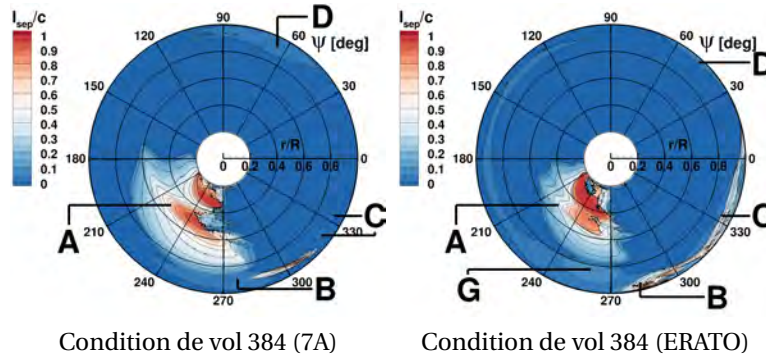


FIGURE 6.24 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c pour deux géométries de pale à condition de vol constante.

Tout d'abord, le décollement de bord de fuite dans la région A, à la mi-envergure de la pale ($0.4 \leq r/R \leq 0.8$) entre $\psi = 180$ deg et 270 deg est réduit avec la pale ERATO par rapport à celui observé sur le rotor 7A. Le décrochage dynamique observé entre $r/R = 0.4$ et $r/R = 0.6$ débute plus tard pour la pale ERATO, à seulement $\psi = 230$ deg pour la section $r/R = 0.5$ contre un décollement massif de $l_{sep}/c = 0.8$ dès $\psi = 220$ deg pour la pale 7A. De plus, la remontée du décollement vers le bord d'attaque est plus lente sur le rotor ERATO. En effet, le décollement n'atteint jamais $X_{sep}/c = 0.5$ pour les sections entre $r/R = 0.6$ et 0.8 du rotor ERATO comme cela est observé sur le rotor 7A. Cela peut (très probablement) s'expliquer par la différence de longueur de corde des deux pales dans cette région. En effet, dans cette portion de pale, la longueur de la corde de la pale ERATO augmente de $c = 0.15$ m à $c = 0.18$ m avec la position radiale, alors qu'elle est de $c = 0.14$ m pour la pale 7A (Figure 2.3). Ainsi, les sections entre $0.4 \leq r/R \leq 0.8$ sont plus robustes face au décrochage sur la pale ERATO en comparaison avec la pale 7A.

En revanche, la pale ERATO subit une plus grande sollicitation en extrémité de pale avançante. En effet, un décollement non négligeable, de longueur l_{sep} au moins égale à $50\%c$ (Figure 6.24), est observé entre $\psi = 260$ deg et $\psi = 15$ deg sur la pale ERATO. Contrairement au rotor 7A, pour lequel deux régions de décollement distinctes sont observées, les régions B et C (analysées dans un précédent paragraphe), la topologie des décollements est plutôt différente pour le rotor ERATO. L'absence de distinction nette entre ces deux régions (B et C) suggère que les mécanismes impliqués dans le décrochage sont peut-être différents.

Néanmoins, si le rotor ERATO est davantage sujet aux décollements en extrémité de pale reculante, il se trouve que le rotor 7A subit un décollement plus étendu radialement en extrémité

($r/R \geq 0.85$) de pale avançante pour $45 \text{ deg} \leq \psi \leq 90 \text{ deg}$. En effet, pour le rotor ERATO, seuls les derniers 5%R de la pale sont soumis à un décollement dans cette région (entre $\psi = 30 \text{ deg}$ et 60 deg , en réalité). Or, nous avons montré dans le paragraphe sur l'influence de la vitesse de rotation des pales que, dans la région C, le décollement se forme en pied de choc pour la pale 7A. Or la pale ERATO présente une forte flèche arrière (de -3 deg) en extrémité de pale. Cet effet de flèche permet de réduire l'étendue de la région transsonique ainsi que l'intensité du choc sur l'extrados (Figure 6.25), de telle sorte que le décollement en pied de choc est quasiment absent.

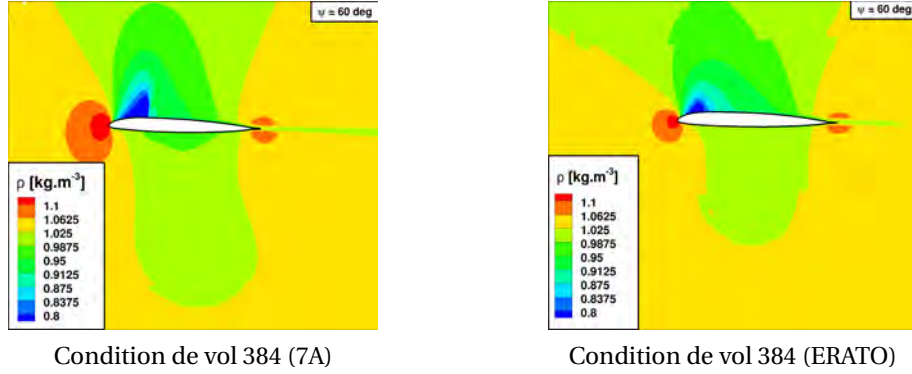


FIGURE 6.25 – Champ de masse volumique sur la section à $r/R = 0.915$ et $\psi = 60 \text{ deg}$ pour les deux géométries de pale comparées.

La Figure 6.26 représente les décollements de la couche limite ainsi que les régions où l'écoulement devient transsonique sur l'extrados d'une section en extrémité ($r/R = 0.915$) pour les deux géométries de pale considérées (7A et ERATO).

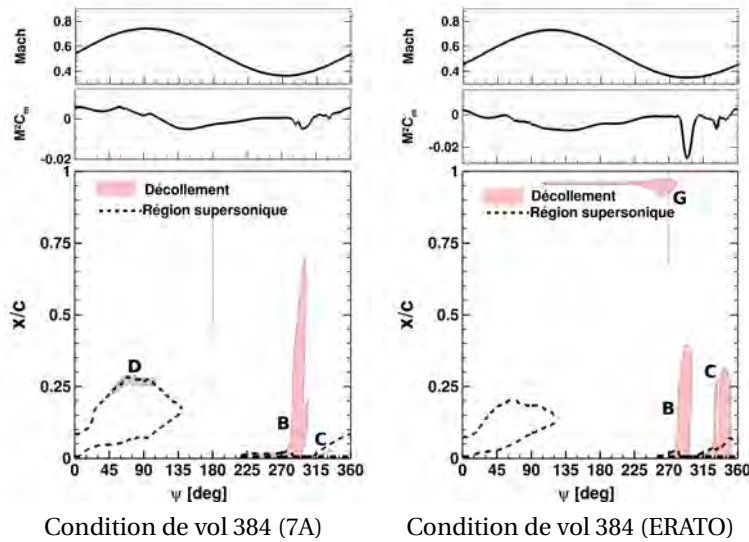


FIGURE 6.26 – Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ pour les deux géométries de pale comparées.

Pour la section considérée ($r/R = 0.915$), une région d'écoulement supersonique plus large est obtenue sur la pale 7A (22% c) par rapport à la pale ERATO (15% c). Ainsi, dans le cas du rotor ERATO, la région supersonique ne dépasse pas le quart de corde de la section comme cela se produit sur le rotor 7A. En effet, sur la pale 7A, entre $45 \text{ deg} \leq \psi \leq 90 \text{ deg}$, la recompression post-onde de choc s'effectue entre $x/c = 0.25 - 0.3$ et mène au décollement de la couche limite.

Finalement, les Figures 6.23 et 6.24 montrent la présence d'une nouvelle région de décollement de la couche limite pour le rotor avec la pale ERATO : la région G. En effet, en extrémité de pale, entre $\psi = 100 \text{ deg}$ et 280 deg , un bulbe de décollement est observé au niveau du bord de

fuite. Ce bulbe est également illustré à la section $r/R = 0.915$ par la Figure 6.26 pour $x/c \geq 0.9$. La longueur de ce bulbe de décollement de bord de fuite ne dépasse jamais $l_{sep} = 10\%c$ mais s'étend dans la direction de la corde au cours de la rotation avant que l'écoulement ne recolle à $\psi = 280$ deg.

Synthèse

- Un **critère capable d'identifier les décollements** sur la pale a été défini : $\overline{u_e} \cdot \overline{u_r} < 0$.
- Plusieurs **régions de décollement** sur le disque rotor sont observées. Ces régions se déplacent ou s'étendent sur le disque rotor en fonction des conditions de vol.
- Plusieurs topologies de décollements différentes peuvent être observées sur une même condition de vol :
 - En extrémité de pale avançante, des **décollements en pied de choc** sont obtenus au niveau de la recompression de l'écoulement supersonique.
 - Autour de la mi-envergure de pale reculante, un **décollement de bord de fuite** est observé pour l'ensemble des conditions de vol évaluées. Ce décollement remonte jusqu'au bord d'attaque et mène au décrochage pour presque l'intégralité des points de vol traités (à l'exception du point de vol 494 (7A)).
 - En extrémité de pale reculante, un décollement est observé autour de $\psi = 270$ deg pour l'intégralité des points de vol choisis. Ce décollement est un **bulbe de décollement de bord d'attaque** de longueur faible qui éclate et mène au décrochage, sauf pour les conditions les moins sévères (le point de vol 494 (7A)).
 - Le décrochage en extrémité de pale reculante est suivi par un **second décollement de bord d'attaque** qui génère du décrochage dynamique uniquement pour les conditions les plus sévères (à fort μ ou $\bar{Z}$).

6.2 Influence de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage dynamique

Dans le Chapitre 4, nous avons montré l'importance de considérer le sillage dans les calculs de couplage fluide-structure afin d'être capable de capturer le décrochage dynamique. En effet, les simulations de basse fidélité utilisant le modèle de sillage libre MINT permettent de prévoir les fluctuations d'efforts aérodynamiques relatives au décrochage dynamique observées dans les données expérimentales. En revanche, les simulations utilisant le modèle analytique de Meijer-Drees ne sont pas en mesure de détecter le décrochage dynamique sur certaines conditions de vol traitées, par exemple la condition 293 (7A)⁸ illustrée sur les Figures 4.8 et 4.9.

Ainsi, dans cette partie, nous allons approfondir la compréhension du rôle du sillage sur le décollement de la couche limite et sur le décrochage dynamique. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux interactions entre les pales et les tourbillons qui se forment et qui sont émis en extrémité de pale au cours de la rotation. Dans un premier temps, nous allons localiser ces interactions afin d'établir qualitativement un lien entre celles-ci et les régions de décrochage dynamique. Puis nous allons évaluer et quantifier l'influence de ces tourbillons à proximité du rotor sur l'incidence des pales. Finalement, des simulations permettant d'isoler l'effet d'une interaction pale-tourbillon sur une pale en situation de vol d'avancement seront mises en place afin de conclure sur le rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage dynamique.

8. Annexe A.

6.2.1 Localisation et caractérisation des interactions pale-tourbillon sur un rotor en vol d'avancement et de leur influence sur le décrochage dynamique

Afin de comprendre le rôle des interactions entre une pale et les tourbillons d'extrémité sur le décrochage dynamique, il faut être en mesure de les localiser sur le disque rotor. Cela permet de visualiser qualitativement l'emplacement de ces interactions par rapport aux régions de décollement de la couche limite et aux régions de décrochage dynamique. Une fois ceci réalisé, nous montrerons quantitativement les effets des sillages, et plus particulièrement des tourbillons d'extrémité, sur le décollement de la couche limite et sur le comportement aérodynamique de la pale.

Méthode de localisation des tourbillons marginaux

Dans ce paragraphe, nous présentons la méthodologie mise en place pour localiser les interactions *possibles* entre une pale et les tourbillons d'extrémité. Pour cela, nous avons développé un outil analytique permettant d'estimer la position des tourbillons d'extrémité à partir de la cinématique et de la dynamique de la pale ainsi que de la condition de vol traitée. La ligne tourbillonnaire théorique émise en extrémité est supposée de forme hélicoïdale (non déformée) et elle est caractérisée par un déplacement de l'élément émis en extrémité de pale défini par :

$$\Delta x = U_{\infty} \cos \alpha_q \Delta t \quad (6.1)$$

$$\Delta y = 0 \quad (6.2)$$

$$\Delta z = (V_{iz} + U_{\infty} \sin \alpha_q) \Delta t \quad (6.3)$$

La vitesse verticale V_{iz} est la vitesse induite introduite par Prandtl dans la théorie de la ligne portante et a été définie, dans le cadre de cet outil, par la formule issue du modèle de Meijer-Drees $V_{iz} = V_{izMD,0}$ (Equation 3.3.2).

L'accord entre cet outil analytique et les tourbillons réels obtenus lors des simulations de couplage HOST/*elsa* a été vérifié sur toutes les configurations traitées. Pour cela, la position à chaque instant des tourbillons d'extrémité analytiques a été comparée à celle des tourbillons obtenus lors des calculs de haute fidélité. Un iso-contour de critère Q a été utilisé pour visualiser les tourbillons dans les solutions des calculs CFD. La Figure 6.27 illustre, à un même instant, les tourbillons calculés par le calcul CFD et les lignes tourbillonnaires obtenues par l'outil analytique développé.

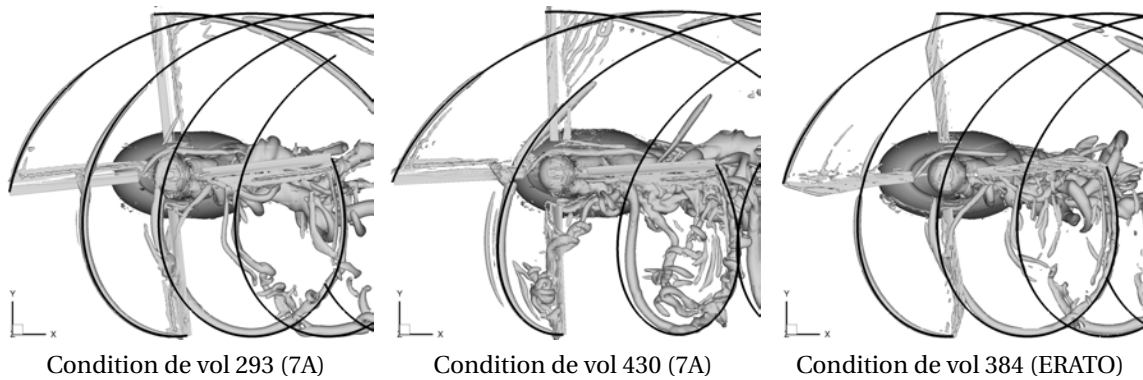


FIGURE 6.27 – Iso-contour de critère Q et lignes tourbillonnaires analytiques lorsque la pale reculante est à $\psi = 280$ deg.

Cette figure compare la position des tourbillons marginaux sur trois configurations très différentes. Le cas 293 (7A)⁹ représente la condition de vol subissant une interaction pale-tourbillon en pale reculante. Le cas 430 (7A)⁹ est une condition de vol à haute vitesse pour laquelle les sillages

9. Annexe A.

sont rapidement convectés vers l'arrière de l'appareil et les interactions en pale reculante sont rares. Finalement le cas 384 (ERATO) ¹⁰ permet de vérifier que l'outil fonctionne également sur d'autres géométries de pale, notamment celles avec de la flèche.

Cette figure montre que l'outil analytique permet de reproduire convenablement les tourbillons d'extrémité pour les trois cas présentés. En effet, les lignes tourbillonnaires obtenues analytiquement se superposent presque parfaitement avec les iso-contours de critère Q. Les différences majeures entre les deux géométries de tourbillons (analytique et calculée) reposent sur la déformation du tourbillon par la pale, lors d'interactions avec la pale ou avec le sillage lui-même (Figure 6.27, gauche).

Une fois, la ligne tourbillonnaire créée, nous pouvons déterminer le point d'intersection entre le tourbillon analytique et la ligne de quart de corde de la pale. Pour cela, nous nous sommes seulement concentrés sur les interactions *possibles* entre la pale et les tourbillons marginaux. Nous avons donc fait le choix de ne pas prendre en compte la composante verticale du sillage. C'est donc l'intersection entre la pale et le tourbillon hélicoïdal dans le plan (0,x,y) qui est extraite par cette méthodologie, sans considérer la distance verticale du tourbillon à la pale. L'intersection est définie comme la distance minimale (sous un certain seuil $d < 0.1m < 0.14m = c$) entre le tourbillon et un élément de pale à une position radiale donnée.

Prenons le cas 293 (7A) afin d'évaluer la position sur le disque rotor des interactions entre la pale et un tourbillon obtenues par l'outil analytique développé dans le cadre de cette thèse. La Figure 6.28 recense les interactions possibles sur cette condition de vol (293) sur le disque rotor. Elles sont représentées sous forme de cartographie, c'est-à-dire que pour chaque position azimutale de la pale (ψ), la position radiale d'une interaction pale-tourbillon est marquée par le symbole $\diamond$. La Figure 6.29 est similaire à la Figure 6.27. En effet, elle compare également les tourbillons analytiques aux iso-contours de critère Q extraits des calculs CFD. Néanmoins, plusieurs instants sont montrés (ceux marqués en rouge sur la Figure 6.28) et la vue est plus rapprochée de l'interaction afin de vérifier le bon fonctionnement de l'outil calculant les interactions.

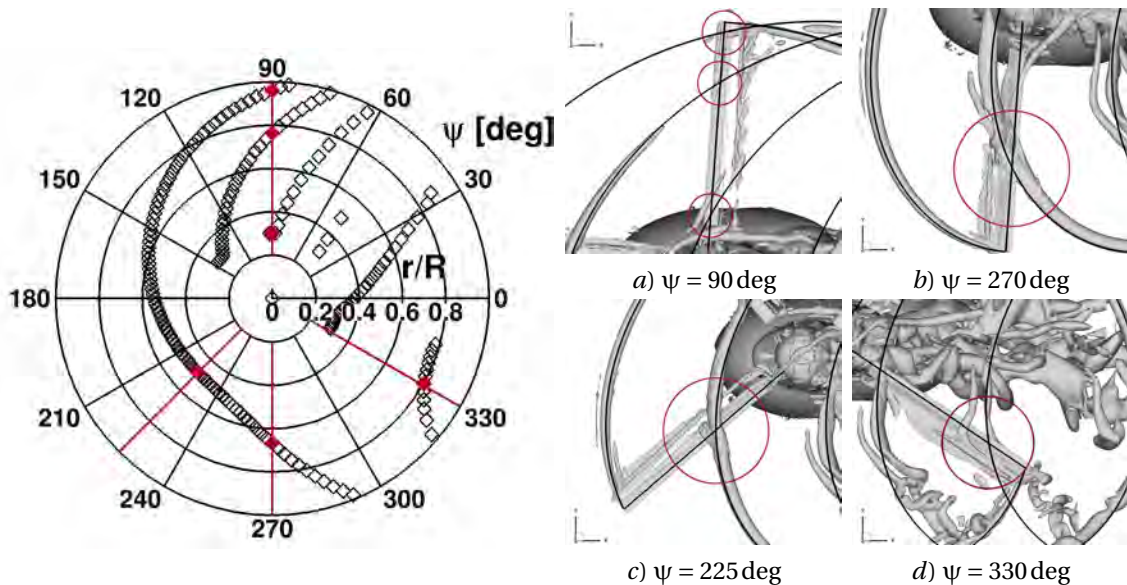


FIGURE 6.28 – Position des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) sur le disque rotor pour la condition de vol 293 (7A). Les interactions marquées en rouge correspondent aux positions azimutales représentées en Figure 6.29.

FIGURE 6.29 – Position des tourbillons marginaux calculés et analytiques à différents azimuts ψ pour la condition de vol 293 (7A). Les positions azimutales choisies sont illustrées en rouge sur la Figure 6.28.

10. Annexe A.

Les Figures 6.28 et 6.29 montrent l'efficacité et la précision de l'outil développé. En effet, il est capable de produire une estimation des tourbillons marginaux en très bon accord avec le calcul CFD pour plusieurs positions azimutales de la pale. De plus, la détermination des interactions est rapide (de l'ordre de quelques minutes) et donne un accord satisfaisant avec les observations de la solution CFD. Cependant, pour la pale à $\psi = 90^\circ$ (Figure 6.29, a)), la valeur du critère Q choisie ne permet pas de faire apparaître les deux interactions en extrémité de pale. Néanmoins, une valeur plus faible de critère Q permet de confirmer que cette interaction est bien présente dans le calcul CFD. Par contre, les interactions pale-tourbillon lorsque la pale est à $\psi = 225^\circ$ et à $\psi = 270^\circ$ (Figure 6.29, b) et c)) sont prévues en très bon accord avec ce qui est observé sur les champs CFD. La prévision de l'interaction est plus compliquée pour la pale à $\psi = 330^\circ$ (Figure 6.29, d)). À cette position azimutale, la pale rencontre un tourbillon fortement déformé et l'outil analytique ne permet pas de reproduire ces déformations du sillage. Cependant, l'interaction reste globalement capturée dans la bonne portion de la pale. En effet, d'après l'iso-contour de critère Q, l'interaction dans cette région est parallèle au niveau de l'extrémité de pale et les derniers 20%R de la pale sont concernés par cette interaction entre la pale et le tourbillon.

En conclusion, un outil permettant de reproduire le tourbillon émis en extrémité de pale au cours de sa rotation a été mis en place et a été validé sur plusieurs conditions de vol. Cet outil permet de prévoir avec une précision satisfaisante les interactions *possibles* entre une pale et les tourbillons marginaux. Par la suite, cet outil est utilisé pour localiser les régions d'interaction et éventuellement établir un lien avec le décollement de la couche limite pour les différentes conditions de vol constituant notre domaine d'étude.

Réduction de la vitesse de rotation du rotor à des forces F_x et F_z constantes

Rappel

- **Cas 494** : $M_{\Omega R} = 0.676$, $\mu = 0.288$, $\bar{Z} = 18.2$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 293** : $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$, $\bar{Z} = 20.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 389** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Premièrement, considérons l'étude de l'influence d'une réduction de la vitesse de rotation du rotor. Nous avons décrit, dans la section 6.1.3, les régions de décollement de la couche limite sous forme de cartographies sur les trois conditions de vol concernées par cette étude : 494 (7A)¹¹, 293 (7A)¹¹ et 389 (7A)¹¹.

Il est possible de tracer l'estimation des interactions pale-tourbillon telle qu'elle a été présentée dans le paragraphe précédent sur ces cartographies décrivant les décollements de la couche limite. Pour les trois conditions de vol considérées, les cartographies du point de décollement (X_{sep}/c) et de la longueur de décollement (l_{sep}/c) incluant également la position des interactions pale-tourbillon sont représentées sur les Figures 6.30 et 6.31.

Les Figures 6.30 et 6.31 permettent de relier les régions de décollement et les interactions entre la pale et un tourbillon d'extrémité. La région de décollement notée A dans la section 6.1.3, c'est-à-dire la région de décollement de bord de fuite pour $160^\circ \leq \psi \leq 280^\circ$, est presque parfaitement corrélée avec l'intersection de la pale avec la ligne tourbillonnaire analytique. Par exemple, pour le cas 389 (7A), le décollement est initié au bord de fuite à $\psi = 160^\circ$ à la section $r/R = 0.6$. Or cette section se situe vers « l'extérieur » du tourbillon (du côté de l'extrémité de pale). En effet, l'interaction pale-tourbillon de la région A est presque perpendiculaire. Elle est illustrée plus schématiquement sur la Figure 6.32. Le tourbillon génère un écoulement ascendant sur les sections du côté de l'extrémité et un écoulement descendant du côté de l'emplanture.

Ainsi, lorsque l'écoulement induit par la proximité du tourbillon est ascendant (vitesse induite positive), celui-ci augmente les incidences sur les sections de pale concernées. Un tel écoulement

11. Annexe A.

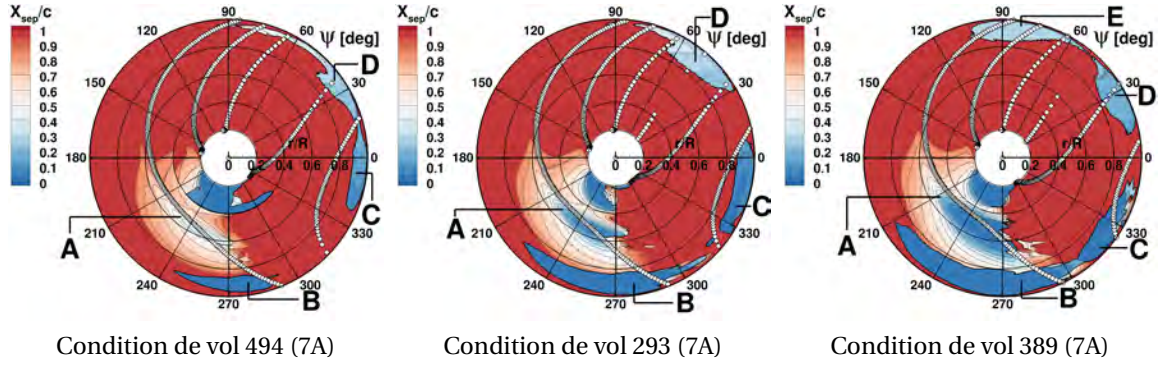


FIGURE 6.30 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) sur le disque rotor lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

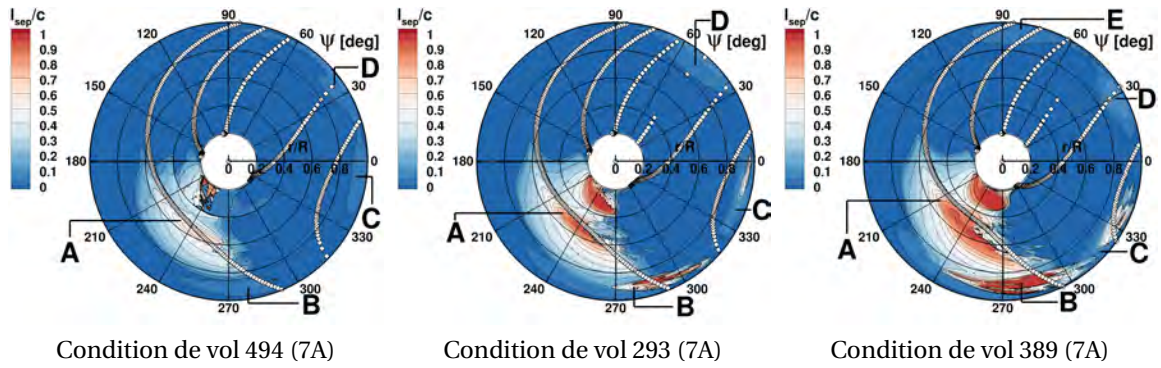


FIGURE 6.31 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) sur le disque rotor lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

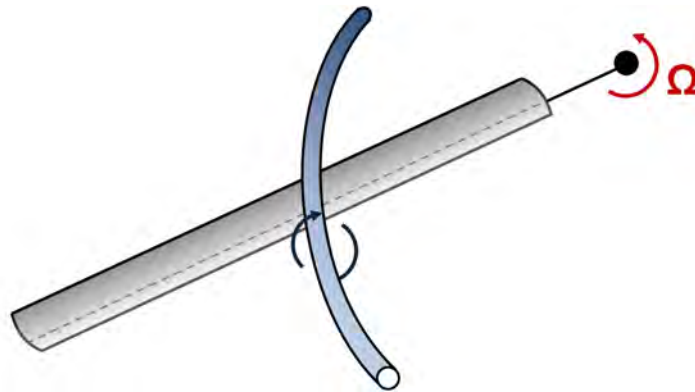


FIGURE 6.32 – Schéma de l'interaction pale-tourbillon dans la région A.

dans la région A est illustré par la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} dans le plan parallèle au disque rotor situé à une distance $d = 1c = 0.14$ m sous la tête rotor lorsque la pale est dans la région A ($\psi = 185$ deg) sur la Figure 6.33. Cependant, comme la vitesse induite est une notion issue de la théorie de Prandtl, elle ne peut être facilement extraite d'une simulation CFD. Nous avons donc choisi de tracer la composante de vitesse perpendiculaire au disque rotor pour la représenter. Afin d'éviter de prendre en compte la perturbation de l'écoulement par le passage de la pale, celle-ci a été extraite à une distance d de la tête rotor. Dans les trois conditions de vol, la composante verticale de la vitesse de l'écoulement ascendant est du même ordre de grandeur.

Cette figure montre les écoulements ascendants et descendants induit par le tourbillon de part et d'autre du point d'interaction sur les pales à $\psi = 185$ deg. Ensuite, la pale poursuit sa rotation et les incidences augmentent (notamment par l'augmentation de l'angle de pas θ) en pale recu-

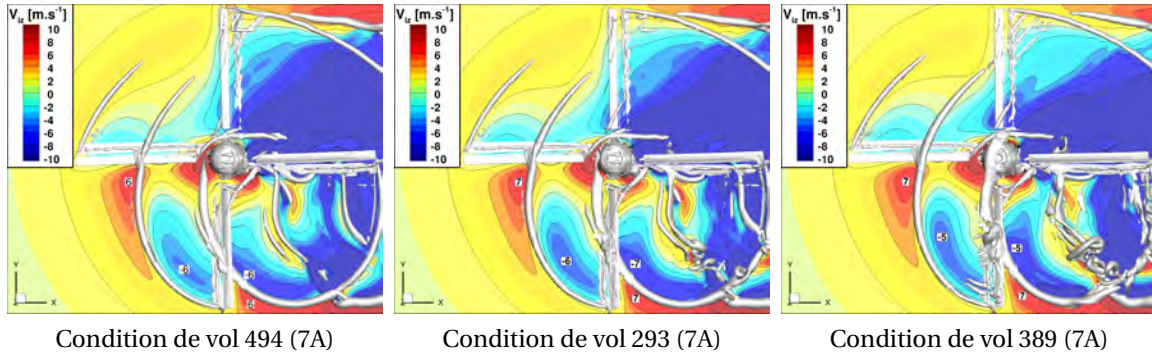


FIGURE 6.33 – Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan sous le rotor $d = -1c$ à $\psi = 185$ deg et $\psi = 275$ deg lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

lante et le décollement remonte vers le bord d'attaque. La vitesse de déplacement du décollement dans la direction de la corde est plus élevée dans la région extérieure (vers l'extrémité de pale) de l'interaction. Le bord d'attaque est atteint plus rapidement dans cette région par rapport à celle dans laquelle l'écoulement généré par le tourbillon est descendant réduisant ainsi les incidences locales sur la pale. Par exemple, le décollement à la section à $r/R = 0.4$ n'atteint jamais le bord d'attaque pour les trois conditions de vol considérées alors que la section à $r/R = 0.55$ décroche (le décollement atteint le bord d'attaque et $l_{sep}/c > 0.8$) dès $\psi = 210$ deg pour les cas 293 (7A) et 389 (7A) (Figure 6.31). De plus, dans la région « ascendante » de l'interaction, plus la section considérée est éloignée de l'interaction, plus le déplacement du décollement vers le bord d'attaque est lent probablement puisque la vitesse induite V_{iz} est plus faible en s'éloignant de l'interaction. Pour la condition de vol 389 (7A), le décollement de la section à $r/R = 0.55$ atteint le bord d'attaque à $\psi = 210$ deg alors que celui de la section à $r/R = 0.7$ ne l'atteint pas avant $\psi = 270$ deg. Finalement, une fois l'interaction passée, l'écoulement recolte rapidement. Or, lorsque la pale est autour de $\psi = 270$ deg l'interaction est presque parallèle (la pale à $\psi = 275$ deg est représentée sur la Figure 6.33). Ainsi, lorsque l'interaction est terminée, le tourbillon est en aval de la pale et il génère un écoulement descendant favorisant le recollement de la couche limite (Figure 6.34).

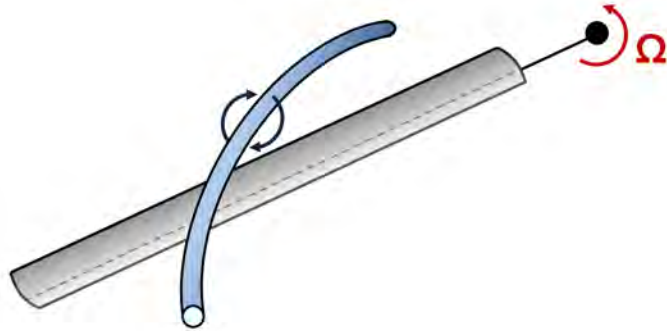


FIGURE 6.34 – Schéma de la fin de l'interaction pale-tourbillon dans la région A.

Dans la région A (pour $0.4 \leq r/R \leq 0.8$ dans le 3^{ème} quadrant du disque rotor), l'interaction pale-tourbillon est presque perpendiculaire lorsque la pale est à $\psi = 185$ deg sur la Figure 6.33. Ainsi, une manière pour évaluer l'influence du tourbillon sur l'incidence le long de la pale dans cette région est de tracer, sur la Figure 6.36, la composante verticale de la vitesse induite V_{iz} dans le plan parallèle à la pale et perpendiculaire au disque rotor. Ce plan a été choisi à une distance d'une corde du bord d'attaque de la pale (Figure 6.35) afin d'éviter de considérer, comme précédemment, l'influence de la présence de la pale sur l'écoulement.

Dans un premier temps, la Figure 6.36 met en évidence la proximité du tourbillon et de la pale dans cette région. En effet, le tourbillon passe juste au dessus de la pale. Ensuite, la Figure

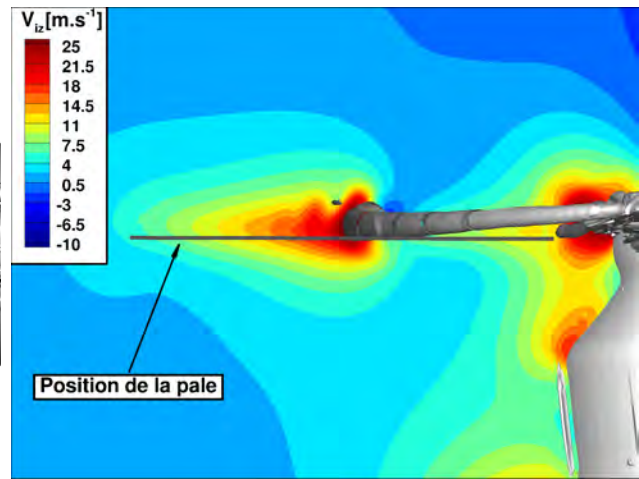
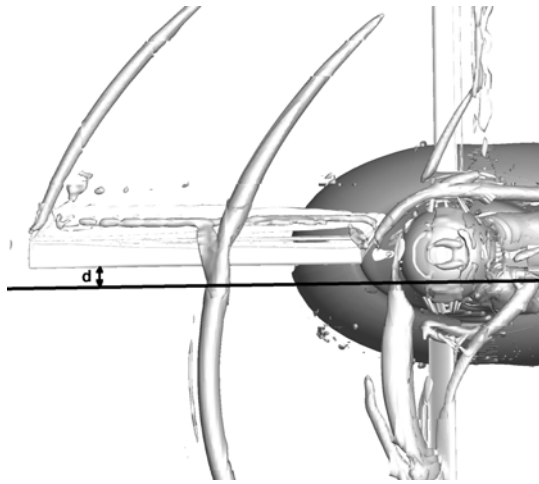


FIGURE 6.35 – Localisation du plan parallèle à la pale à $\psi = 185\text{deg}$ pour la condition de vol 293 (7A)

FIGURE 6.36 – Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan parallèle à la pale à $\psi = 185\text{deg}$ pour la condition de vol 293 (7A)

6.36 montre clairement l'entraînement ascendant généré par le tourbillon vers l'extérieur du rotor (côté extrémité). En effet, une composante verticale de la vitesse induite de 30 m.s^{-1} est atteinte à $r/R = 0.6$. Or, en se référant à la cartographie des décollements du point de vol 293 (7A) de la Figure 6.30, c'est à cette position radiale ($r/R = 0.6$) que le décollement de la couche limite est le plus étendu lorsque la pale est à $\psi = 185\text{deg}$. Ainsi, le maximum de vitesse verticale induit par le tourbillon correspond au décollement maximal sur l'extrados de la pale. En extrémité, la composante verticale de la vitesse induite diminue ($V_{iz} < 12$ pour $r/R \geq 0.8$) et n'atteint pas des niveaux suffisants pour provoquer le décollement de la couche limite. Pour les deux autres conditions de vol (494 et 389), la topologie de décollement dans la région A est similaire et la position de l'interaction est également corrélée avec le développement le plus rapide du décollement. Ainsi, il paraît évident à ce stade que l'augmentation de l'incidence induite par le tourbillon favorise le décollement et donc provoque le décrochage dynamique dans la région A pour les cas 494 (7A)¹², 293 (7A)¹² et 389 (7A)¹².

La région de décollement B située en extrémité de pale entre $\psi = 210\text{deg}$ et $\psi = 310\text{deg}$ se déroule aussi dans une zone du disque rotor soumise à une interaction pale-tourbillon. Dans les trois cas considérés, le bulbe de décollement dans cette région est déjà formé avant le passage du tourbillon (Figure 6.30). Pour la condition de vol 293 (7A), le bulbe se forme à la section $r/R = 0.9$ lorsque la pale est à une position azimutale de $\psi = 220\text{deg}$ alors qu'il faut attendre $\psi = 280\text{deg}$ pour qu'une interaction ait lieu. Pour les deux configurations avec les vitesses de rotation les plus élevées (494 et 293), l'éclatement du bulbe de décollement menant au décrochage (très localisé à $r/R = 0.9$ pour le cas 494) se produit à proximité de l'interaction. En effet, pour le cas 293 (7A), le décrochage dynamique, caractérisé par une longueur de décollement importante ($l_{sep}/c > 0.8$), se produit autour de $\psi = 280\text{deg}$, c'est-à-dire lorsque la pale intersecte le tourbillon d'extrémité de la pale précédente (Figure 6.31). Il est possible que l'interaction augmente rapidement les incidences dans cette région et mène au décrochage par éclatement du bulbe de décollement. Néanmoins, si la corrélation entre l'interaction pale-tourbillon et l'éclatement du bulbe de décollement est plutôt claire pour les cas 494 (7A) et 293 (7A) sur la Figure 6.31, ce n'est pas le cas pour la condition de vol 389 (7A). Lorsque la vitesse de rotation du rotor est réduite, le décrochage dans cette région est déclenché plus tôt, dès $\psi = 240\text{deg}$ pour la section à $r/R = 0.9$. Or, à une telle position azimutale l'interaction avec le tourbillon ne s'est pas encore produite puisque le tourbillon est encore relativement loin de la pale.

La Figure 6.37 représente les sillages autour de la pale à $\psi = 260\text{deg}$ pour le cas 389 (7A), l'isocontour de critère Q étant coloré par l'énergie cinétique turbulente k .

12. Annexe A.

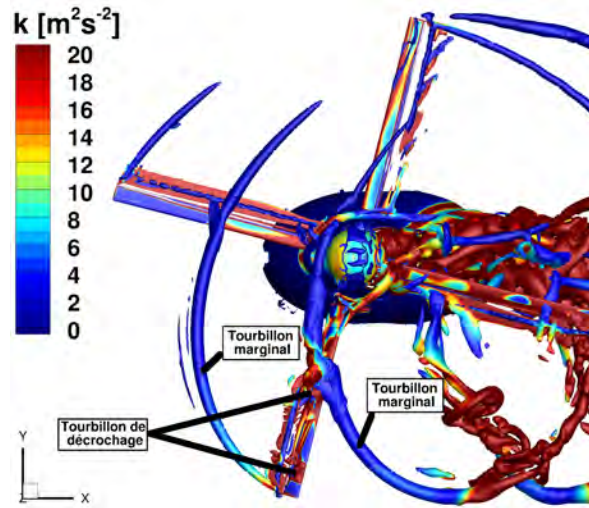


FIGURE 6.37 – Iso-contour de critère Q coloré par l'énergie cinétique turbulente à $\psi = 170$ deg et $\psi = 260$ deg pour la condition de vol 389 (7A)

Cette figure permet de distinguer les tourbillons de décrochage dynamique des tourbillons d'extrémité. En effet, comme discuté dans le paragraphe 1.3.3, le cœur des tourbillons marginaux est majoritairement laminaire et ne produira que peu d'énergie cinétique turbulente alors que le tourbillon de décrochage est issu d'un processus turbulent et atteindra des niveaux de k beaucoup plus élevés. Le tourbillon de décrochage dynamique est bien observé sur l'extrémité de la pale à $\psi = 260$ deg. Cependant, le tourbillon marginal émis par la pale précédente se situe à une distance considérable, de l'ordre de $4c$ sur la surface à position radiale constante. Il est donc difficile de statuer à ce stade sur l'influence du sillage et de son interaction avec les pales sur le déclenchement du décrochage dynamique dans cette région pour le cas 389 (7A).

Afin de quantifier l'effet du tourbillon sur l'incidence d'une section de pale en extrémité, l'angle d'incidence induite α_i de cette section a été déterminé à chaque instant par $\alpha_i = \arctan[V_{iz}/U_T]$ où U_T est la vitesse tangentielle de la section de pale estimée par $U_T = \Omega r + U_\infty \sin \psi \cos \alpha_q$. Nous nous intéresserons à la section à $r/R = 0.915$ qui est sujette au décollement dans la région B. La principale difficulté est de déterminer la valeur de la vitesse V_{iz} induite uniquement par le tourbillon. Afin d'éviter des perturbations de vitesses induites par la pale elle-même, nous avons choisi (suite à une étude paramétrique qui ne sera pas présentée ici) de réaliser l'extraction de la vitesse induite une corde ($c = 0.14m$) en amont du bord d'attaque de la pale et à la position verticale de son quart de corde (ie. la ligne portante). Le point d'extraction de la vitesse est illustré (en rouge) schématiquement dans la Figure 6.38.

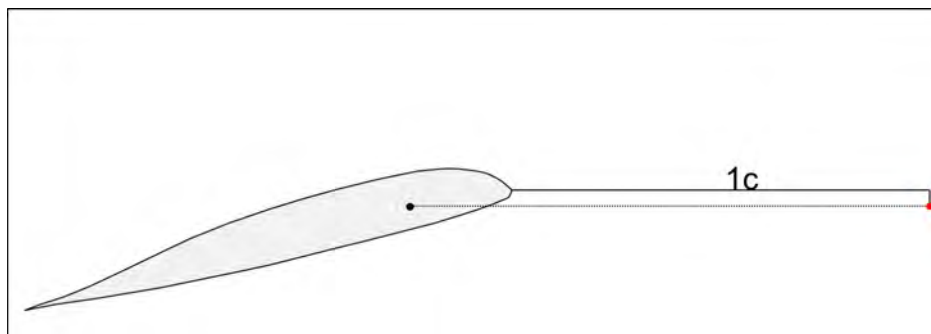


FIGURE 6.38 – Schéma du point d'extraction, en rouge, de la vitesse induite.

La Figure 6.39 représente l'évolution de cet angle d'incidence induite au cours de la rotation. Cette figure inclut également l'angle de pas θ , le coefficient de moment de tangage local $M^2 C_m$

et la position des décollements de la couche limite sur l'extrados de la section à $r/R = 0.915$. Ces grandeurs permettront de vérifier l'influence de la cinématique de la pale (θ) couplée à la présence d'une interaction pale-tourbillon sur les décollements et donc sur le décrochage dynamique et les charges aérodynamiques associées (M^2C_m).

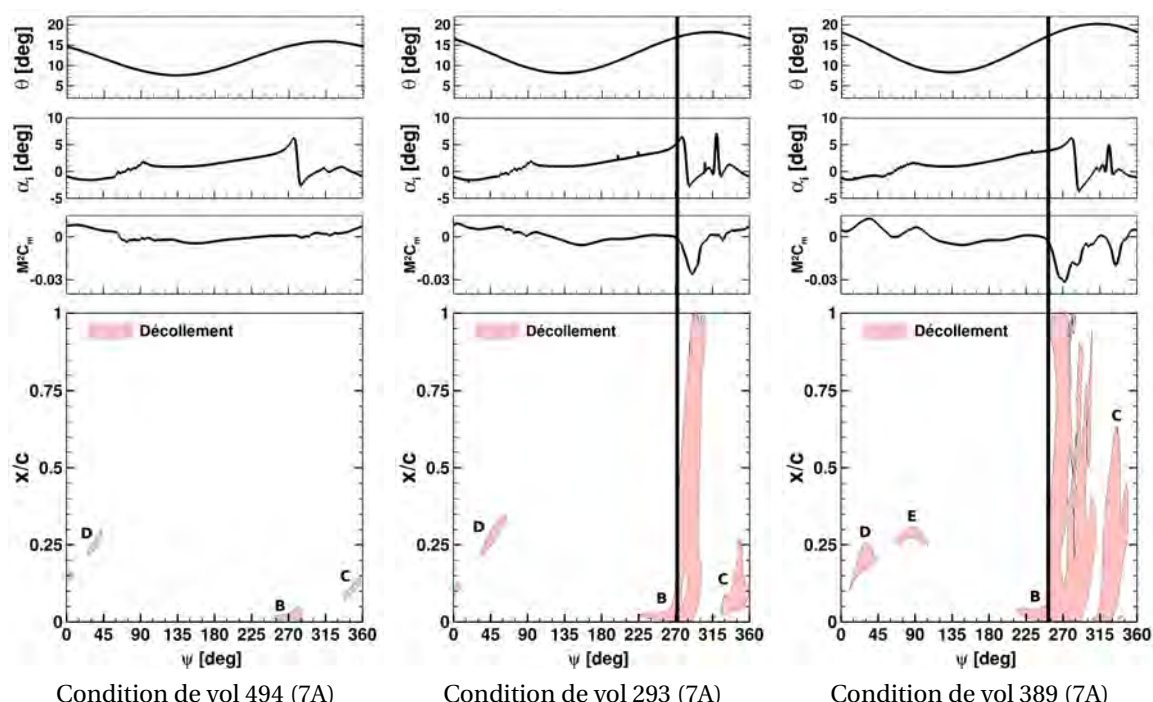


FIGURE 6.39 – Position des décollements de la couche limite et évolution de l'angle induit α_i sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes.

L'interaction pale-tourbillon se caractérise sur la Figure 6.39 par la variation brutale et rapide de l'angle d'incidence induite. En effet, l'interaction est presque parallèle en extrémité de pale reculante (Figure 6.33). Ainsi, lorsque le tourbillon s'approche de la pale, il génère un écoulement ascendant augmentant les incidences et lorsqu'il s'éloigne de la pale (après l'interaction) il produit un écoulement descendant ($\alpha_i < 0$). L'éclatement du bulbe en décrochage dynamique dans la région B est représenté sur la figure par une ligne noire à $\psi = 270$ deg pour le cas 293 (7A) et à $\psi = 255$ deg pour le cas 389 (7A). Il est caractérisé par un décollement sur presque l'intégralité de la surface supérieure de la pale et par la chute du moment de tangage M^2C_m .

Point de vol	ψ [deg]	$\theta_{controle}$ [deg]	α_i [deg]	$\theta_{controle} + \alpha_i$ [deg]
494 (7A)	275	11.4	6	17.4
293 (7A)	270	13.4	5	18.4
389 (7A)	260	14.4	4.2	18.6

TABEAU 6.1 – Contribution de l'influence de l'interaction pale-tourbillon sur l'incidence d'une section de pale. Les cellules en rouge correspondent aux cas décrochés.

Le Tableau 6.1 recense les angles d'incidence α_i et de contrôle $\theta_{controle} = \theta + \theta_{vrill}$ (sachant que le vrillage à $r/R = 0.915$ est de -3.6145 deg) au moment de déclenchement du décrochage pour les cas 293 (7A) et 389 (7A) et lorsque le décollement est le plus étendu en corde pour le cas 494 (7A).

Pour la condition de vol 293 (7A)¹³, le déclenchement du décrochage dynamique se fait à $\psi = 270$ deg sur la section considérée ($r/R = 0.915$). Lorsque la pale est à cette position azimutale,

13. Annexe A.

l'extrémité est immergée dans un écoulement ascendant, caractérisé par une composante verticale de la vitesse induite positive. Plus précisément, d'après la Figure 6.39, à cet azimuth, l'angle induit par le tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ est presque à sa valeur maximale et $\alpha_i = 5$ deg. Cette valeur élevée de l'angle d'incidence induite vient s'ajouter à l'angle de pas θ défini par la cinématique de la pale. Cet angle de pas est élevé en pale reculante et atteint $\theta_{controle} = 13.4$ deg à $\psi = 270$ deg. C'est la combinaison de ces deux effets (interaction et cinématique) qui mène au décrochage dans cette région pour ce point de vol.

En effet, pour le cas 494 (7A)¹⁴, aucun événement de décrochage n'est à déplorer sur cette section. Néanmoins, l'angle induit par le passage du tourbillon entre $\psi = 270$ deg et $\psi = 300$ deg est du même ordre de grandeur, mais légèrement plus faible que pour le point de vol 293 (7A) puisque la vitesse induite V_{iz} ne dépend, selon la théorie de la quantité de mouvement en vol d'avancement présentée par Johnson [53], que de la vitesse d'avancement U_∞ et de la poussée, qui sont identiques sur les trois configurations présentées. Ainsi, d'après la définition de l'angle d'incidence induite, lorsque la vitesse U_T est plus élevée, l'angle d'incidence induite est plus faible. Or, cet angle induit ne suffit pas à initier le décrochage dynamique même lorsqu'il atteint la valeur qui permet le décrochage du point de vol 293 (7A), $\alpha_{i, DS, 293} = 5$ deg. La différence avec le cas 293 (7A) vient notamment de l'angle $\theta_{controle}$ qui est plus faible lorsque la vitesse de rotation est plus élevée (cf. Tableau 6.1).

Ainsi, pour le cas 494 (7A), l'angle total $\theta_{controle} + \alpha_i = 17.4$ deg à $\psi = 275$ deg n'est pas suffisant pour permettre le décrochage dynamique alors que l'angle $\theta_{controle} + \alpha_i = 18.4$ deg est suffisant pour déclencher le décrochage à $\psi = 270$ deg, pour le cas 293 (7A). De plus, l'angle de pas du cas 494 (7A) n'atteint jamais la valeur au décrochage du point de vol 293 (7A) : $\theta_{DS, 293} = 17$ deg. Il est légitime de se demander, à ce stade, si l'interaction pale-tourbillon joue réellement un rôle dans le décollement ou si c'est seulement la cinématique qui pilote ce phénomène dans cette région.

Pour répondre à cela, considérons seulement la cinématique à $\psi = 270$ deg pour le cas 293 (7A), l'angle de contrôle est de « seulement » $\theta_{controle} = 13.4$ deg (cf. Tableau 6.1). Or, pour le cas 494 (7A), un angle total $\theta_{controle} + \alpha_i = 17.4$ deg ne permet pas le décrochage. Ainsi, comme $\theta_{controle, 293} = 13.4$ deg $<$ $\theta_{controle, 494} + \alpha_{i, 494} = 17.4$, la cinématique seule ne devrait pas permettre d'atteindre une incidence suffisante pour déclencher le décrochage dynamique pour le cas 293 (7A). Nous présenterons ultérieurement une méthode de calcul isolant les effets du tourbillon afin de vérifier cette hypothèse.

D'autre part, le cas 389 (7A)¹⁴ est le cas pour lequel le rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le décollement en région B est le plus difficile à définir. En effet, si la position du décrochage dynamique sur le disque rotor dans la région B laissait envisager un lien avec l'interaction pale-tourbillon pour le point de vol 293 (7A), ce n'est pas le cas pour la condition de vol 389 (7A). D'après la Figure 6.39, le décrochage dynamique se déclenche bien avant l'interaction entre la pale et le tourbillon marginal émis par la pale précédente ($\Delta\psi_{DS-BVI} = 30$ deg). Néanmoins, pour le cas 389 (7A), la Figure 6.39 met en évidence un angle de pas plus élevé que pour le point de vol 293 (7A), la poussée doit être conservée malgré la réduction de la vitesse de pale. Ainsi, l'angle de pas θ atteint sa valeur maximale $\theta_{max, 389} = 20.2$ deg à $\psi = 310$ deg qui est bien supérieure à l'angle de pas maximal atteint par le cas 293 (7A), $\theta_{max, 293} = 18.2$ deg. De plus, même si la section de pale considérée n'a pas encore rencontré le tourbillon marginal de la pale précédente entre $\psi = 135$ deg et $\psi = 270$ deg, elle est plongée dans un écoulement ascendant faible ($V_{iz} > 0$ et $\alpha_i > 0$ sur la Figure 6.39) suite aux effets du tourbillon approchant la pale. En effet, pour $\psi = 225$ deg par exemple, même si le tourbillon est encore loin de la pale comme illustré par l'iso-contour le critère Q sur la Figure 6.40, la vitesse induite verticale sur la section considérée est issue des effets du tourbillon intersectant les sections plus proches du moyeu et de la vitesse ascendante qu'il génère en direction de l'extrémité de la pale (Figure 6.41).

De plus, l'angle d'incidence induite est légèrement plus élevé (à V_{iz} constant) dans cette configuration, en raison de la vitesse de pale U_T plus faible ($\Omega \searrow$). Ainsi, il est possible que la variation d'incidence induite par la proximité du tourbillon même sans interaction avec la section

14. Annexe A.

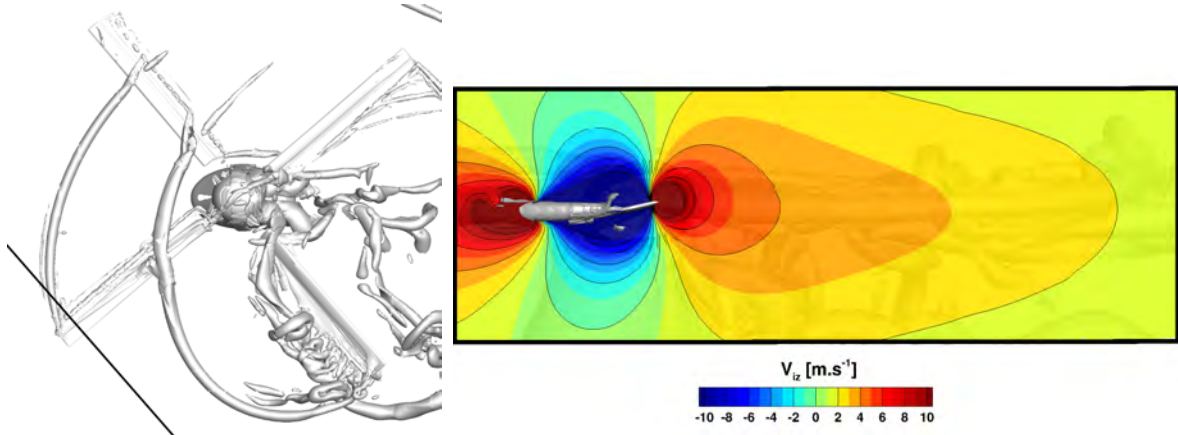


FIGURE 6.40 – Iso-contour de critère Q et localisation du plan de coupe à la section $r/R = 0.915$ de la pale à $\psi = 225$ deg pour la condition de vol 389 (7A) FIGURE 6.41 – Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur le plan de coupe à la section $r/R = 0.915$ de la pale à $\psi = 225$ deg pour la condition de vol 293 (7A)

puisse permettre le déclenchement du décrochage dynamique à $\psi = 255$ deg. Ce tourbillon est plus intense et est donc susceptible de perturber une pale plus éloignée. En effet, à cet azimut, les angles atteints sont présentés dans le Tableau 6.1. Or, l'angle provenant de la cinématique seule $\theta_{controle} = 14.4$ deg est inférieur à l'angle total qui ne permet pas le décrochage du cas 494 (7A) : $\theta_{controle} + \alpha_i = 17.4$ deg. Ceci montre que le décrochage dynamique de la condition de vol 389 (7A) en extrémité à $\psi = 255$ deg est probablement également associé au passage du tourbillon (α_i) couplé à la cinématique de la pale malgré l'absence d'interaction à ce stade. De plus, pour cette condition de vol (389 (7A)), l'angle $\theta_{controle} + \alpha_i = 18.6$ deg est légèrement supérieur à celui permettant le décrochage à cette section pour le cas 293 (7A), c'est-à-dire $\theta_{controle} + \alpha_i = 18.4$ deg.

Les Figures 6.30 et 6.31 montrent également la présence d'une interaction en extrémité autour de $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$. Cette interaction est donc corrélée avec le décollement de la couche limite dans la région C. Néanmoins, ce décollement ne mène pas à un événement de décrochage dynamique pour les conditions de vol 494 (7A) et 293 (7A) comme c'est le cas pour la condition de vol 389 (7A). Cette interaction dans la région C est illustrée par la Figure 6.42 qui représente les iso-contours de critère Q pour une pale à $\psi = 330$ deg, soit avant le décollement des cas 293 (7A) et 389 (7A). Cette figure montre également la vitesse verticale de l'écoulement dans le plan parallèle au disque rotor situé à une distance d'une corde sous la tête rotor.

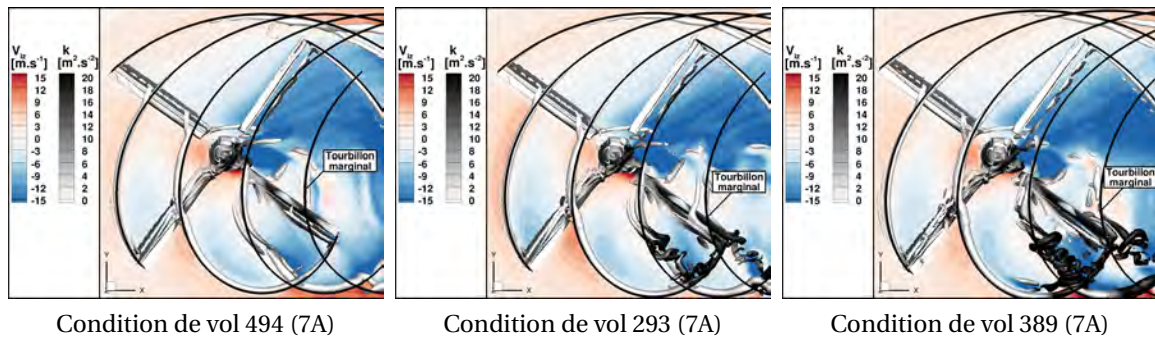


FIGURE 6.42 – Iso-contour de critère Q et vitesse induite verticale dans le plan sous le rotor à $\psi = 330$ deg (région C) lorsque Ω est réduit à des forces F_x et F_z constantes. La ligne noire correspond à la position des lignes tourbillonnaires analytiques.

La Figure 6.42 met en évidence la présence d'une interaction au niveau de la portion de pale subissant le décrochage dynamique. En effet, dans la région C, la pale est plongée dans un écoule-

ment ascendant ($V_{iz} > 0$) à cause du tourbillon marginal. De plus la Figure 6.39 montre l'influence de ce tourbillon sur l'incidence induite qui s'ajoute à l'incidence vue par la section $r/R = 0.915$. En effet, un pic de α_i positif est observé à $\psi = 330$ deg correspondant à la position azimuthale pour laquelle le décollement est le plus étendu pour les cas 293 et 389. Pour le cas 293 (7A), l'incidence n'est pas suffisante pour permettre le décrochage dynamique. En effet, pour cette condition de vol l'angle de pas obtenu dans cette région est plus faible ($\theta_{330 \text{ deg}} = 17$ deg) que celui observé pour la condition de vol 389 (7A) où $\theta_{330 \text{ deg}} = 20$ deg.

Dans ce paragraphe, nous nous sommes particulièrement attardés sur les méthodologies visant à montrer l'importance des sillages dans le processus de décrochage sur ces trois configurations de vol à vitesse modérée ($\mu \approx 0.3$). Nous allons maintenant nous intéresser aux conditions de vol à très grande vitesse ($\mu > 0.4$) pour lesquelles l'interaction semble évitée en pale reculante mais qui subissent du décrochage dynamique dans des régions similaires aux régions A, B et C. La méthodologie étant la même que celle venant d'être présentée, les conclusions seront donc directement décrites.

Augmentation de la vitesse d'avancement U_∞

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 430** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.47$, $\bar{Z} = 19.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Dans le Chapitre 4, les calculs de basse fidélité ont montré que les interactions entre la pale et le tourbillon deviennent de plus en plus rares en pale reculante lorsque la vitesse d'avancement de l'appareil augmente. Or les cartographies des décollements de la couche limite pour trois conditions de vol avec U_∞ croissant (Figures 6.17 et 6.18) ont mis en évidence la présence de décollements de la couche limite et d'événements de décrochage dynamique en pale reculante. Ces cartographies sont à nouveau représentées dans les Figures 6.43 et 6.44. Cependant, elles incluent la position des interactions pale-tourbillon déterminées analytiquement (représentées par les symboles $\diamond$).

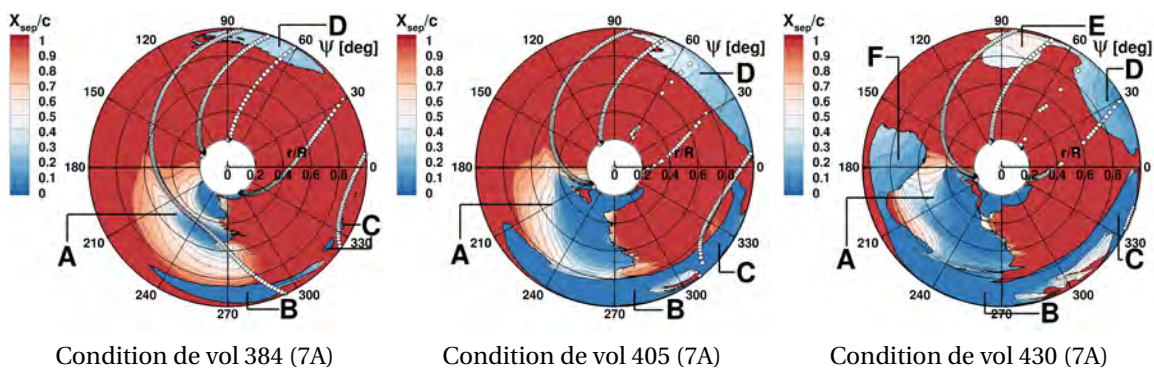


FIGURE 6.43 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la vitesse d'avancement augmente.

Pour le cas 384 (7A)¹⁵, avec $\mu = 0.314$, des interactions sont subies en pale reculante dans la région de décollement A. L'environnement aérodynamique ($U_\infty = 67 \text{ m.s}^{-1}$) étant similaire aux configurations étudiées au paragraphe précédent (les cas 494 (7A)¹⁵, 293 (7A)¹⁵ et 389 (7A)¹⁵), le mécanisme de décrochage dans la région A semble identique. Ainsi, le tourbillon provenant de la pale précédente vient impacter la pale autour de $r/R = 0.4 - 0.7$ pour $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$. Cette

15. Annexe A.

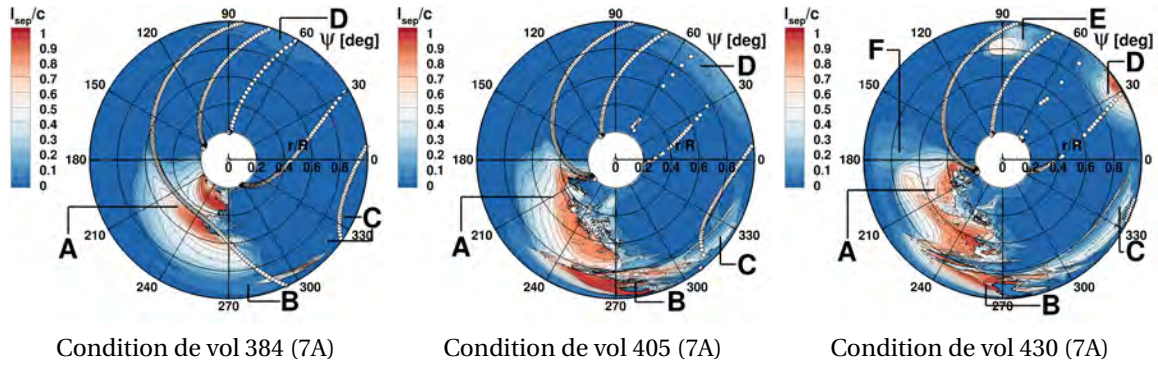


FIGURE 6.44 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la vitesse d'avancement augmente.

interaction augmente les incidences et favorise le décollement dans la région A. Néanmoins, les Figures 6.43 et 6.44 montrent que l'interaction a lieu au niveau du pied de pale, donc relativement loin de la région décollée entre $\psi = 180 \text{ deg}$ et 270 deg pour les conditions de vol 405 (7A)¹⁶ et 430 (7A)¹⁶, c'est-à-dire pour $0.3 \leq r/R \leq 0.8$. La Figure 6.45 schématise cette interaction pale-tourbillon en pied de pale pour les cas à grande vitesse ainsi que les écoulements ascendants et descendants générés. Ainsi, il est difficile, a priori, avec les données actuelles de déterminer le rôle du tourbillon sur le décollement de la couche limite et sur le décrochage dynamique en pale reculante pour ces deux conditions.

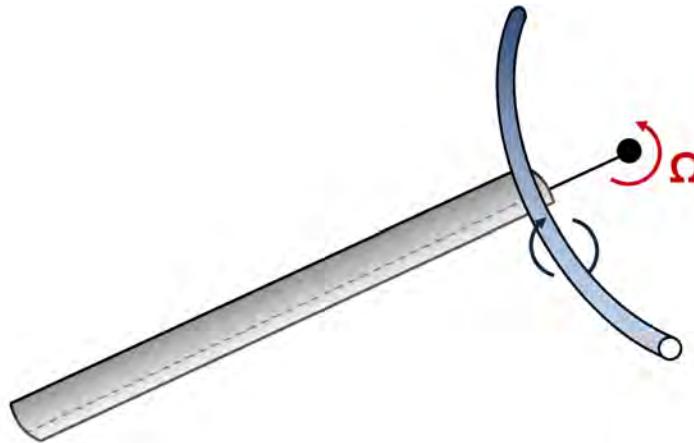


FIGURE 6.45 – Schéma de l'interaction pale-tourbillon dans la région A.

Plus la vitesse d'avancement augmente, plus la poussée générée par le rotor doit être grande pour assurer la propulsion. Une augmentation de l'incidence est donc nécessaire pour permettre d'atteindre la même sustentation lorsque la force propulsive croît (cf. Chapitre 3). De plus, les effets de dissymétrie de vitesse sur le disque rotor entraînent une réduction de la vitesse relative sur les sections de la pale reculante lorsque U_∞ augmente. Ainsi, des incidences encore plus élevées sont nécessaires dans cette région et la charge de la pale entre $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ est plus importante pour les cas à fort μ comme les cas 405 (7A) et 430 (7A). Le tourbillon émis par la pale est par conséquent plus intense, lorsque U_∞ augmente.

Le tourbillon d'extrémité génère alors des écoulements ascendants et descendants plus forts. La Figure 6.46 illustre la position du tourbillon impliqué dans l'interaction de la région A à $\psi = 210 \text{ deg}$ ainsi que les vitesses induites qu'il produit sur la pale dans le plan parallèle à la pale.

Cette figure montre que le tourbillon génère donc un écoulement ascendant particulièrement intense pour le cas 430 (7A) par rapport aux autres conditions de vol avec des vitesses induites

16. Annexe A.

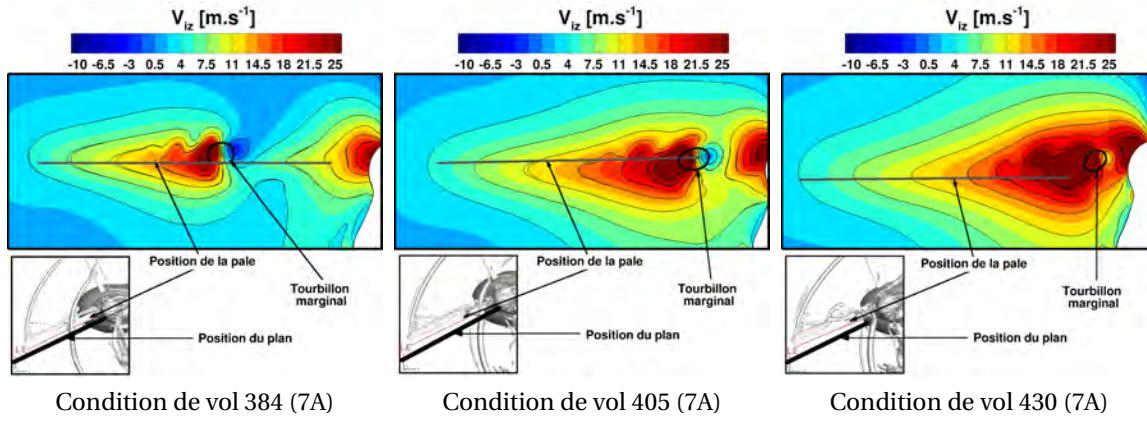


FIGURE 6.46 – Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan parallèle à la pale à $\psi = 210$ deg lorsque la vitesse d'avancement augmente.

de l'ordre de 10 m.s^{-1} à $r/R = 0.5$ dans ce cas alors que le tourbillon marginal passe au niveau de la tête rotor. Non seulement les vitesses induites par le tourbillon sont plus élevées lorsque la vitesse d'avancement augmente, mais l'angle induit α_i sur les sections de pale est d'autant plus élevé que la vitesse U_T est réduite (en pale reculante lorsque $U_\infty \nearrow$). Ceci montre que, même si le tourbillon intersecte la pale au niveau de son emplanture, c'est cette interaction qui pilote le décrochage dans cette région A. Même si, à cet azimut, le tourbillon passe de plus en plus près de la tête rotor, c'est-à-dire de plus en plus loin de la région de décollement, son influence se ressent toujours autour de la mi-envergure par la vitesse induite ascendante qu'il produit.

Pour la région B, procédons comme pour le paragraphe précédent. La Figure 6.47 représente l'évolution de l'angle d'incidence induite α_i ainsi que celle de l'angle de pas θ , du coefficient de moment de tangage local M^2C_m et de la position des décollements sur la section à $r/R = 0.915$.

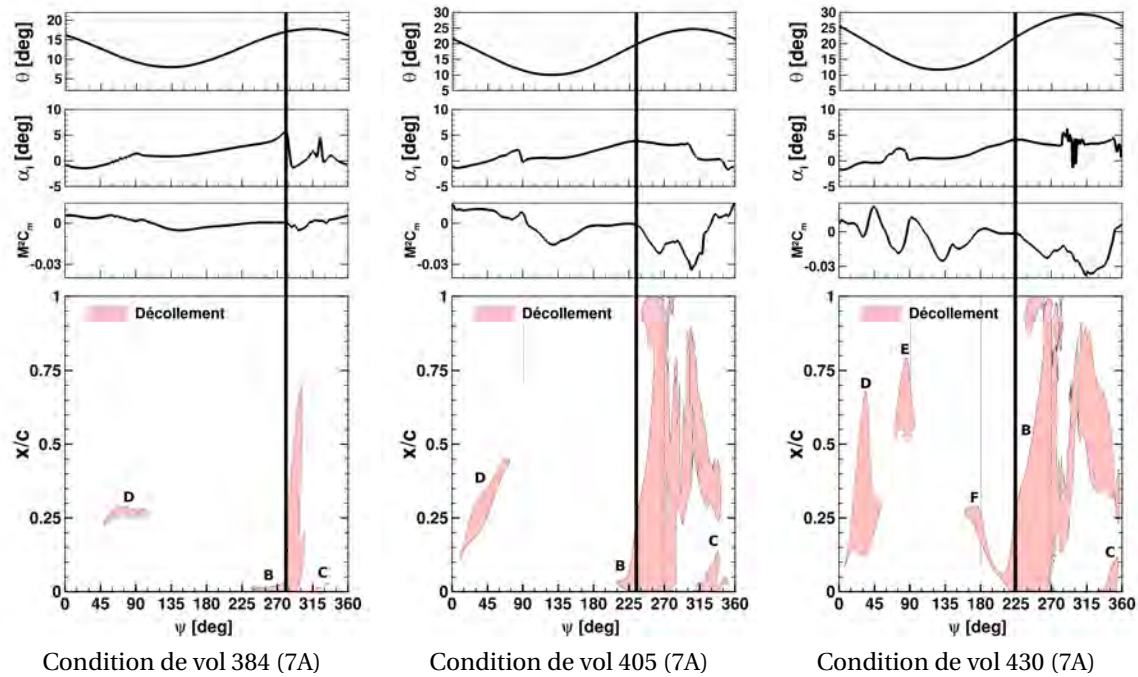


FIGURE 6.47 – Position des décollements de la couche limite et évolution de l'angle induit α_i sur la section à $r/R = 0.915$ lorsque la vitesse d'avancement augmente.

L'azimut correspondant à l'éclatement du bulbe de décollement est toujours marqué par une ligne noire sur la Figure 6.47. Le décrochage dynamique est déclenché de plus en plus tôt lorsque

U_∞ augmente. L'éclatement du bulbe et donc le décrochage dynamique se produit dans les trois cas lorsque la section est soumise à un écoulement ascendant ($\alpha_i > 0$). La Figure 6.47 montre également que pour les trois conditions de vol, un maximum local de α_i est observé au moment du décrochage, c'est-à-dire à $\psi = 285$ deg pour le cas 384 (7A)¹⁷, à $\psi = 230$ deg pour le cas 405 (7A)¹⁷ et à $\psi = 225$ deg pour le cas 410 (7A)¹⁷. La Figure 6.48 illustre les sillages à ces instants pour les trois conditions de vol. La vitesse induite par les sillages dans le plan parallèle au disque rotor situé à une distance d'une corde sous la tête rotor est également représentée sur la Figure 6.48.

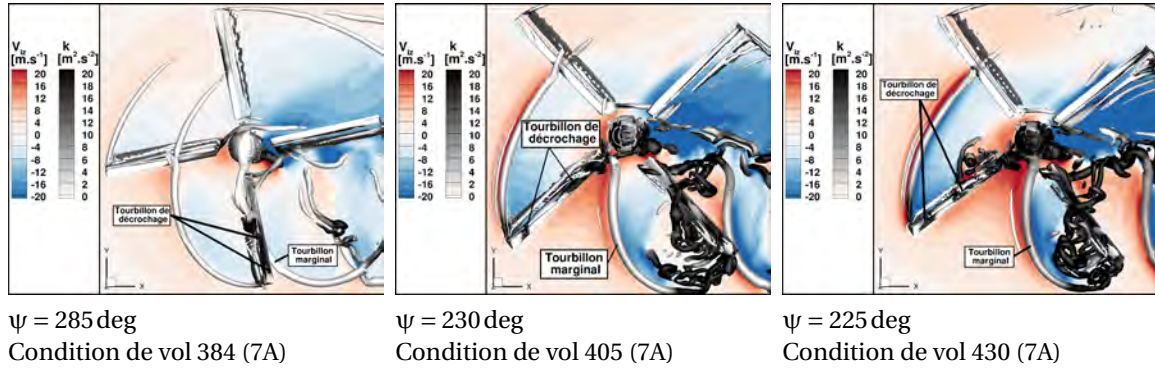


FIGURE 6.48 – Iso-contour de critère Q et vitesse induite verticale dans le plan sous le rotor au déclenchement du décrochage dynamique dans la région B lorsque la vitesse d'avancement augmente.

La Figure 6.48 met en évidence l'interaction se produisant en extrémité pour le cas 384 (7A). Elle montre également qu'aucune interaction n'est observée en extrémité au moment du décrochage pour les deux autres conditions. Néanmoins, une vitesse induite ascendante est observée même en extrémité.

Tandis que les sections entre $r/R = 0.6$ et $r/R = 0.8$ ne sont pas décrochées, les sections en extrémité sont décrochées. La différence entre ces sections est due à la recompression suite à la survitesse localement supersonique en extrémité (illustrée à la section $r/R = 0.915$ sur la Figure 6.19) qui n'est pas observée pour $0.6 \leq r/R \leq 0.8$. Cette onde de choc est à l'origine du bulbe de décollement en extrémité, bulbe qui éclate et mène au décrochage lorsque l'incidence est suffisante. De plus, le profil aérodynamique utilisé en extrémité est différent de celui en pied de pale. En effet, un profil OA213 est utilisé pour $r/R < 70\%R$ et un profil OA209, seulement à partir de $90\%R$. Le profil OA213 est plus épais et donc plus robuste au décrochage lorsque le nombre de Mach est relativement faible, ce qui est le cas en pale reculante et d'autant plus lorsque U_∞ est élevé. C'est cet ensemble de phénomènes couplés à la haute incidence due à la cinématique de la pale qui fait que nous sommes amenés à penser que c'est majoritairement la cinématique de la pale qui déclenche le décrochage en extrémité pour ces conditions à des paramètres d'avancement élevés (405 et 430).

D'après la Figure 6.43, les régions C, D et E sont corrélées dans tous les cas à une région d'interaction pale-tourbillon. De plus, pour la région C, un maximum local d'angle induit est observé sur la Figure 6.47 pour $315 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$. Cet angle induit provient directement de l'écoulement ascendant induit non pas par le tourbillon de la pale précédente, mais par celui de la pale opposée comme nous pouvons le voir sur la Figure 6.49.

Finalement d'autres mécanismes, notamment la déformation en torsion de la pale, peuvent intervenir en pale avançante, dans les régions D et E. En effet, la torsion peut favoriser ou limiter le décollement de la couche limite. Nous reviendrons sur ce point dans la section 6.3.

17. Annexe A.

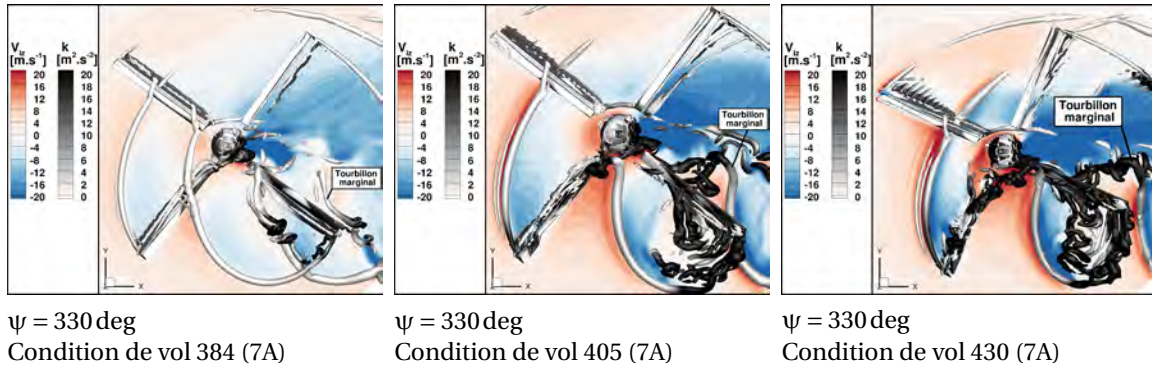


FIGURE 6.49 – Iso-contour de critère Q et vitesse induite verticale dans le plan sous le rotor au déclenchement du décrochage dynamique dans la région C lorsque la vitesse d'avancement augmente.

Augmentation de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$

Rappel

- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 410** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Pour l'étude de l'influence de l'augmentation de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$, nous avons choisi d'opérer à un paramètre d'avancement μ évitant les interactions en pale reculante. Ainsi, les Figures 6.50 et 6.51 illustrant la corrélation entre les régions de décollement et les régions d'interactions pale-tourbillon ne montrent aucune interaction entre $\psi = 180 \text{ deg}$ et $\psi = 270 \text{ deg}$, à l'exception de celle au niveau de l'emplanture de la pale, à $r/R < 0.3$.

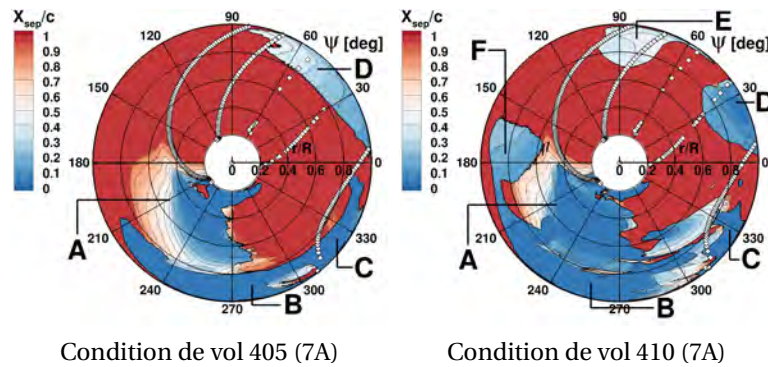


FIGURE 6.50 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.

Les mêmes conclusions concernant les interactions pale-tourbillon possibles sur le disque rotor sont tirées sur le cas 410 (7A)¹⁸ que celle du cas 405 (7A)¹⁸. Puisque seule la charge adimensionnée est modifiée, les seules différences dans la géométrie du sillage déterminée par l'outil analytique proviennent de l'angle de l'inclinaison du disque rotor ($|\alpha_q|$) qui diminue avec l'augmentation de $\bar{Z}$ et le souffle rotor dépendant de F_z . Ainsi, les interactions possibles entre la pale et un tourbillon marginal sont presque exactement les mêmes pour les deux conditions de vol (405 et 410). Notons, néanmoins, une différence entre le cas 405 et le cas 410 autour de l'azimut $\psi = 330 \text{ deg}$. Pour la condition 405 (7A), un décollement est observé dans cette région en extrémité juste après le passage d'un tourbillon marginal. Pour le cas 410 (7A), ce décollement est observé mais un autre se forme plus proche de la mi-envergure de pale, à $r/R = 0.6 - 0.8$. Cette nouvelle

18. Annexe A.

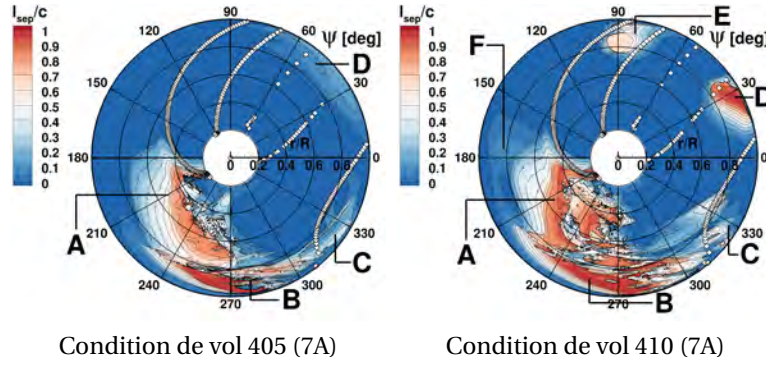


FIGURE 6.51 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) lorsque la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$ augmente.

région de décollement est localisée à proximité d'une interaction d'après les Figures 6.50 et 6.51.

Influence de la géométrie de la pale : 7A et ERATO

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Finalement, nous proposons dans cette partie d'essayer de mieux comprendre le rôle de la géométrie de la pale sur l'emplacement des interactions pale-tourbillon sur le disque rotor et sur leur influence sur le décollement de la couche limite. La pale ERATO a une double flèche. Cela modifie la position de l'extrémité de la pale et donc le point d'émission du tourbillon marginal à une position azimutale donnée par rapport à la pale 7A. Ainsi, la géométrie du sillage émis est différent pour une même condition de vol (U_∞ , Ω , $(C_x S)_f / (S\sigma)$ et $\bar{Z}$). Les Figures 6.52 et 6.53 représentent les interactions sur les cartographies caractérisant les décollements de la couche limite sur le disque rotor pour les conditions de vol 384 (7A)¹⁹ et 384 (ERATO)¹⁹.

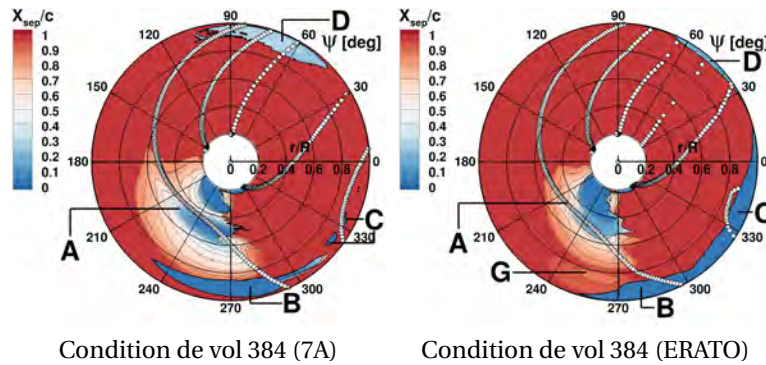


FIGURE 6.52 – Cartographie du point de décollement X_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) pour deux géométries de pale à une condition de vol constante.

Pour la pale ERATO²⁰, le décollement dans la région A est, comme pour la pale 7A, localisé dans la région d'interaction avec le tourbillon émis par l'extrémité de la pale précédente. Dans cette région ($0.4 \leq r/R \leq 0.6$) un tourbillon passe à proximité de la pale et va modifier localement et brutalement l'incidence de la pale pouvant forcer le déclenchement du décrochage dynamique.

19. Annexe A.

20. Note : Rappelons qu'une erreur a été commise sur la loi de commande de la simulation HOST/*eIsA* sur la condition de vol 384 (ERATO). Les solutions et analyses sont donc à interpréter avec précaution.

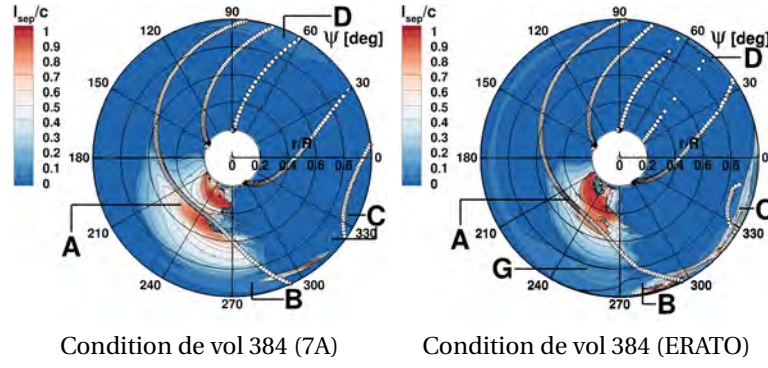


FIGURE 6.53 – Cartographie de la longueur maximale de décollement l_{sep}/c et position analytique des interactions pale-tourbillon ($\diamond$) pour deux géométries de pale à une condition de vol constante.

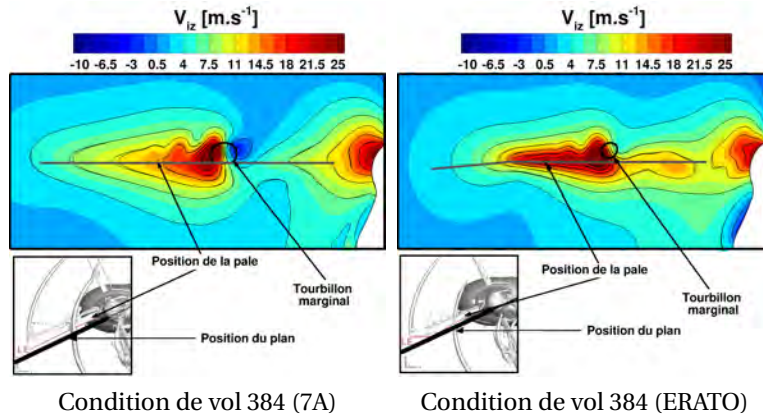


FIGURE 6.54 – Composante verticale de la vitesse induite V_{iz} sur un plan parallèle à la pale à $\psi = 210$ deg pour deux géométries de pale à une condition de vol constante.

Le rayon du tourbillon (*cercle noir*) émis par la pale ERATO est plus petit que celui émis par la pale 7A d'après la Figure 6.54. Néanmoins, les niveaux de V_{iz} , supérieurs à 25 m.s^{-1} , sont plus élevés autour du tourbillon émis par la pale ERATO qu'autour de celui provenant de la pale 7A. Ces écoulements ascendants sur la pale au niveau du tourbillon montrent bien l'influence de l'interaction sur les incidences de la pale pour $0.4 \leq r/R \leq 0.6$ pour les deux géométries de pales. La région influencée par l'interaction pale-tourbillon (hauts niveaux de V_{iz}) est plus étendue vers l'extrémité pour la pale ERATO par rapport à la pale 7A. Néanmoins, comme illustré également sur la Figure 6.54, la double flèche de la pale ERATO fait que le plan choisi et montré n'est pas parallèle au bord d'attaque de la pale. La flèche est positive entre $r/R = 0.67$ et 0.8 puis négative au-delà. Ainsi, le plan est plus proche de la pale ERATO pour $0.67 \leq r/R \leq 0.8$ et plus éloigné pour $r/R \geq 0.8$ que de la pale 7A. La Figure 6.54 montre que le plan est même particulièrement près de la pale ERATO au niveau du changement de signe de la flèche autour de $r/R = 0.8$. L'influence de la pale sur la vitesse induite n'est donc pas négligeable dans cette région. Ceci explique le niveau particulièrement élevé de vitesse induite verticale ($V_{iz} \approx 20 \text{ m.s}^{-1}$) car l'écoulement doit contourner la pale. Cela ne peut donc pas être attribué à la présence du tourbillon marginal.

Au sein de la région B, c'est-à-dire pour $r/R \geq 0.8$ et $240 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$, le bulbe de décollement éclate au niveau du passage du tourbillon entre $\psi = 280$ et 300 deg en extrémité pour les deux géométries de pale. La pale ERATO semble plus sensible au décollement dans cette région que la pale 7A puisque les interactions dans cette région se produisent approximativement à la même position (radiale et azimutale) et elle est plus décrochée que la pale 7A. D'après la Figure 6.53, l'extrémité de la pale ERATO commence à décrocher (l_{sep}/c augmente rapidement) à $\psi = 275 \text{ deg}$ et ne recolle pas avant $\psi = 15 \text{ deg}$ alors que l'extrémité de la pale 7A n'est soumise à un décollement particulièrement étendu sur l'extrados qu'entre $\psi = 285$ et $\psi = 310 \text{ deg}$.

6.2.2 Clarification du rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage

Dans le paragraphe précédent, les calculs de couplage fluide-structure entre HOST et *elsA* ont permis de montrer l'influence de l'interaction pale-tourbillon sur le décrochage dynamique pour les différentes conditions de vol sélectionnées. En effet, l'angle d'incidence induit par le tourbillon dans les régions de décollement A, B et C vient s'ajouter à un angle d'incidence local déjà élevé à cause de la cinématique et de la déformation de la pale. Néanmoins, il reste difficile d'attribuer le déclenchement du décrochage à l'interaction pale-tourbillon pour certaines conditions de vol puisque le décrochage dynamique débute avant même qu'une interaction ne se produise, comme pour le cas 389 (7A) ²¹ ou les conditions de vol à grande vitesse ($\mu \geq 0.42$) par exemple.

Ainsi, l'objectif de cette section est de proposer une méthode visant à isoler les effets de l'interaction pale-tourbillon sur le décrochage dynamique à une section de pale donnée dans des conditions reproduisant l'environnement aérodynamique réel d'un élément de pale lors d'un vol d'avancement stabilisé. Puis nous mettrons en œuvre cette méthode afin de statuer sur le rôle de l'interaction pale-tourbillon dans le déclenchement du décrochage.

Méthode

Un modèle simplifié représentatif du comportement d'un élément de pale en extrémité à la section $r/R = 0.915$ a été mis en place. Il consiste en la modélisation et la simulation de la section considérée par un profil bidimensionnel en translation et en oscillation de tangage. Des simulations tridimensionnelles permettant de modéliser l'extrémité de la pale ont également été mises en place et seront uniquement présentées en Annexe E. Le tourbillon venant impacter la section de pale peut être ajouté numériquement aux simulations bidimensionnelles comme illustré sur la Figure 6.55. Ce tourbillon est construit à partir du modèle de tourbillon de Scully [114] (d'après les références [62, 123]) et ses caractéristiques sont déterminées par les calculs de couplage sur rotor complet.

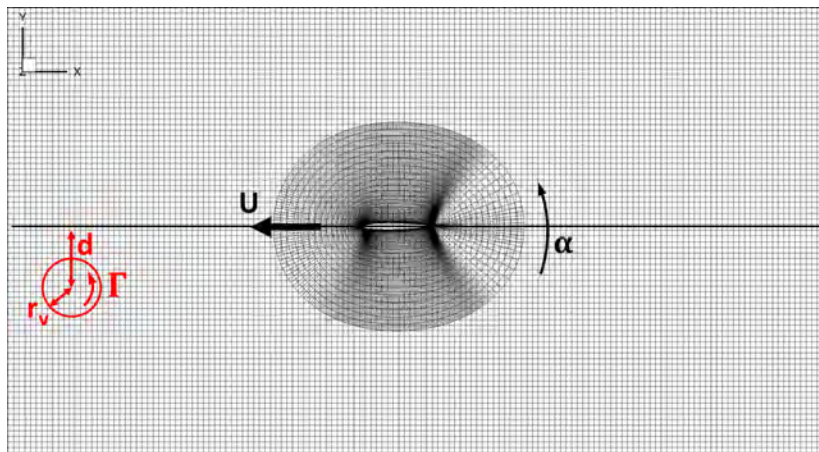


FIGURE 6.55 – Schéma de la modélisation simplifiée du comportement d'une section de pale soumise à une interaction pale-tourbillon.

Les simulations du modèle simplifié sont réalisées avec les mêmes paramètres numériques et modèles physiques que les calculs de référence. De la même manière, le maillage choisi pour la section considérée a les mêmes caractéristiques que le maillage des pales présenté dans le tableau 2.1 et a été élaboré selon la méthode Chimère (cf. Figure 6.55).

Cependant, le coût en temps et en ressources est bien plus faible que celui des simulations de rotor complet. Pour effectuer les 1600 itérations nécessaires pour simuler une révolution complète du rotor (avec $\Delta\psi = 0.225$ deg), il faut 200h sur 250 processeurs pour les calculs complets contre

21. Annexe A.

seulement 4h sur 13 processeurs pour le modèle 2D présenté.

Mouvement de la section considérée :

Le mouvement de la section de pale à $r/R = 0.915$ a été décomposé en une translation à la vitesse non uniforme U et une oscillation en tangage autour du quart de corde définie par l'angle α .

Vitesse de translation locale U :

La vitesse de translation de la section est choisie non-uniforme. En effet, lors d'un vol d'avancement, la vitesse vue par une section de pale est la combinaison de la vitesse de rotation Ω et de la vitesse d'avancement U_∞ et est définie par $U = \Omega r + U_\infty \sin(\Omega t) \cos \alpha_q$.

Angle d'incidence local α :

Il n'est pas simple de connaître l'incidence réelle vue par une section de pale, en considérant l'influence de l'écoulement entourant la pale. Plusieurs méthodes de reconstruction et d'extraction de l'incidence de la section $r/R = 0.915$ ont été évaluées : seule l'une d'entre elles sera présentée dans le corps du manuscrit (les autres sont disponibles en Annexe E). Afin de déterminer l'angle d'incidence, nous avons choisi de le reconstruire en le décomposant en une somme de trois termes : l'angle de pas θ issu de la cinématique de la pale, l'angle de torsion θ_{elast} et l'angle induit $\alpha_i = -\arctan(U_P/U_T)$ où U_T est la vitesse tangentielle à la section et U_P est la vitesse perpendiculaire à la section [63] :

$$\begin{cases} U_T = \Omega r + U_\infty \cos \alpha_q \sin \psi \\ U_P = (U_\infty \sin \alpha_q + V_{iz}) \cos \beta + r \dot{\beta} + U_\infty \cos \alpha_q \cos \psi \sin \beta \end{cases} \quad (6.4)$$

La cinématique et la déformation de la pale ont été définies par le calcul HOST à l'issue du processus de couplage sur le rotor complet. La principale difficulté de l'approche est d'estimer la vitesse induite verticale V_{iz} . Dans le cadre de ce modèle simplifié et dans le but de ne pas considérer l'interaction pale-tourbillon que nous cherchons à isoler, on se contente de la vitesse induite définie par le modèle analytique de Meijer-Drees [80]. En effet, le tourbillon sera ajouté numériquement dans les simulations simplifiées et son influence ne doit pas apparaître également dans l'angle d'incidence. Néanmoins, une correction est apportée à ce modèle de vitesse induite afin de considérer l'influence du tourbillon d'extrémité émis par la pale considérée sur sa propre section à $r/R = 0.915$: $V_{iz} = V_{izMD} + V_{TV}$. En effet, la section est située proche de l'extrémité de la pale. Ainsi, l'influence du tourbillon marginal sur la section choisie n'est pas négligeable. Le tourbillon marginal formé est supposé rectiligne et semi-infini à partir de son émission (*hypothèse forte*). D'après la loi de Biot et Savart, la vitesse induite par le tourbillon marginal sur une section à une position radiale r est donc définie par $V_{TV} = \Gamma_{TV} / (4\pi(R-r))$ où Γ_{TV} est la circulation du tourbillon marginal. Cette circulation du tourbillon d'extrémité, Γ_{TV} , a été estimée par la valeur de la circulation sur la section de pale maximisant le $M^2 C_n$ [100].

Caractéristiques du tourbillon impliqué dans l'interaction pale-tourbillon dans la région B :

Il faut à présent caractériser le tourbillon venant impacter la section de pale au cours de l'interaction pale-tourbillon étudiée (région B). Pour cela, nous avons utilisé les simulations des rotors complets, articulés et déformables. Puis nous avons construit le tourbillon selon le modèle de Scully et celui-ci a été ajouté numériquement dans les simulations simplifiées par superposition des champs de vitesse, de pression et de densité des calculs simplifiés sans l'interaction avec ceux obtenus par le modèle de tourbillon de Scully :

$$\begin{cases} \rho = \rho_{w/o \text{ BVI}} + (\rho_{\text{Scully}} - \rho_\infty) \\ \vec{V} = \vec{V}_{w/o \text{ BVI}} + \vec{V}_{\text{Scully}} \\ P = P_{w/o \text{ BVI}} + (P_{\text{Scully}} - P_\infty) \end{cases}$$

Nous avons veillé à ajouter le tourbillon de telle manière à ce qu'il vienne impacter la section au bon instant et avec la bonne distance verticale d à la section considérée (Figure 6.55). En effet, en connaissant la loi d'évolution de la vitesse de la section, il est possible de déterminer l'instant pour lequel le tourbillon doit se situer à une distance donnée (la région d'interpolation dans laquelle le tourbillon a été ajouté aux simulations) de la section pour obtenir une interaction similaire à celle observée dans les calculs sur rotor complet.

Afin de définir le tourbillon de Scully, il faut extraire des calculs de couplage deux caractéristiques du tourbillon : le rayon du cœur du tourbillon r_{core} et la circulation du tourbillon Γ_{BVI} . Pour les obtenir, les profils de vitesse du tourbillon dans deux directions orthogonales (X_0 et Z_0) ont été extraits sur un plan perpendiculaire au tourbillon impactant la section à $r/R = 0.915$ (Figure 6.56). Cette extraction a été réalisée quelques instants avant l'interaction pour éviter toute influence de la pale sur les résultats. De plus, la circulation du tourbillon se conserve pendant sa convection rendant cette méthode possible.

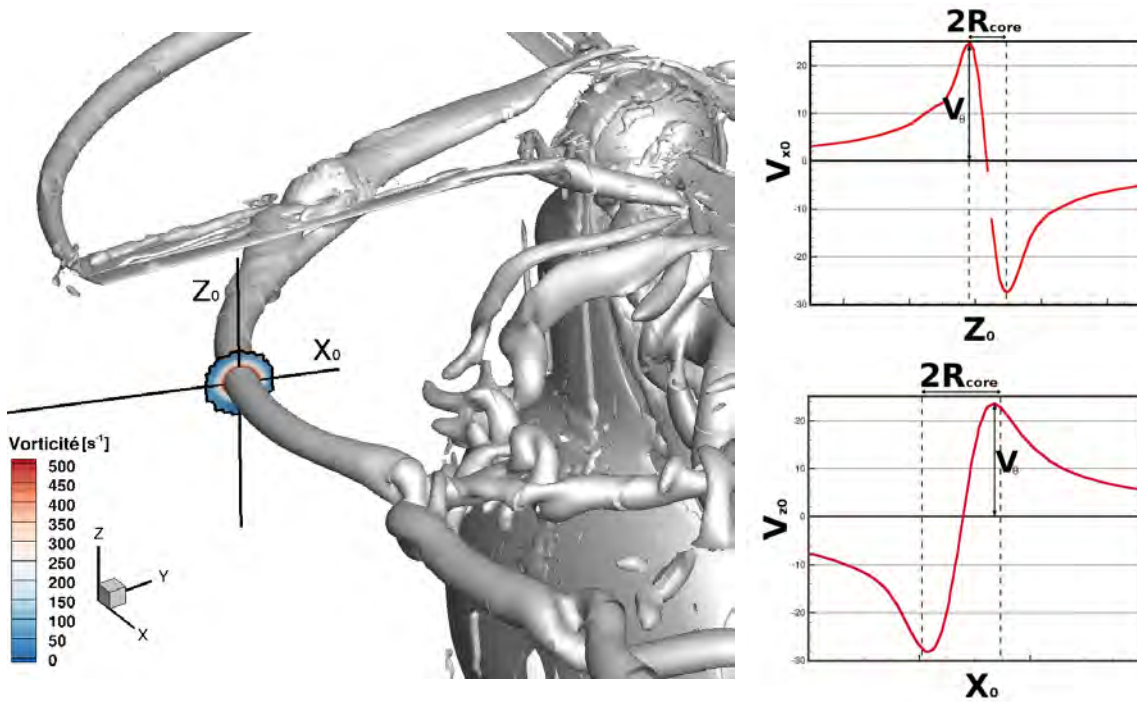


FIGURE 6.56 – Plan perpendiculaire au tourbillon et exemple de profils de vitesse du tourbillon dans deux directions orthogonales pour l'extraction de ses caractéristiques. Point de vol 293 (7A)

La Figure 6.56 permet de définir la vitesse tangentielle du tourbillon V_θ comme la moyenne de la valeur de crête dans les deux directions, et le rayon du cœur du tourbillon comme la moitié de la distance entre les extrema de la vitesse tangentielle. Finalement, la circulation du tourbillon Γ_{BVI} est obtenue par le modèle de Scully comme suit : $\Gamma_{BVI} = 4\pi r_{core} V_\theta$.

Validation

Dans ce paragraphe, nous validons le modèle bidimensionnel simplifié sur la section à $r/R = 0.915$ de la condition de vol 293 pour laquelle le rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage dynamique a été montrée par les simulations de couplage sur rotor complet dans la section précédente. Afin de permettre la comparaison avec le comportement réel de la section de pale lors d'un vol d'avancement, le tourbillon impactant la section est ajouté numériquement dans la simulation simplifiée par la méthode que nous avons déjà présentée.

La Figure 6.57 présente la loi d'incidence déterminée pour la section choisie ($r/R = 0.915$) pour

le cas 293 (7A) ²². Elle compare l'incidence reconstruite qui exclut l'influence de l'interaction pale-tourbillon et celle estimée par le calcul HOST à l'issue du couplage qui inclut l'influence du sillage. Le Tableau 6.2 référence les caractéristiques du tourbillon venant impacter la section considérée et qui est modélisé dans les simulations simplifiées présentées pour valider la méthodologie.

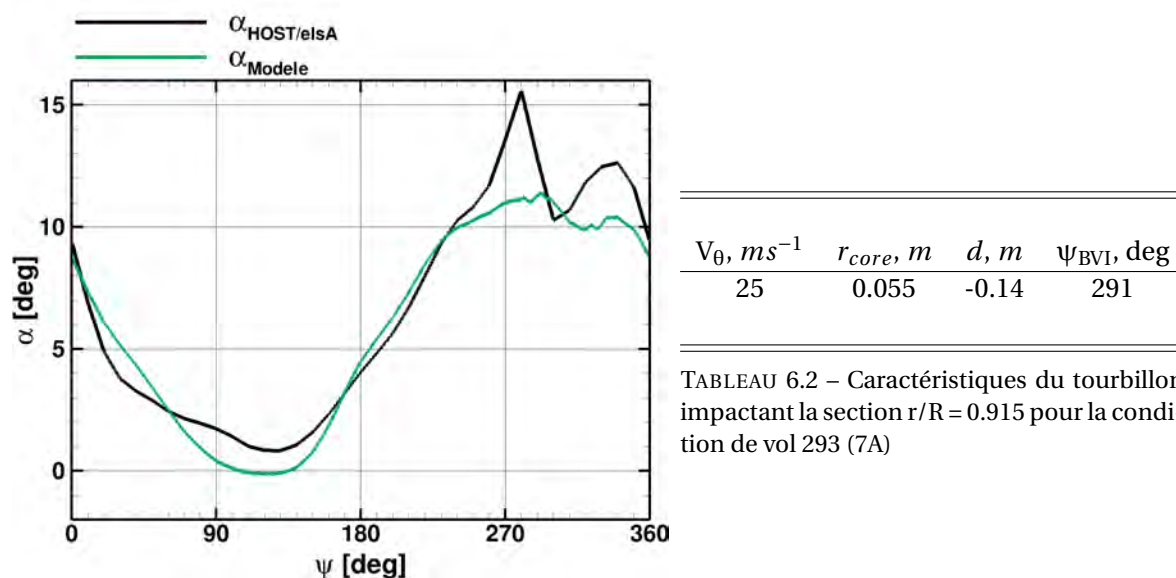


FIGURE 6.57 – Loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)

La Figure 6.57 suggère que l'interaction pale-tourbillon, ou en tout cas les sillages, sont responsables de la variation d'incidence autour de $\psi = 270$ deg puisqu'elle n'est pas reproduite avec le modèle utilisant seulement la vitesse induite de Meijer-Drees. Ceci vient confirmer les observations faites dans le paragraphe 6.2.1 : l'interaction pale-tourbillon serait bien impliquée dans le décrochage de la région B.

Les efforts aérodynamiques, plus précisément le coefficient de force normale locale $M^2 C_n$, et les coefficients de pression K_p (pour quatre azimuts au cours de l'évènement de décrochage dynamique) déterminés lors des calculs de couplage sur le rotor complet, articulé et déformable sont comparés à ceux obtenus par la modélisation simplifiée dans les Figures 6.58 et 6.59.

Le modèle bidimensionnel permet de reproduire le comportement aérodynamique, notamment l'évènement de décrochage dynamique de la section pour $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 330 \text{ deg}$ (Figures 6.58 et 6.59) en comparaison avec les simulations rotor complet. Néanmoins, l'accord est moins bon au niveau de la pale arrière, notamment du côté de la pale avançante ($\psi \geq 0 \text{ deg}$). La portance obtenue dans cette région avec le modèle est fortement sur-estimée ($\Delta M^2 C_n = 35\%$). Cela est très certainement dû à la sur-estimation de l'incidence induite faite avec le modèle de Meijer-Drees qui ne considère pas les sillages. En effet, les sillages émis par le rotor et par le banc d'essais réduisant l'incidence à l'arrière du disque rotor ne sont pas considérés par le modèle bidimensionnel.

L'évènement de décrochage dynamique est sur-estimé par le modèle bidimensionnel. Le tourbillon de décrochage se formant sur l'extrados est plus intense dans les simulations bidimensionnelles comme illustré par la déportance à $x/c = 0.4$ pour $\psi = 280 \text{ deg}$ sur la Figure 6.59. En revanche, le modèle bidimensionnel permet de reproduire un décrochage dynamique en phase azimutale avec les résultats du calcul sur un rotor complet autant sur l'évolution du $M^2 C_n$ (Figure 6.58) que sur le processus de décrochage observé sur le coefficient de pression (Figure 6.59). En conclusion, le modèle mis en place permet donc de prévoir de manière satisfaisante et à moindre coût le comportement aérodynamique d'une section de pale lors d'un vol d'avancement, compte tenu des limites inhérentes à une approche bidimensionnelle.

22. Annexe A.

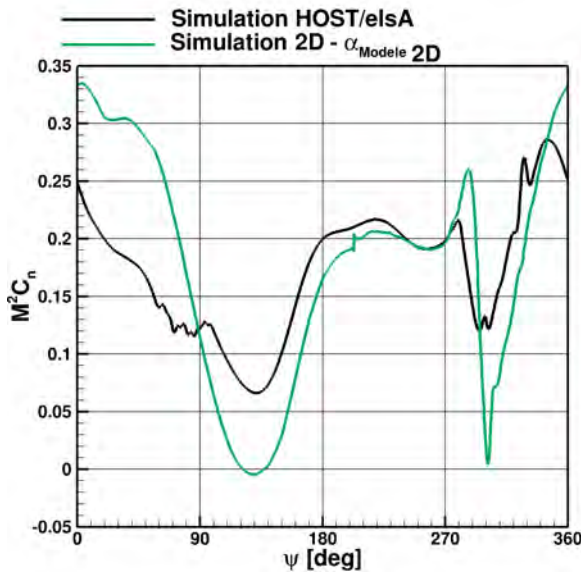


FIGURE 6.58 – Coefficients de force normale $M^2 C_n$ obtenus par les calculs de couplage et par le modèle simplifié sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)

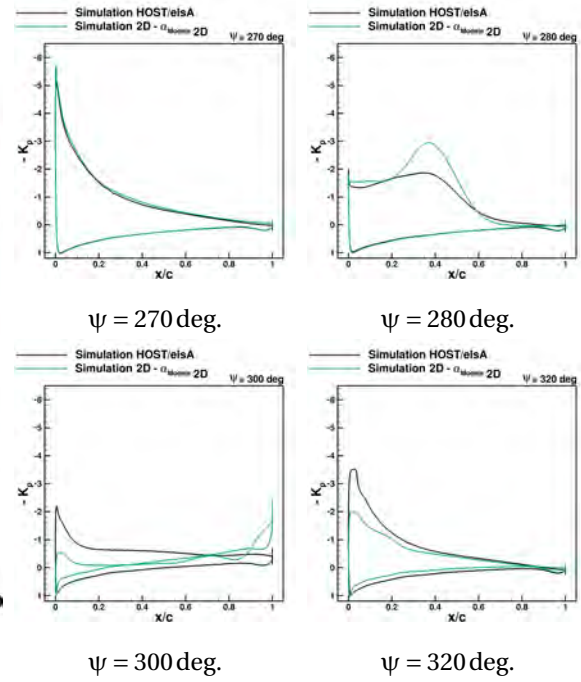


FIGURE 6.59 – Coefficients de pression K_p obtenus par les calculs de couplage et par le modèle simplifié sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)

Rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage

Nous avons montré que le modèle simplifié bidimensionnel permet d'obtenir de manière satisfaisante le comportement aérodynamique de la section à $r/R = 0.915$ d'une pale de rotor en vol d'avancement. Ainsi, ces simulations sont utilisées pour étudier le rôle réel de l'interaction pale-tourbillon sur le décrochage dynamique en extrémité de pale. Pour cela, deux simulations simplifiées sont réalisées et comparées : l'une sans et l'autre avec le tourbillon passant à proximité de la section de pale considérée. Les deux solutions sont ensuite comparées avec les simulations de couplage HOST/elsA sur le rotor complet.

Condition de vol 293 (7A)

Rappel

- **Cas 293** : $M_{QR} = 0.646$, $\mu = 0.3$, $\bar{Z} = 20.1$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$

Pour la condition de vol 293 (7A)²³, l'extrémité de pale dans la région B ($220 \text{ deg} \leq \psi \leq 315 \text{ deg}$) est impactée par le tourbillon marginal émis pas la pale précédente autour de $\psi = 280-290 \text{ deg}$ (cf. paragraphe 6.2.1). Les simulations bidimensionnelles peuvent être utilisées pour prouver le rôle de l'interaction pale-tourbillon dans le déclenchement du décrochage à $\psi = 280 \text{ deg}$ pour cette condition de vol.

Les coefficients de force normale $M^2 C_n$ obtenus pour la section à $r/R = 0.915$ par les simulations simplifiées avec et sans l'interaction pale-tourbillon sont comparées à la simulation de couplage entre HOST et elsA sur la Figure 6.60.

Un évènement de décrochage en portance est obtenu en phase avec le calcul complet, c'est-à-dire pour $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 320 \text{ deg}$, lorsque le tourbillon est implémenté dans les simulations simplifiées alors qu'aucun évènement de décrochage n'est capturé sans le tourbillon en interac-

23. Annexe A.

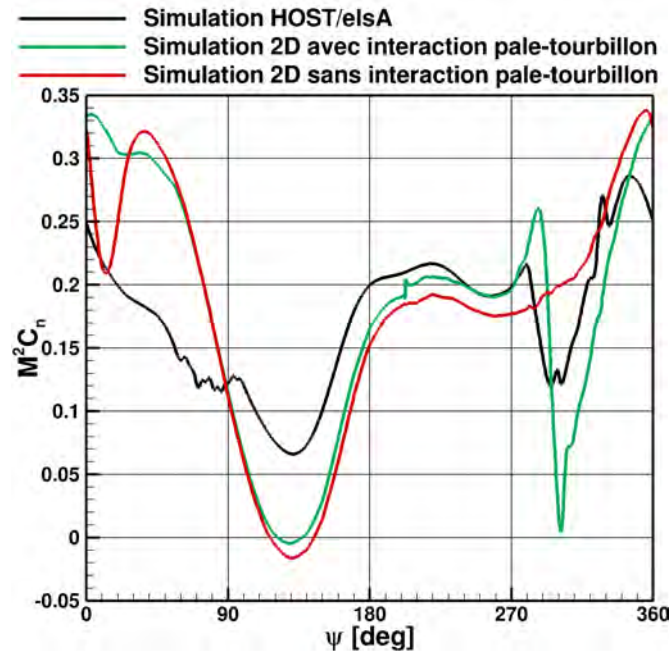


FIGURE 6.60 – Coefficients de force normale $M^2 C_n$ obtenus par le modèle simplifié avec et sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (7A)

tion. Ce comportement montre clairement que l'incidence issue de la cinématique et de la déformation de la pale n'est pas suffisante pour déclencher le décrochage. Néanmoins, dès lors qu'une interaction pale-tourbillon se produit, le décrochage dynamique est déclenché. Cela confirme les affirmations faites précédemment dans l'analyse des calculs complets.

Condition de vol 389 (7A)

Rappel

- **Cas 389** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

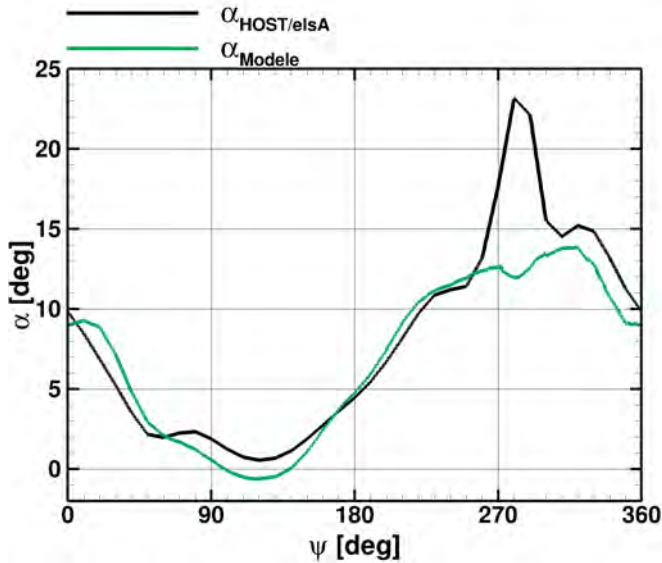
La principale motivation de la mise en place de cette modélisation capable d'isoler les effets de l'interaction pale-tourbillon est de prouver le rôle du passage du tourbillon dans le processus de décrochage dynamique pour les conditions de vol pour lesquelles celui-ci est moins évident. Un exemple est la condition de vol 389 (7A)²⁴. Pour ce point de vol, au déclenchement du décrochage, le tourbillon est encore relativement loin de la section à $r/R = 0.915$ d'après les simulations sur rotor complet. Néanmoins, les vitesses induites sont particulièrement élevées dans cette région laissant penser que le sillage est tout de même impliqué dans le développement du décrochage dynamique. Ces simulations simplifiées sont mises en œuvre afin d'aider à statuer sur le rôle de l'interaction pale-tourbillon dans la condition de vol 389 (7A).

La Figure 6.61 représente la loi d'incidence obtenue pour le cas 389 (7A) et le Tableau 6.3 résume les caractéristiques du tourbillon impliqué sur la section $r/R = 0.915$.

Comme attendu, lorsque la loi d'incidence du cas 389 (7A) est comparée à celle du cas 293 (7A), l'angle d'incidence est plus élevé lorsque la vitesse de rotation est réduite à iso-conditions de vol. L'angle d'incidence α atteint 14 deg à $\psi = 320$ deg alors qu'il ne dépasse pas $\alpha = 12$ deg pour le cas 293 (7A). Le Tableau 6.3 montre que l'interaction se produit à $\psi = 293$ deg, c'est-à-dire dans une région pour laquelle la pale a déjà une incidence particulièrement élevée $\alpha_{\text{Modèle}} \approx 12 - 13$ deg.

Comme pour le cas 293 (7A)²⁴, nous avons réalisé des simulations avec et sans l'interaction pale-tourbillon. La Figure 6.62 représente le coefficient de force normale à la section considérée.

24. Annexe A.



$V_\theta, m s^{-1}$	r_{core}, m	d, m	ψ_{BVI}, deg
25	0.05	-0.14	293

TABLEAU 6.3 – Caractéristiques du tourbillon impactant la section $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 389 (7A)

FIGURE 6.61 – Loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 389 (7A)

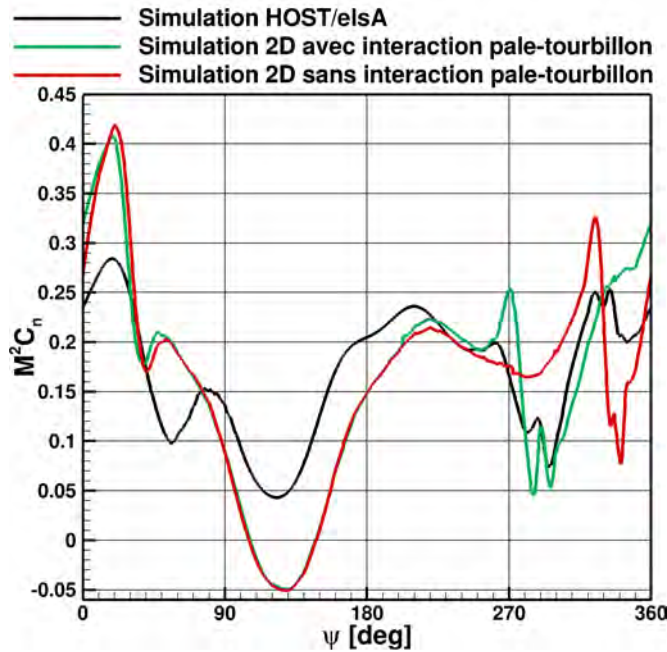


FIGURE 6.62 – Coefficients de force normale $M^2 C_n$ obtenus par le modèle simplifié avec et sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 389 (7A).

Sans tourbillon (*ligne rouge*), aucun décrochage en portance n'est observé entre $\psi = 270$ deg et $\psi = 320$ deg mais un évènement de décrochage est obtenu à $\psi = 330$ deg. Ce dernier semble correspondre au décrochage observé dans la région C sur cette condition de vol. Cependant, lorsque l'interaction pale-tourbillon est implémentée (*courbe verte* dans la Figure 6.62), un évènement de décrochage en portance brutal et intense est capturé en phase avec celui prévu, à $\psi = 260$ deg, par les simulations sur le rotor complet. Néanmoins, le second évènement de décrochage (celui de la région C) n'est alors pas capturé par le modèle simplifié, ce qui est probablement dû au passage du tourbillon qui réduit les incidences après avoir dépassé la section de pale. De plus, les simulations sur rotor complet montrent une seconde interaction dans la région C qui n'est pas prise en considération par ce modèle. Cette seconde interaction peut également être impliquée dans le décrochage de la région C puisqu'elle augmente localement les incidences sur la pale (Figure 6.39).

Cette interaction peut alors compenser la réduction d'incidence induite par l'interaction précédente et ainsi favoriser le décrochage comme schématisé dans la Figure 6.63. Cela justifierait le fait que cet évènement soit manqué par les simulations simplifiées ne considérant pas cette interaction.

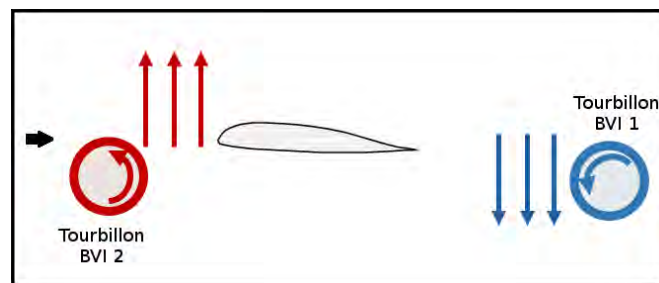


FIGURE 6.63 – Schéma de l'influence d'une seconde interaction pale-tourbillon sur l'incidence d'une section de pale.

Condition de vol 405 (7A)

Rappel

- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Pour la condition de vol 405 (7A)²⁵, la vitesse d'avancement est suffisamment grande pour éviter toute interaction pale-tourbillon en extrémité de pale reculante, c'est-à-dire pour $180 \text{ deg} \leq \psi \leq 270 \text{ deg}$. Néanmoins, nous avons vu précédemment que malgré cette absence d'interaction, un écoulement ascendant augmente les incidences en extrémité de pale (Figure 6.47). Il reste à établir le rôle de cet écoulement induit par le sillage sur le décrochage dynamique. En effet, pour cette condition de vol, l'angle d'incidence résultant de la cinématique est particulièrement élevé en pale reculante et pourrait être le seul responsable du décrochage.

La Figure 6.64 représente la loi d'incidence obtenue pour le cas 405 (7A) sur la section $r/R = 0.915$.

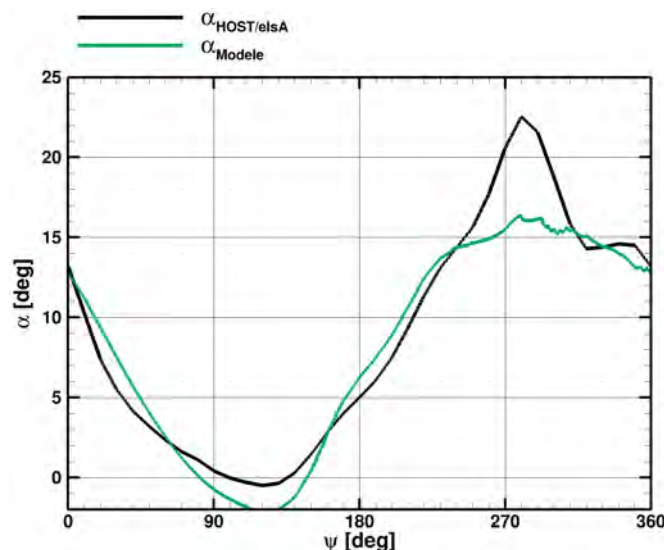


FIGURE 6.64 – Loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 405 (7A)

La loi d'incidence du cas 405 (7A) est particulièrement sévère dans la région de la pale reculante par rapport à celles des cas 293 (7A)²⁵ et 389 (7A)²⁵. L'angle d'incidence α atteint 16.5 deg à

²⁵. Annexe A.

$\psi = 280$ deg qui est au dessus de l'angle de décrochage statique observé dans les polaires du profil OA209 au nombre de Mach correspondant.

Contrairement aux deux autres cas, nous n'avons réalisé que la simulation sans l'interaction pale-tourbillon. En effet, cette interaction ne se produit en extrémité de pale que beaucoup plus tard par rapport au début du décrochage dynamique. Nous suspectons davantage que le décrochage soit issu d'effets purement cinématiques. La Figure 6.65 représente le coefficient de force normale à la section considérée obtenu par ce calcul simplifié sans interaction pale-tourbillon et la Figure 6.66 le coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$.

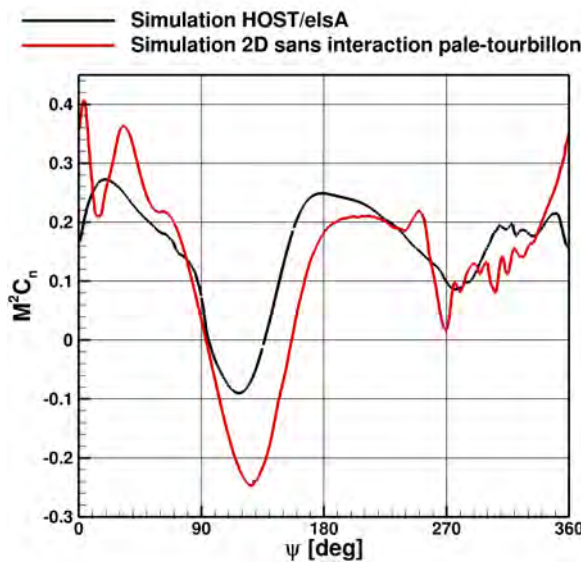


FIGURE 6.65 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ obtenu par le modèle simplifié sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 405 (7A)

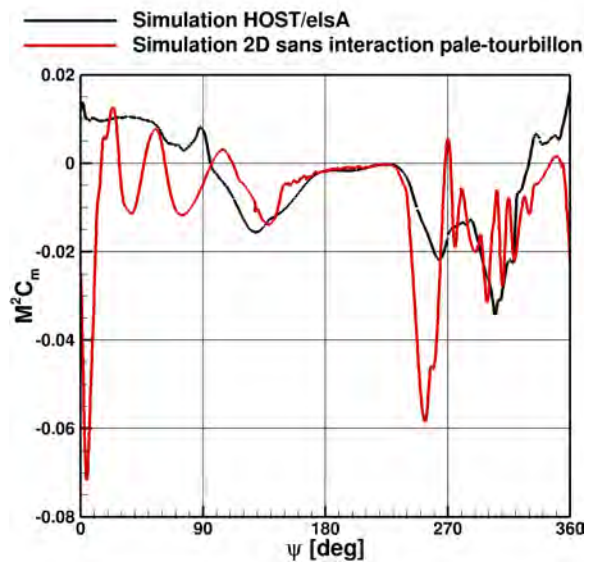


FIGURE 6.66 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ obtenu par le modèle simplifié sans interaction pale-tourbillon sur la section $r/R = 0.915$ du point de vol 405 (7A)

Sans interaction pale-tourbillon, le décrochage dynamique se produisant entre $\psi = 240$ deg et $\psi = 320$ deg est bien prévu en phase par le calcul bidimensionnel mais il est sur-estimé (ce qui pourrait être en partie dû à la modélisation 2D du calcul simplifié). Ceci montre bien que la cinématique et la déformation de la pale sont suffisantes pour provoquer le décrochage dynamique dans la région B à cette condition de vol particulièrement sévère.

Finalement, ces simulations montrent que l'interaction pale-tourbillon est bien le déclencheur principal du décrochage dynamique dans la région B pour les conditions de vol soumises à une interaction pale-tourbillon ($\mu < 0.4$). Néanmoins, lorsque la vitesse d'avancement est suffisamment grande pour éviter toute interaction dans cette région ($\mu > 0.4$), le décrochage dynamique est plutôt déclenché par la cinématique et la dynamique de la pale lorsque celles-ci entraînent des incidences particulièrement élevées.

Synthèse

- Une méthode de **prévision des interactions pale-tourbillon** a été mise en place et a été validée.
- Les interactions pale-tourbillon qui se produisent dans une région de décrochage **augmentent considérablement** (+5 – 6 deg) **les incidences** de sections de pale déjà à forte incidence (pale reculante). Elles participent donc à **déclencher le décrochage**.
- Dans les configurations à **grande vitesse**, le décrochage se produit dans des régions où **aucune interaction pale-tourbillon** n'est observée. Néanmoins, des tourbillons plus intenses sont formés et ceux-ci produisent des **écoulements ascendants augmentant les incidences plus loin de l'interaction** (vers la mi-envergure) sur la pale.
- Des simulations visant à **isoler les interactions pale-tourbillon** ont été développées.
- **En extrémité, lorsqu'une interaction se produit** pour des paramètres d'avancement modérés ($\mu \approx 0.3$), **le décrochage est déclenché par cette interaction**.
- **En l'absence d'interaction**, comme les cas à grande vitesse ($\mu \geq 0.42$), le **décrochage**, quand il se produit, est **provoqué, en extrémité, par la cinématique et la dynamique** de la pale.

6.3 Influence de la réponse aéroélastique sur le déclenchement du décrochage dynamique

Dans la section précédente, nous avons montré le rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le décrochage dynamique des rotors en vol d'avancement. Néanmoins, lors de l'étude préliminaire des mécanismes du décrochage par l'utilisation de calculs de basse fidélité du Chapitre 4 nous avons également mis en évidence le rôle du décrochage sur la déformation en torsion de la pale, et réciproquement, l'influence de la déformation en torsion de la pale sur le décollement de la couche limite et donc sur le décrochage dynamique (cf. section 4.3).

Dans cette section, nous allons donc analyser cet aspect par les simulations de couplage HOST/*elsA* sur des rotors complets, articulés et déformables. L'objectif est de comprendre le rôle de la structure de la pale et de sa déformation sur sa sensibilité au décrochage dynamique.

6.3.1 Corrélation entre la réponse en torsion de la pale et le décrochage dynamique

Dans un premier temps, nous allons présenter le lien entre la déformation en torsion de la pale et les événements de décrochage dynamique. Le décrochage dynamique induit un très fort moment à piquer sur la pale. Celle-ci va alors subir une torsion négative ($\theta_{\text{elas}} < 0$) suite à cette excitation impulsive. Selon l'intensité de cette déformation, un rebond peut se produire par excitation du premier mode de torsion de la pale et donc mener à une augmentation de la torsion de la pale ($\theta_{\text{elas}} > 0$) qui augmente également l'incidence locale et peut favoriser un nouveau décollement de la couche limite.

Pour chacun des cas sélectionnés dans le Chapitre 3, nous allons présenter la déformation en torsion obtenue par le calcul de couplage fluide-structure et nous allons évaluer les régions de torsion positive afin d'établir un lien entre ces régions et les décollements de la couche limite.

Réduction de la vitesse de rotation du rotor à des forces F_x et F_z constantes

Rappel

- **Cas 494** : $M_{\Omega R} = 0.676$, $\mu = 0.288$, $\bar{Z} = 18.2$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 293** : $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$, $\bar{Z} = 20.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 389** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Dans un premier temps, nous allons évaluer les corrélations décrochage-torsion lorsque la vitesse de rotation du rotor diminue. Pour cela, nous avons représenté la déformation en torsion de la pale au cours de la rotation de la pale pour les conditions de vol 494 (7A)²⁶, 293 (7A)²⁶ et 389 (7A)²⁶ sur la Figure 6.67. Afin d'établir le lien entre le décrochage dynamique et la déformation en torsion de la pale, la Figure 6.67 illustre également la position des décollements de la couche limite dont la longueur dans la direction de la corde est supérieure à $l_{sep}/c = 0.25$.

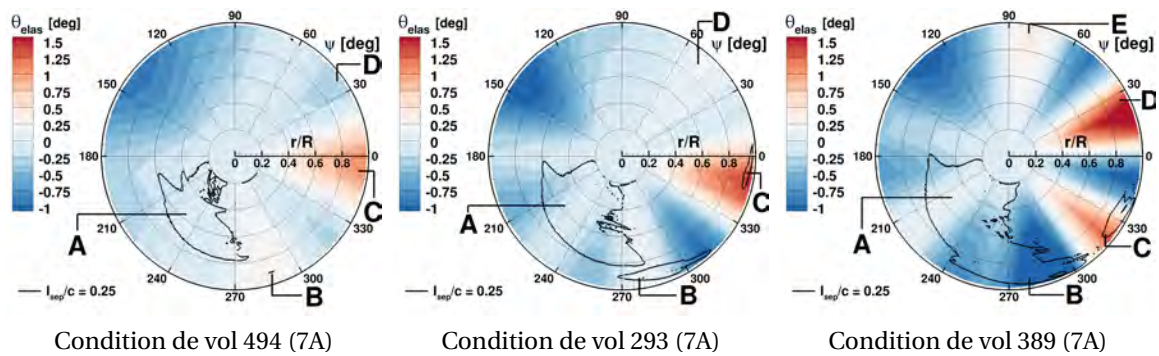


FIGURE 6.67 – Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$.

Pour les trois conditions de vol choisies à F_x et F_z constantes et à vitesse de rotation variable, le décollement massif de la couche limite est directement suivi par une torsion négative plus intense que dans les autres régions du disque rotor. Pour la condition de vol 293 (7A), le décrochage dynamique est observé en extrémité, dans la région B, entre $\psi = 290^\circ$ et $\psi = 310^\circ$ (provoqué par l'interaction pale-tourbillon). La réponse en torsion négative associée à cet événement de décrochage est obtenue pour $300^\circ \leq \psi \leq 330^\circ$. Elle atteint la valeur minimale de -1° en extrémité à $\psi = 310^\circ$. Cette torsion négative est le résultat de l'excitation provoquée par le décrochage dynamique et le moment en tangage à piquer qu'il produit. Ensuite, la pale subit une augmentation de la torsion en réponse à l'excitation impulsionnelle et une torsion positive de 1.4° est obtenue pour $330^\circ \leq \psi \leq 360^\circ$ menant à l'augmentation de l'incidence. Un décollement massif apparaît brièvement à $\psi = 350^\circ$, dans la région de décollement notée C qui correspond précisément à la région de torsion positive. Le même processus est observé sur le cas 389 (7A), une torsion négative est obtenue successivement au développement du décrochage dynamique de la région B. La valeur minimale de la torsion à $\psi = 290^\circ$ est de -1.8° qui est plus faible que celle du cas 293 (7A). Le « rebond » en torsion est donc plus intense et le maximum de torsion obtenu à la suite de cette torsion négative atteint 1.4° à $\psi = 320^\circ$. Ce maximum est plus élevé que la torsion maximale dans la région C du cas 293 (7A). Or le décollement de la région C pour le cas 389 (7A) est plus étendu. Il est possible que cette extension du décollement de la couche limite lorsque $M_{\Omega R}$ est réduit soit causée par l'augmentation de la torsion et donc de l'incidence dans la région C pour le cas 389 (7A) par rapport au cas 293 (7A). De plus, le décalage de la région de torsion est corrélé avec celui de la région de décollement (C), lorsque la vitesse de rotation est réduite (Figure 6.13 et 6.14). Notons également que le second événement de décrochage (dans la région C) obtenu pour le cas 389 (7A) génère à nouveau une excitation du mode de torsion et donc un rebond en torsion positive autour de $\psi = 0 - 30^\circ$ (corrélé avec la région de

26. Annexe A.

décollement D). Ce comportement n'est pas observé sur le cas 293 (7A) pour lequel le décollement en région C n'est pas suffisant pour provoquer un moment à piquer important.

Ceci montre le lien entre un évènement de décrochage dynamique et l'excitation en torsion de la pale. L'évènement de décrochage dynamique vient solliciter rapidement et brièvement la torsion de la pale par un moment à piquer. Cela met également en évidence la possibilité que la déformation en torsion de la pale soit impliquée dans le décrochage dynamique de la région C pour les conditions de vol 293 (7A) et 389 (7A) ainsi que dans la région D pour le cas 389 (7A).

Augmentation de la vitesse d'avancement U_∞

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 430** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.47$, $\bar{Z} = 19.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Dans un deuxième temps, nous voulons montrer que cette corrélation entre la formation d'un évènement de décrochage dynamique et la déformation en torsion se vérifie même sur des configurations pour lesquelles la vitesse d'avancement de l'appareil est particulièrement élevée. Nous avons représenté la déformation en torsion ainsi que les décollements de longueur supérieure à $25\%c$ sur la pale au cours de la rotation de la pale pour les conditions de vol 384 (7A)²⁷, 405 (7A)²⁷ et 430 (7A)²⁷ sur la Figure 6.68.

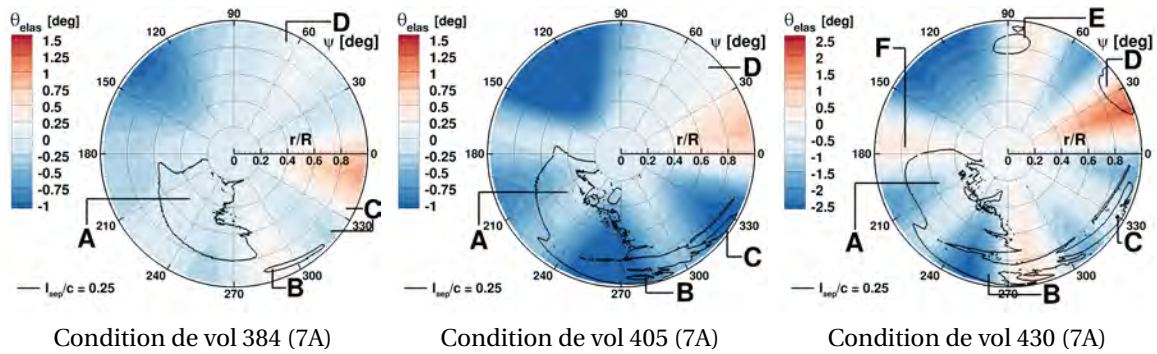


FIGURE 6.68 – Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$.

Les conclusions concernant les régions B et C sont similaires à celles présentées dans le paragraphe précédent. En effet, le processus illustré par la Figure 6.68 est le même que celui des conditions de vol 293 (7A)²⁷ et 389 (7A)²⁷. Le décrochage dynamique en région B provoque une excitation impulsionnelle menant à une torsion négative en pale reculante dans la région $300 \text{ deg} \leq \psi \leq 330 \text{ deg}$. Un « rebond » en torsion s'ensuit avec une augmentation de la torsion et donc de l'incidence dans la région $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 30 \text{ deg}$. Cette augmentation favorise le décollement de la couche limite et le décrochage dynamique dans la région C. Néanmoins, la principale différence avec ce qui a déjà été détaillé est la présence de deux évènements de décrochage en pale avançante pour la condition de vol 430 (7A) : le premier (noté D) à $\psi = 30 \text{ deg}$ et le second (noté E) à $\psi = 90 \text{ deg}$. La Figure 6.68 de droite montre que ces deux évènements sont également corrélés avec un angle de torsion particulièrement élevé (par rapport aux autres conditions de vol considérées) : $\theta_{elas} = 2.2 \text{ deg}$ à $\psi = 20 \text{ deg}$ et $\theta_{elas} = 0.5 \text{ deg}$ à $\psi = 80 \text{ deg}$ dans des régions où la vitesse vue par l'extrémité de pale est importante (écoulements transsoniques en pale avançante). De tels angles de torsion sont sûrement obtenus en pale avançante en réponse à une excitation impulsionnelle particulièrement intense dans la région B. De plus, cette excitation est réitérée dans les régions C

27. Annexe A.

puis D. En effet, la torsion va répondre plus volontiers sur des sollicitations dont la fréquence est proche de sa fréquence propre (la pulsation du mode de torsion est de $\omega_{torsion} = 6.046\Omega$). Finalement, le décollement de longueur limité dans la région F (en extrémité de pale avant à $\psi = 180$ deg) est également corrélé avec un maximum local de torsion. Cette torsion positive vient augmenter les incidences et un décollement en pied de choc se forme (cf. paragraphe 6.1.3).

Augmentation de la charge adimensionnée du rotor $\bar{Z}$

Rappel

- **Cas 405** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 19$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$
- **Cas 410** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Nous proposons ici d'analyser l'évolution de la torsion lors d'une montée en charge $\bar{Z}$ à un paramètre d'avancement fixé : $\mu = 0.42$. Pour cela, la Figure 6.69 présente la déformation en torsion et les décollements relatifs aux événements de décrochage dynamique pour les conditions de vol 405 (7A)²⁸ et 410 (7A).

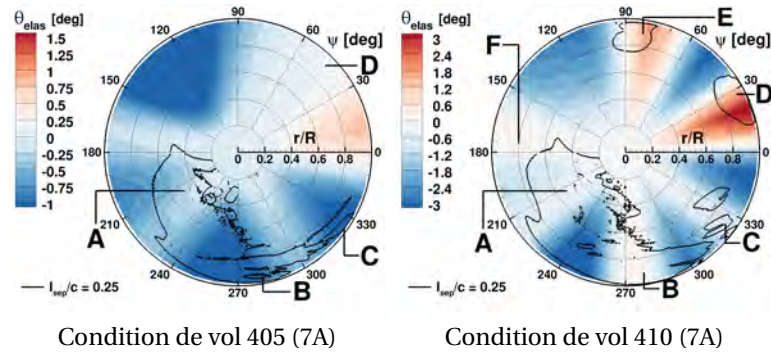


FIGURE 6.69 – Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$.

L'objectif de la Figure 6.69 est d'étudier si une corrélation entre la torsion et le décrochage dynamique est également observée pour un rotor en vol d'avancement soumis à une forte charge $\bar{Z}$. En effet, comme pour le cas 430 (7A)²⁸, des événements de décrochage dynamique sont obtenus par les simulations HOST/*elsA* en pale avançante à $\psi = 30$ deg et $\psi = 90$ deg. Ces régions sont obtenues dans des régions soumises à des déformations en torsion particulièrement élevées. La torsion dépasse même $\theta_{elas} = 3$ deg pour $\psi = 20$ deg. Ainsi, la torsion semble également impliquée dans le processus de décrochage en pale avançante pour le cas 410 (7A).

Précisons néanmoins que, pour les conditions de vol 430 (7A) et 410 (7A), les événements de décrochage dynamique prévus en pale avançante sont clairement sur-estimés par rapport à ce qui a été observé lors des essais en soufflerie et peuvent résulter donc d'une mauvaise prévision du comportement élastique de la pale par le calcul HOST couplé avec *elsA* (cf. paragraphe 5.2). Cependant, ces simulations montrent que pour certaines conditions des événements de décrochage en pale avançante peuvent être observés et que ceux-ci sont corrélés avec la réponse en torsion de la pale. Néanmoins, il est difficile de statuer sur la présence d'un tel mécanisme de décrochage en conditions réelles puisque ces événements ne sont pas observés expérimentalement avec une telle sévérité. Cependant, comme observé précédemment, le très faible nombre de capteurs de pression sur l'intrados de la pale ne permet pas une intégration très fiables des efforts et des moments, notamment en pale avançante lorsque des ondes de choc sont présentes. Cela complexifie la comparaison entre les solutions numériques et les résultats issus des essais dans cette région du disque rotor.

28. Annexe A.

Influence de la géométrie de la pale : 7A et ERATO

Rappel

- **Cas 384** : $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 19.15$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Finalement, la géométrie de la pale a une influence sur sa déformation et donc sur la torsion de la pale au cours de la rotation. Ainsi, la pale ERATO n'aura pas le même comportement dynamique que la pale 7A et surtout les deux pales ne répondront pas de la même manière à une sollicitation donnée. La Figure 6.70 permet de comparer le lien entre le décrochage dynamique et la réponse en torsion pour la pale ERATO²⁹ et pour la pale 7A.

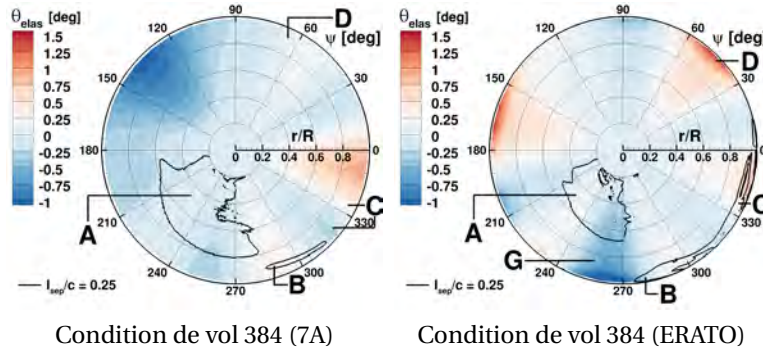


FIGURE 6.70 – Cartographie de l'angle de torsion et des décollements tels que $l_{sep}/c \geq 0.25$.

La Figure 6.70 montre une déformation en torsion globalement plus faible pour la pale ERATO par rapport à la pale 7A sur l'ensemble de l'envergure de la pale à l'exception de la région de l'extrémité de pale où la corde est faible. En effet, pour $r/R \geq 0.9$, la torsion augmente ou diminue rapidement sur la pale ERATO. Néanmoins, les valeurs de torsion obtenues restent plus faibles en pale reculante pour la pale ERATO par rapport à la pale 7A. Pourtant, le décollement en extrémité dans cette région est plus étendu sur la pale ERATO. Nous pouvons en conclure que la déformation en torsion n'est pas responsable du décrochage en extrémité de pale entre $\psi = 270$ deg et 360 deg. Cependant, en pale avançante, précisément entre 30 deg $\leq \psi \leq 60$ deg, l'augmentation de la torsion en extrémité de la pale ERATO, jusqu'à $\theta_{elas} = 1.5$ deg, est corrélée avec l'apparition du décollement de la couche limite dans la région D comme c'est le cas sur la pale 7A. Ce décollement de longueur limitée ($l_{sep}/c \leq 0.1$) est localisé en extrémité de la pale (pour $r/R \geq 0.95$). Par exemple, rappelons que pour les conditions de vol 410 (7A) et 430 (7A), les événements de décrochage dans les régions D et E sont corrélés à des pics de torsion positive à $\psi = 20$ deg et $\psi = 80$ deg.

6.3.2 Influence de la déformation en torsion de la pale sur le décrochage dynamique

Afin d'établir le rôle de la déformation en torsion sur le déclenchement du décrochage dynamique, nous avons cherché à isoler ses effets. Pour cela, tous les modes de torsion pris en compte dans le calcul aérodynamique réalisé par le code *elsA* ont été annulés. Ainsi, le positionnement du rotor, la cinématique et la déformation des pales sont identiques au calcul de référence et seule la torsion est annulée. Seules deux conditions de vol ont été choisies pour caractériser le rôle de la déformation en torsion sur le décrochage dynamique. La condition de vol 389 (7A)³⁰ a été choisie pour représenter les configurations qui ne sont pas soumises au décrochage dynamique en pale avançante et la condition de vol 430 (7A)³⁰ a été choisie en raison des deux événements de décrochage dynamique observés entre $\psi = 30$ deg et $\psi = 90$ deg. Rappelons que ces événements de

29. Note : Rappelons qu'une erreur a été commise sur la loi de commande de la simulation HOST/*elsA* sur la condition de vol 384 (ERATO). Les solutions et analyses sont donc à interpréter avec précaution.

30. Annexe A.

décrochage dynamique interviennent sur le disque rotor dans des régions de forte torsion positive (Figure 6.68).

Condition de vol 389 (7A)

Rappel

- **Cas 389** : $M_{QR} = 0.616$, $\mu = 0.314$, $\bar{Z} = 21.86$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

Commençons par la condition de vol 389 (7A)³¹. Les Figures 6.71 et 6.72 représentent respectivement l'évolution du coefficient de force normale et de moment de tangage aux sections instrumentées lors des essais pour les simulations réalisées avec et sans la déformation en torsion.

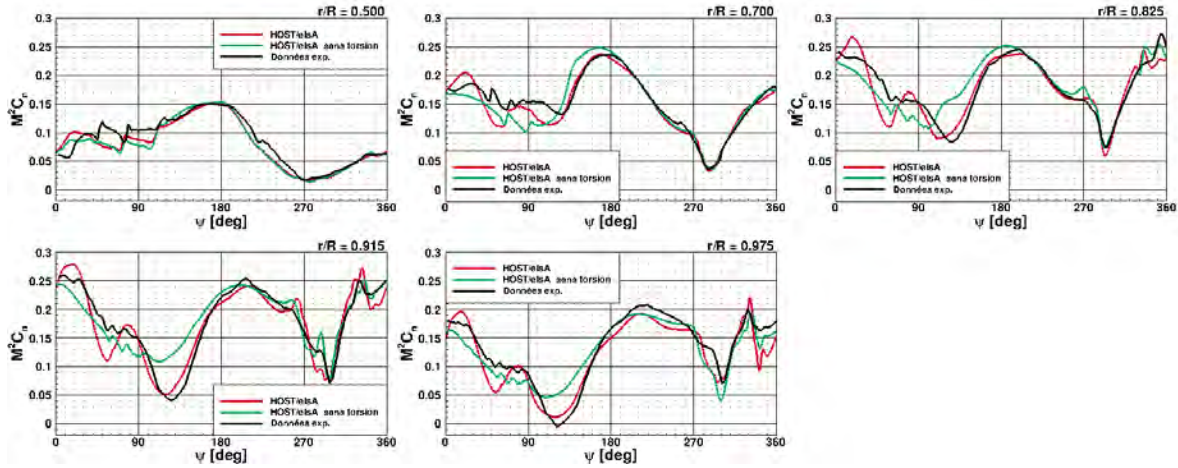


FIGURE 6.71 – Coefficients de force normale M^2C_n obtenus par les simulations *elsA* avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 389 (7A)

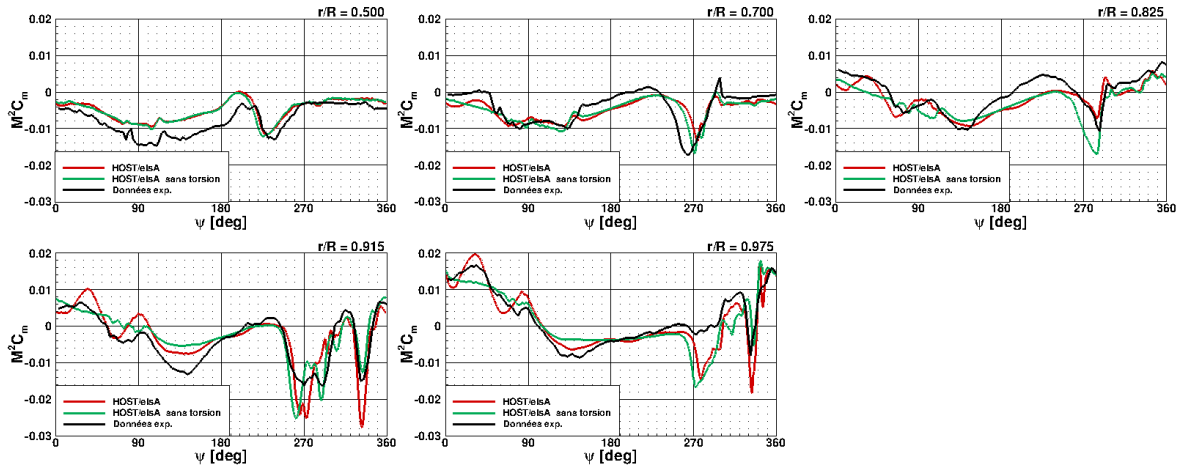


FIGURE 6.72 – Coefficients de moment de tangage M^2C_m obtenus par les simulations *elsA* avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 389 (7A)

Globalement, peu d'effets sont observés sur le décrochage dynamique dans les régions A et B lorsque le mode de torsion est annulé. En effet, les chutes de portance et de moment de tangage relatives aux événements de décrochage des régions A et B sont capturées ($230 \text{ deg} \leq \psi \leq 300 \text{ deg}$). La torsion semble néanmoins permettre de limiter le décollement dans la section à $r/R = 0.825$ puisque le moment à piquer obtenu est sur-estimé lorsque la torsion est annulée. Davantage de disparités entre les calculs avec et sans torsion sont observées dans la région C ($330 \text{ deg} \leq \psi \leq$

31. Annexe A.

360 deg). Dans cette région, le pic de moment de tangage négatif est réduit lorsque la torsion est annulée mais il reste visible. Finalement, en pale avançante, des fluctuations de charge sont obtenues lorsque la torsion de la pale est considérée (ligne rouge). Or, lorsque la torsion est annulée, ces fluctuations ne sont plus capturées. Ces variations de portance et de moment de tangage en pale avançante sont liées au décollement en pied de choc en pale avançante dans les régions D et E (Figures 6.13 et 6.14).

La Figure 6.73 illustre la position de l'onde de choc en extrémité de pale $r/R = 0.915$ et les décollements associés lorsque la torsion est ou non considérée dans le calcul CFD.

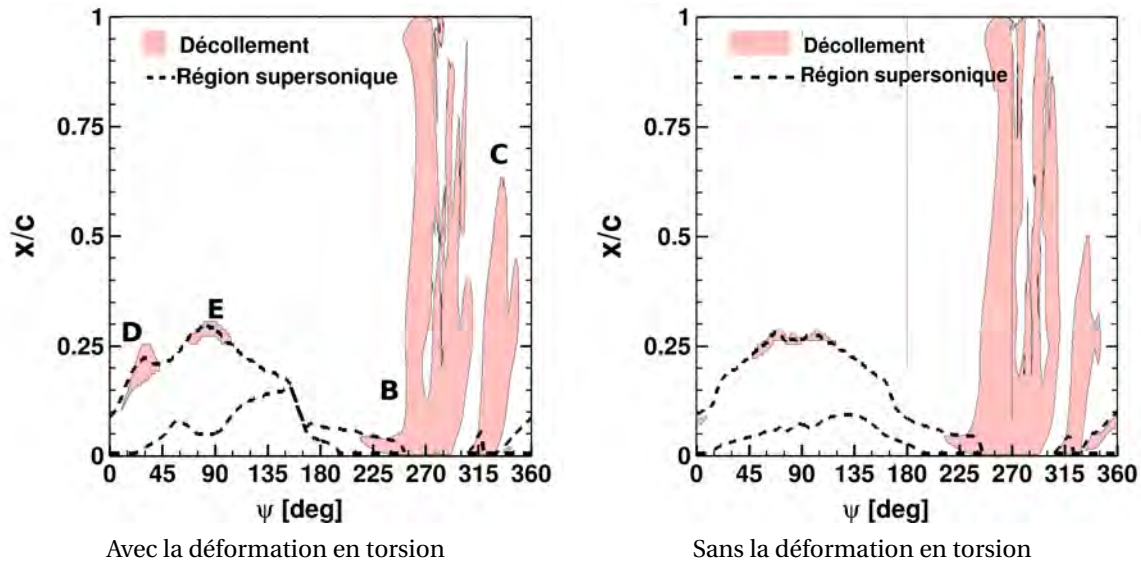


FIGURE 6.73 – Position des écoulements supersoniques et des décollements de la couche limite sur la section à $r/R = 0.915$ pour la condition de vol 389 (7A)

Elle montre que le décollement dans la région C, pour $330 \text{ deg} \leq \psi \leq 360 \text{ deg}$ à $r/R = 0.915$, est bien réduit (dans la direction de la corde) lorsque la torsion est annulée montrant l'influence de la réponse en torsion sur le décollement. Ceci est en accord avec la réduction de l'intensité des variations des efforts aérodynamiques dans cette région (6.71 et 6.72). Comme évoqué précédemment, la torsion n'est pas à l'origine de ce décollement puisqu'il est toujours observé. Par contre, il est intéressant de noter que le décollement se produit dans les deux cas (avec et sans la torsion) au niveau d'une recompression supersonique près du bord d'attaque.

En pale avançante, l'inclusion de la torsion crée un mouvement de l'onde de choc sur l'extrados à cause de la modification de l'incidence qu'elle génère. Ce mouvement de l'onde de choc est accompagné des bulbes de décollement D et E lorsque la torsion est prise en compte lors du calcul CFD. En revanche, lorsque la déformation en torsion est annulée seul un décollement en pied de choc de taille très limitée, $l_{sep}/c < 0.05$, est observé. Ainsi, ces calculs montrent que la torsion n'est pas à l'origine des décollements en pale avançante dans les régions D et E mais favorise leur extension sur l'extrados, responsable de fluctuations d'efforts aérodynamiques.

Condition de vol 430 (7A)

Rappel

- **Cas 430** : $M_{QR} = 0.616$, $\mu = 0.47$, $\bar{Z} = 19.1$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

La condition de vol 430 (7A) ³² présente des événements de décrochage en pale avançante qui ne sont pas observés lors des essais en soufflerie. Ces décollements se produisent en phase avec

32. Annexe A.

les pics de torsion sur-estimés par le calcul. Cette sur-estimation a été notamment observée dans le Chapitre 5 sur la Figure 5.28 représentant le moment de torsion en pied de pale.

Afin d'évaluer l'influence de cette sur-estimation de la torsion en pale avançante par le modèle dynamique de HOST, nous avons annulé la déformation en torsion des simulations de couplage HOST/*elsA*. L'équilibre du rotor est identique à celui obtenu lorsque la torsion est considérée. Les Figures 6.74 et 6.75 représentent respectivement l'évolution du coefficient de force normale et de moment de tangage aux sections instrumentées lors des essais pour les simulations réalisées avec et sans la déformation en torsion.

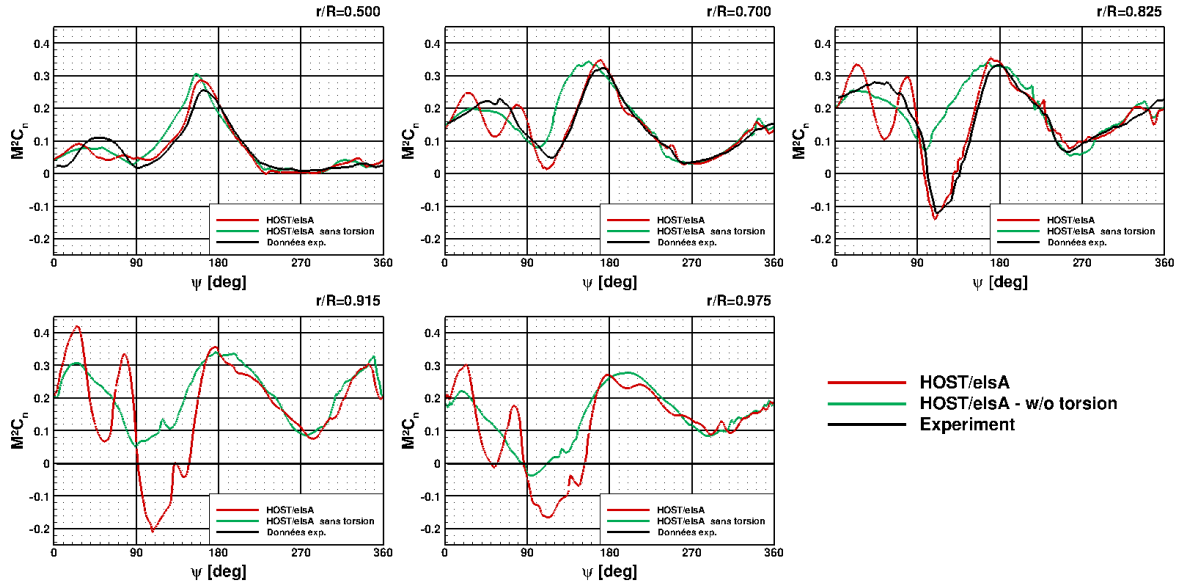


FIGURE 6.74 – Coefficients de force normale M^2C_n obtenus par les simulations *elsA* avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 430 (7A)

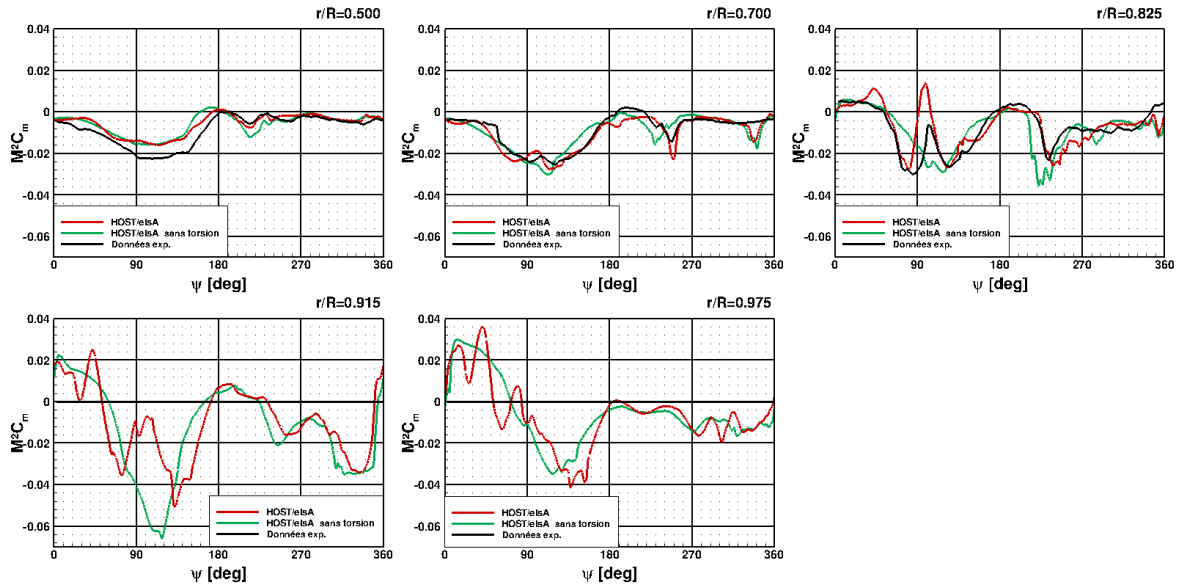


FIGURE 6.75 – Coefficients de moment de tangage M^2C_m obtenus par les simulations *elsA* avec et sans le mode de déformation en torsion pour la condition de vol 430 (7A)

La déformation en torsion a un rôle non-négligeable sur le comportement aérodynamique de la pale dans cette condition de vol. En effet, lorsque la torsion de la pale est annulée, la déportance et l'augmentation du moment de tangage en extrémité de pale avançante ($\psi = 100 - 130$ deg pour $r/R = 0.825$) ne sont pas prévues par les simulations. De plus, les événements de décrochage en pale reculante, qui sont prévus en phase avec les essais lorsque la torsion est incluse dans la

simulation, sont capturés en avance de phase : à $\psi = 230$ deg contre $\psi = 250$ deg pour $r/R = 0.7$ et à $\psi = 210 - 220$ deg au lieu de $\psi = 220 - 230$ deg pour $r/R = 0.825$. Finalement, en pale avançante, les fluctuations relatives aux décrochages observés dans les simulations ($\psi = 20$ deg et $\psi = 80$ deg) sont bien liées aux pics de torsion positive. Celles-ci ne sont plus observées lorsque la torsion est annulée. Ainsi, le modèle de dynamique est mis en défaut sur cette condition de vol (et sur le point de vol 410 (7A)) puisqu'il sur-estime fortement la torsion et son excitation générant des événements de décrochage non-physiques.

Synthèse

- Une **interaction torsion-décrochage** est observée dans l'ensemble des cas de vol.
- Le décrochage provoque un **moment à piquer intense qui excite le premier mode de torsion**. Il s'ensuit une torsion négative plus ou moins intense puis un « rebond » de torsion positive dont l'intensité dépend de celle du décrochage.
- Un **décollement de bord d'attaque est observé dans la région de torsion positive** successive à un événement de décrochage. Ce décollement ne mène au **décrochage** que pour les configurations les **plus sévères** et ce décrochage est provoqué par un **ensemble de phénomènes couplés** : l'interaction pale-tourbillon, la torsion et les effets de compressibilité.
- La **torsion participe à l'extension en corde des décollements** mais ne provoque pas leur déclenchement.
- Des événements de **décrochage en pale avançante corrélés avec des pics de torsion positive** sont obtenus par les simulations pour les cas les plus sévères (410 (7A) et 430 (7A)). Ces événements sont fortement sur-estimés par rapport aux résultats observés lors des essais. Ils sont provoqués par une **sur-estimation de l'excitation du premier mode de torsion** par le calcul de couplage.

6.4 Conclusion

En conclusion, nous avons montré que les calculs de couplage de haute fidélité entre HOST et *elsA* permettent une bonne prévision du comportement aérodynamique des rotors en présence de décrochage dynamique. Ainsi, ces simulations ont été utilisées pour mieux comprendre les mécanismes impliqués lors d'événements de décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement.

Lors de ce chapitre, un outil de post-traitement a été développé afin d'identifier et de caractériser les décollements de la couche limite. Il a permis de mettre en évidence la présence de diverses régions dans lesquelles des décollements se développent. Ces décollements interviennent dans des régions très différentes : en pale avançante, en pale reculante, dans la région interne du rotor ou plus en extrémité de pale. Ainsi, des topologies de décollements très variées sont observées en raison de la présence d'environnements aérodynamiques très différents selon leur région d'apparition. Des décollements de bord de fuite sont obtenus pour les sections les plus internes ($r/R \leq 0.8$) tandis qu'en extrémité ce sont majoritairement des décollements de bord d'attaque ou des décollements en pied de choc qui sont observés. Ensuite, nous avons évalué l'influence des conditions de vol sur le développement de ces décollements. Lorsque la vitesse d'avancement ou la charge du rotor augmente, les régions décollées s'étendent azimuthalement et radialement sur le disque rotor. Finalement, tous les décollements détectés ne mènent pas au décrochage dynamique. En effet, certains d'entre eux sont de longueur en corde très limitée et n'impactent que peu le comportement aérodynamique de la pale.

L'interaction pale-tourbillon a été plus particulièrement étudiée au cours de ces travaux de thèse. Nous avons montré que le passage du sillage à proximité des pales provoquait une modification de l'écoulement et donc de l'incidence réelle vue par la pale au cours de sa rotation. De

plus, des interactions entre une pale et un tourbillon marginal ont été localisées dans la région de la pale reculante, c'est-à-dire dans une région de hautes incidences résultant de la cinématique et la déformation de la pale. Ainsi, le passage du tourbillon peut permettre de basculer d'une configuration non décrochée à une configuration décrochée. Néanmoins, certaines conditions de vol ne nécessitent pas d'interaction pale-tourbillon pour subir des événements de décrochage dynamique. En effet, la dynamique de la pale peut être suffisante pour déclencher le décrochage lorsque des angles de pas particulièrement élevés sont nécessaires pour atteindre la condition de vol souhaitée (comme pour les cas à grande vitesse $\mu \geq 0.42$).

D'autre part, nous avons clairement identifié une interaction torsion-décrochage pour les conditions de vol évaluées. En effet, le décrochage dynamique, plus particulièrement le décrochage en moment, provoque un moment à piquer intense et rapide. Celui-ci excite le premier mode de torsion qui produit une torsion négative plus ou moins intense puis un « rebond » de torsion positive. Cette torsion positive peut atteindre des valeurs relativement élevées dans les cas les plus sévères. Cette augmentation de l'incidence favorise alors le décollement et donc l'apparition d'un second événement de décrochage dynamique. Néanmoins, nous avons montré que si cette torsion positive favorise le décollement, et donc participe à son extension dans la direction de la corde, elle n'en est pas à l'origine. Une seconde interaction pale-tourbillon et une recompression supersonique semblent être, en réalité, les mécanismes à l'origine de cette région de décollement.

Finalement, nous avons montré que la prévision du comportement élastique est en deçà de la prévision du comportement aérodynamique. En effet, la torsion est fortement sur-estimée lorsque la condition de vol devient sévère (par la charge ou la vitesse d'avancement). Cela provoque une sur-estimation des événements de décrochage notamment ceux liés à la déformation en torsion, comme les événements de décrochage dynamique en pale avançante pour les points de vol 410 (7A)³³ et 430 (7A)³³, par exemple. Néanmoins, ces calculs, même s'ils sur-estiment fortement ce qui est observé en soufflerie, permettent d'établir le lien entre l'excitation du mode de torsion par le décrochage dynamique et la formation de décollement massif et de décrochage en pale avançante.

33. Annexe A.

Chapitre 7

Conclusions et Perspectives

Le décrochage dynamique sur le rotor principal d'un hélicoptère est un des phénomènes limitant le plus son enveloppe de vol. Il est caractérisé par l'apparition de décollements massifs de la couche limite sur les pales à chaque rotation du rotor. Il engendre, ainsi, des variations d'efforts aérodynamiques et structuraux, pouvant mener à une instabilité de la structure, à des vibrations et à d'importants efforts sur les biellettes de pas. Ce phénomène peut intervenir notamment lors d'un vol d'avancement à forte charge ou à grande vitesse. Le décrochage dynamique est rapidement devenu un sujet d'étude majeur dans le domaine de l'aérodynamique et de la dynamique des hélicoptères dont les principaux enjeux sont de prévoir son apparition et de mettre en évidence ses mécanismes. Historiquement, en raison des difficultés liées aux différents phénomènes complexes impliqués, les études portant sur le décrochage dynamique se sont concentrées majoritairement sur des configurations simplifiées de profil ou d'aile en oscillation de tangage. Cependant, il est désormais possible de modéliser l'intégralité d'un rotor en condition de vol d'avancement comprenant également ses articulations et sa déformation par des simulations de couplage fluide-structure.

Un des objectifs de cette thèse a donc été de vérifier que ce type de simulation permet de capturer le décrochage dynamique sur le rotor principal d'un hélicoptère pour un vaste domaine de fonctionnement du rotor. Aussi ces travaux visent à utiliser ces simulations aéroélastiques afin d'identifier et de caractériser les mécanismes impliqués lors du décrochage dynamique en conditions réalistes de vol d'avancement à forte charge.

Afin d'étudier les mécanismes de décrochage dynamique, il est nécessaire de définir un domaine d'étude comprenant plusieurs conditions de vol suffisamment variées pour permettre d'observer des événements de décrochage dynamique a priori provoqués par des mécanismes différents. Pour cela, nous avons dépouillé et analysé deux bases de données provenant d'essais en soufflerie à l'ONERA, à Modane. Ainsi, nous avons pu comparer le comportement du rotor pour plusieurs conditions de vol et géométries de pale : 7A et ERATO. Nous avons montré que lorsque la charge et la vitesse d'avancement du rotor augmentent, ses performances sont considérablement réduites à partir d'un certain niveau. Le décrochage dynamique en est une des causes principales. Nous avons également montré que la pale ERATO est plus sensible au décrochage dynamique en son extrémité à cause de sa faible corde : la surface portante est insuffisante dans le domaine où le rotor a la plus grande capacité à produire des efforts aérodynamiques. Finalement, ces bases de données ont été utilisées pour déterminer les conditions de vol distinctes qui forment notre domaine d'étude. Ces conditions de vol ont été choisies dans le but d'obtenir un domaine d'étude varié concernant la géométrie de pale, l'environnement aérodynamique et la charge du rotor.

Des calculs de basse fidélité ont été mis en place et massivement utilisés pour caractériser, à moindre coût, les événements de décrochage dynamique obtenus pour les conditions de vol que nous avons sélectionnées. Dans un premier temps, nous avons montré que la prise en compte du sillage du rotor était essentielle pour pouvoir prévoir le décrochage et donc capturer ses mécanismes. En effet, les calculs de couplage entre le code de dynamique hélicoptère HOST et le mo-

dèle de sillage libre MINT permettent de capturer qualitativement le décrochage dynamique, sur les configurations étudiées, alors que le modèle analytique de Meijer-Drees, ne considérant pas les sillages, ne permet pas de prévoir l'apparition du décrochage dynamique sur certaines conditions de vol. Ces calculs de basse fidélité ont donc permis de montrer l'importance du sillage rotor sur les incidences vues par la pale et donc sur le décrochage dynamique. Ensuite, dans un second temps, une corrélation entre la déformation en torsion et les décollements de la couche limite sur le disque rotor est observée. En effet, les événements de décrochage dynamique génèrent des moments à piquer violents qui excitent le premier mode de torsion de la pale. La réponse en torsion vient alors modifier localement les incidences de la pale et peut favoriser ou limiter le développement du décollement de la couche limite. Néanmoins, nous avons également montré que la prévision du comportement aéroélastique de la pale est plus difficile et que les simulations de couplage HOST/MINT ne permettent pas toujours de reproduire correctement les efforts structuraux obtenus lors des essais.

En définitive, nous avons donc montré que les calculs de basse fidélité HOST/MINT permettent de capturer qualitativement les événements de décrochage dynamique mais avec une précision qui n'est pas suffisante pour une étude fine des mécanismes impliqués dans ce phénomène. En effet, ils ne permettent pas de connaître l'apparition et le développement des décollements/recollements de la couche limite. De plus, une meilleure prévision du comportement aérodynamique pourrait permettre une meilleure estimation par le code de dynamique du comportement élastique de la pale. Ainsi, des calculs de couplage de haute fidélité entre le code de dynamique HOST et le code CFD *elsA* ont été mis en place. Nous avons alors réalisé une étude comparative afin de déterminer les paramètres de calcul CFD (discrétisation en temps et en espace) et la modélisation de la turbulence (modèle de turbulence et transition de la couche limite) nécessaires pour prévoir le décrochage dynamique et ses mécanismes en environnement rotor. Bien que les paramètres numériques n'aient été mis au point qu'à partir d'un seul cas-test de la base de données du rotor 7A, nous avons montré que les simulations HOST/*elsA* permettent un bien meilleur accord avec les essais en soufflerie que les calculs de basse fidélité (HOST/MINT), que ce soit la prévision du comportement aérodynamique mais également celle du comportement dynamique.

Nous avons donc choisi d'utiliser ces calculs de couplage HOST/*elsA* pour l'étude approfondie du décrochage dynamique et des mécanismes impliqués dans son déclenchement et son développement. Dans un premier temps, un outil détectant les décollements de la couche limite sur le disque rotor a été développé. Celui-ci repose sur le changement d'orientation de la vitesse au sein de la couche limite. Il permet d'identifier et de caractériser (en position et en longueur) les décollements de la couche limite sur la surface supérieure de la pale au cours de sa rotation. Plusieurs régions de décollements distinctes et de topologies différentes sont observées sur le disque rotor. Des décollements de bord de fuite remontant vers le bord d'attaque sont observés pour les sections internes de la pale. En extrémité de pale, des décollements de bord d'attaque ou encore des décollements au niveau d'une recompression supersonique sont observés. Quatre causes principales de décollement de la couche limite ont été identifiées et discutées dans le cadre de ces travaux de thèse : la cinématique de la pale avec des incidences particulièrement élevées dans la région de la pale reculante, la présence d'ondes de choc, l'interaction entre la pale et les sillages et enfin la déformation élastique en torsion de la pale.

En pale reculante, les simulations ont permis de montrer que des interactions entre la pale et les tourbillons marginaux provenant des pales précédentes se produisent. Nous avons estimé l'influence de ces interactions sur l'incidence réelle de la pale. De plus, des simulations permettant d'isoler les effets de l'interaction pale-tourbillon sur une section de pale ont été mises en place. La difficulté a été de modéliser l'environnement réel vu par cette section au cours d'un vol d'avancement avec et sans l'interaction avec un tourbillon marginal. Ces simulations permettent de reproduire convenablement le comportement aérodynamique de la section choisie par rapport aux calculs de couplage sur rotor complet, articulé et déformable. Elles permettent donc de conclure sur le rôle de l'interaction pale-tourbillon sur le déclenchement du décrochage dynamique. Ces interactions apparaissent comme la source principale de déclenchement du décrochage dyna-

mique sur la plupart des points de vol considérés. Lorsqu'un tourbillon passe à proximité de la pale dans la région de la pale reculante, celui-ci augmente considérablement les incidences par la génération d'un écoulement ascendant et peut ainsi déclencher le décrochage dynamique.

Les seuls points de vol pour lesquels l'interaction pale-tourbillon ne joue aucun rôle dans le déclenchement du décrochage dynamique sont ceux à très grande vitesse d'avancement (pour $\mu \geq 0.42$). Dans ces conditions de vol, les sillages sont convectés à l'arrière du rotor avant qu'une interaction ne se produise en pale reculante. Dans ces configurations, des événements de décrochage dynamique en extrémité de pale reculante se développent alors loin de toute région d'interaction. Ces décrochages sont issus seulement de la cinématique de la pale qui impose des incidences extrêmement élevées dans cette région du disque rotor.

Le décrochage dynamique génère également une excitation impulsienne de la structure et plus précisément du mode de torsion. Il provoque alors des rebonds en torsion positive en pale arrière qui augmentent les incidences et favorisent le décollement de la couche limite voire le déclenchement du décrochage dynamique. Cependant, pour les points de vol étudiés, la déformation en torsion semble plutôt être une conséquence qu'une cause du décrochage dynamique. En effet, la torsion contribue à l'extension en corde des décollements de la couche limite mais elle n'en est pas à leur origine. La présence d'une seconde interaction pale-tourbillon et d'une recompression supersonique semblent être des causes plus probables de la formation de ces décollements en pale arrière.

En pale avançante, les décollements observés sur l'extrados en extrémité de la pale se situent au niveau de la recompression de l'écoulement dû à la présence d'une onde de choc. La position dans la direction de la corde de cette onde de choc est influencée, notamment, par la cinématique de la pale et sa déformation en torsion. Toutefois, ces décollements sont généralement trop réduits pour déclencher des événements de décrochage dynamique sur les cas analysés. Néanmoins, nous avons vu que la simulation de couplage tend à sur-estimer ces décollements pour les configurations les plus sévères menant ainsi à des événements de décrochage en pale avançante qui ne sont pas observés lors des essais en soufflerie.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons vu que les simulations de couplage HOST/*elsA* réalisées permettaient de prévoir le décrochage dynamique pour les configurations dans lesquelles les incidences atteintes sont suffisamment élevées. Néanmoins, dès lors que la condition de vol considérée s'opère à des incidences à proximité de l'incidence de décrochage statique comme c'est le cas pour la condition de vol 494 (7A), le décrochage dynamique est plus difficile à prévoir. En effet, pour la plupart des conditions de vol que nous avons traitées, les incidences subissent des variations générant des gradients de pression intenses. Cependant, pour ce cas, les gradients de pression seront a priori plus faibles et la transition de la couche limite pourrait devenir importante [16, 110]. Ainsi, une perspective de ces travaux de thèse consisterait à permettre la réalisation de simulations en considérant la transition de la couche limite afin d'évaluer son influence pour les configurations de décrochage léger. Cela implique l'amélioration de la parallélisation de la méthode de déformation des maillages et de la méthode Chimère qui limite pour l'instant les maillages accessibles pour les simulations de rotor complets.

Ensuite, des simulations avec l'approche hybride RANS-LES (type ZDES) ont été réalisées sur une condition de vol et sur un maillage conforme à des simulations URANS bien résolues. Ces simulations ont montré que le maillage utilisé n'est pas suffisamment fin pour atteindre les recommandations visant à une bonne résolution des simulations ZDES [23, 93, 107]. On a constaté que l'utilisation de cette approche ne permet pas de nette amélioration par rapport à l'approche URANS. Néanmoins, il serait intéressant de savoir si une simulation ZDES correctement résolue permettrait une meilleure prévision du décrochage notamment pour les conditions de décrochage léger. Cependant, comme pour le calcul de la transition, cela nécessiterait de procéder à une optimisation des méthodes numériques utilisées (déformation des maillages et méthode Chimère). Concernant la résolution de la turbulence, seulement trois modèles de turbulence ont été compa-

rés (Spalart-Allmaras, $k-\omega$ Kok avec la correction SST et $k-\omega$ Wilcox de 2006). Néanmoins, d'autres modèles de turbulence plus évolués ont fait leurs preuves sur la prévision du décrochage dynamique sur les configurations de simulations comme le modèle RSM (*Reynold Stress Model*) [110] et mériteraient d'être évalués puisqu'ils sont particulièrement adaptés aux écoulements tridimensionnels. Une étude plus exhaustive de l'influence de la modélisation de la turbulence serait donc possible et souhaitable afin de s'assurer de la bonne capture de la physique du décrochage.

Les simulations réalisées sont fortement dépendantes du modèle de dynamique de HOST qui fournit la cinématique de la pale et sa déformation. Aussi, il faudrait s'intéresser plus précisément au modèle de dynamique utilisé par HOST. Dans le cadre de cette thèse, nous ne nous sommes pas concentrés sur la méthode de modélisation de la dynamique de la pale. Or les simulations HOST/*elsA* ne permettent pas de prévoir la dynamique des pales avec la précision attendue. Ainsi, il est très probable que la résolution du problème de dynamique de la pale reste à améliorer pour progresser dans la précision de ces simulations couplées. Néanmoins, nous n'avons pas l'expertise pour explorer cette piste. En effet, avec le modèle actuel, le mode de torsion est très fortement sur-estimé lorsque la charge rotor devient particulièrement élevée et entraîne la formation d'événements de décrochage dynamique en pale avançante qui ne sont pas obtenus lors des essais sur les conditions de vol choisies. De plus, le modèle de dynamique implémenté dans HOST est relativement sommaire et n'est pas particulièrement représentatif pour des géométries complexes telles que le rotor ERATO pour laquelle la double flèche engendre des couplages entre les mouvements de battement et de torsion. En effet, le code HOST utilise un modèle de poutre avec seulement trois degrés de liberté (flexion en battement, flexion en traînée et torsion). Des modèles plus élaborés avec davantage de degrés de liberté (six) sont utilisés, par d'autres équipes, comme CAMRAD II [52] ou encore RCAS [132]. Or une amélioration de ce modèle de dynamique semble permettre une meilleure prévision des mouvements rigides et élastiques des pales [89, 132] mais pas forcément une amélioration de la prévision du décrochage. Néanmoins, dans ces études, les codes CFD couplés à ces codes de dynamique ainsi que modèles de turbulence utilisés sont différents de ceux que nous utilisons ce qui ne permet pas de conclure sur le rôle du code de dynamique utilisé.

Pour ce qui concerne le modèle aérodynamique de HOST, nous avons observé, dans le Chapitre 4, des discontinuités de vitesse induite sur la solution des calculs HOST/MINT. Celles-ci génèrent les discontinuités d'efforts aérodynamiques (en faisant basculer la solution de décrochée à attachée pour des sections radiales de pale très rapprochées). Ces artefacts numériques ont été investigués (discrétisation temporelle, spatiale, utilisation de modèles pour le décrochage comme celui proposé par Tarzanin [125]) dans le cadre de cette thèse mais nous n'avons pas pu conclure sur l'origine de celles-ci. Pourtant, les solutions obtenues par ces simulations sont globalement en bon accord avec les essais, avec un coût de calcul fortement réduit par rapport aux simulations de haute fidélité. Il serait intéressant de comprendre l'origine de ces discontinuités pour pouvoir utiliser plus massivement cette méthode de prévision qualitative de la présence du décrochage dynamique, dans des phases de pré-design par exemple.

Le domaine d'étude de cette thèse est particulièrement vaste et il permet une grande variété de configurations et de topologies de décrochage dynamique. Néanmoins, toutes les configurations traitées sont des rotors d'études de dimension réduite (de rayon 2.1 m). Il serait donc intéressant de vérifier que les mécanismes identifiés s'observent également sur un rotor d'hélicoptère d'échelle 1. Ce type d'étude émerge déjà notamment grâce à la coopération entre l'ONERA, l'U.S. Army et Georgia Tech sur le rotor UH-60A [108]. Cette étude met en évidence, une nouvelle fois, une corrélation entre l'interaction pale-tourbillon et le décrochage.

Comme nous l'avons évoqué dans le manuscrit, une erreur a été commise dans les simulations HOST/*elsA* sur l'unique point de vol ERATO. Nous sommes actuellement en train de réaliser les calculs avec la loi de commande utilisée lors des essais. Néanmoins, cette erreur nous a amené à nous questionner sur l'influence de la loi de commande choisie sur le déclenchement et le développement du décrochage. En effet, celle-ci modifie considérablement l'équilibre du rotor et donc la cinématique des pales même si la condition de vol visée est la même. Nous pouvons donc penser que cette loi de commande ne sera pas sans effet sur le décrochage. Lorsque nous aurons

convergé cette simulation avec la *bonne* loi de commande (la loi de Modane), il serait intéressant de comparer la solution obtenue avec celle issue des simulations utilisant une loi américaine.

Lors de ces travaux de thèse, une méthode simplifiée bidimensionnelle permettant de reproduire à moindre coût le comportement d'une section de pale lors d'un vol d'avancement a également été développée (dans la section 6.2.2). Ces simulations permettent d'isoler l'interaction pale-tourbillon, permettant d'ajouter ou non numériquement un tourbillon impactant la section donnée. Cette méthode pourrait être massivement utilisée pour permettre plusieurs approches d'optimisation. La première approche consisterait à une optimisation de la géométrie de la section de pale afin qu'elle puisse résister au décollement engendré par le passage d'un tourbillon donné dont les caractéristiques (intensité, rayon visqueux, distance verticale à la pale à l'interaction) sont connues et fixées. Une seconde approche pourrait consister à l'optimisation de l'extrémité de pale afin que le tourbillon émis par celle-ci ne produise pas du décrochage au cours de l'interaction avec la section de pale.

En parallèle de cette méthode bidimensionnelle, nous avons commencé à développer une méthode tridimensionnelle (cf. Annexe E) afin de considérer de manière plus réaliste les effets du tourbillon d'extrémité, les effets 3D lors du décrochage mais également l'interaction pale-tourbillon. En effet, dans les configurations rotor, l'interaction pale-tourbillon n'est pas purement parallèle comme supposé dans le modèle bidimensionnel. Elle peut également être perpendiculaire ou oblique. Ainsi, cette méthode 3D devait permettre de considérer ces d'interactions. Dans un premier temps, nous avons continué de considérer l'interaction comme étant purement parallèle et nous avons montré qu'une meilleure prévision du décrochage est obtenue par ces simulations 3D par rapport aux simulations 2D sur une unique condition de vol. Les tests réalisés avec une interaction oblique ont montré que le décrochage du cas de référence choisi (le cas 293) est prévu en retard de phase lorsque l'interaction est supposée oblique alors qu'il est en phase pour une interaction parallèle dans des simulations 3D similaires. Néanmoins, ces développements ne sont pas encore aboutis et pourraient être poursuivis afin d'obtenir un modèle 3D simplifié et peu coûteux représentatif du comportement d'une extrémité de pale soumise à une interaction réaliste. Nous pouvons également envisager de coupler cette modélisation avec des codes de sillage (comme le modèle de sillage libre MINT, par exemple) afin d'inclure des tourbillons plus réalistes (trajectoire et caractéristiques) dans les simulations simplifiées.

Annexe A

Conditions de Vol Sélectionnées pour les Travaux de Thèse Présentés

Dans cette annexe, le tableau 3.1 issu du chapitre 3 est rappelé.

	Ω , rpm	M_{tip}	μ	$\bar{Z}$	$(C_x S)_f / (S\sigma)$	α_q , deg	θ_0 , deg	θ_{1c} , deg	θ_{1s} , deg
494	1063	0.676	0.288	18.2	0.1	-6.45	7.2	2.5	-3.05
293	1022	0.646	0.3	20.1	0.1	-6.7	8.4	3.15	-3.5
389	964	0.616	0.314	21.86	0.1	-6.75	9.7	3.6	-4.4
384	964	0.616	0.314	19.15	0.1	-7.2	8.53	3.07	-3.66
384 (ERATO)	963	0.617	0.313	19.35	0.1	-6.84	9.797	4.7	-3.91
405	964	0.616	0.42	19	0.1	-11.65	12.6	3.72	-5.92
410	965	0.617	0.42	21.86	0.1	-10.75	13.76	4.36	-6.76
430	967	0.617	0.47	19.1	0.1	-15.2	15.87	3.98	-7.02

TABLEAU A.1 – Conditions de vol sélectionnées dans les bases de données

Annexe B

Efforts Aérodynamiques issus des Essais en Soufflerie S1MA, ONERA, Modane

Dans cette annexe B, nous allons présenter les résultats issus des essais en soufflerie sur les rotors 7A et ERATO qui ont été utilisés lors du chapitre 3 pour évaluer les quatre critères de détection de la présence d'évènements de décrochage dynamique. Nous présenterons pour toutes les conditions de vol traitées l'évolution des efforts intégrés M^2C_n et les M^2C_m en fonction de l'azimut de la pale.

B.0.1 Influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

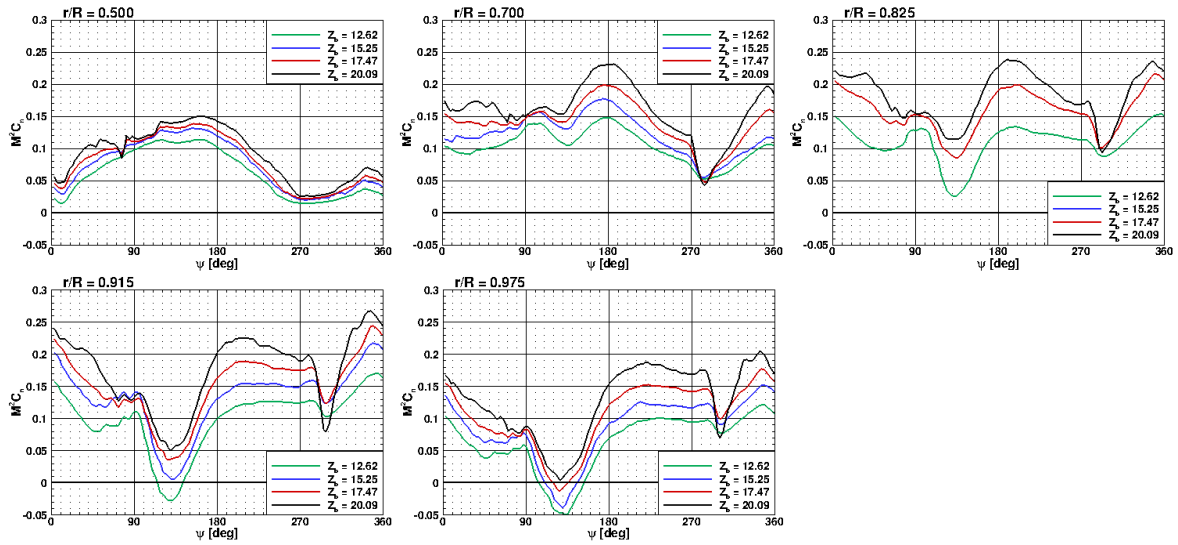


FIGURE B.1 – Coefficient de force normale M^2C_n pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

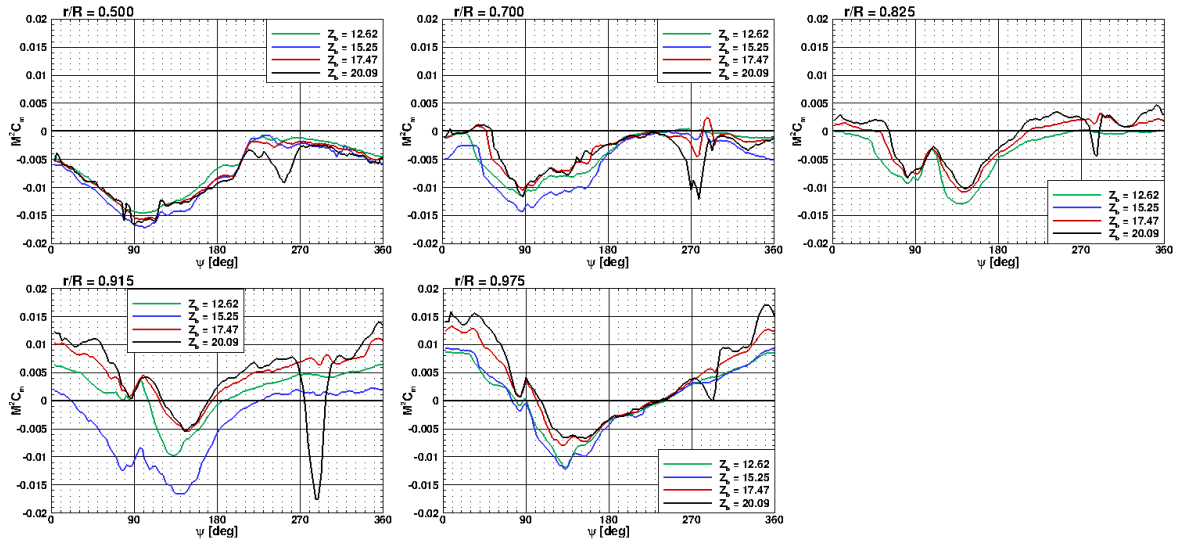


FIGURE B.2 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

B.0.2 Influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.45$, $\mu = 0.4$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

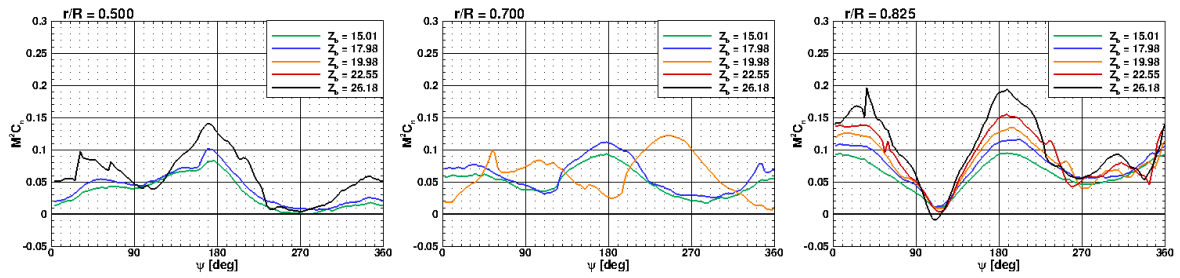


FIGURE B.3 – Coefficient de force normale M^2C_n pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.45$, $\mu = 0.4$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

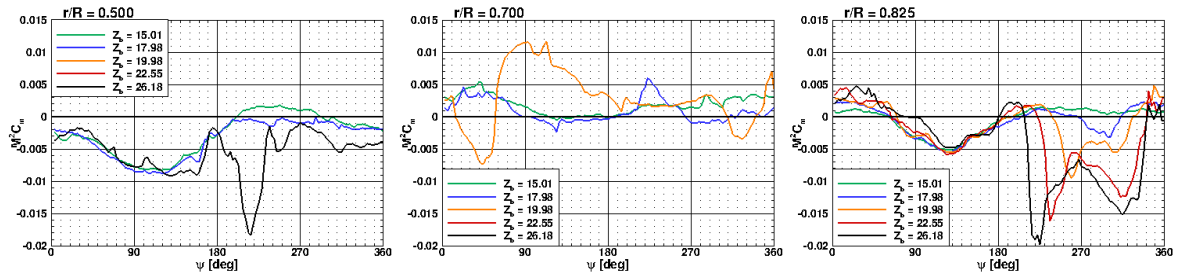
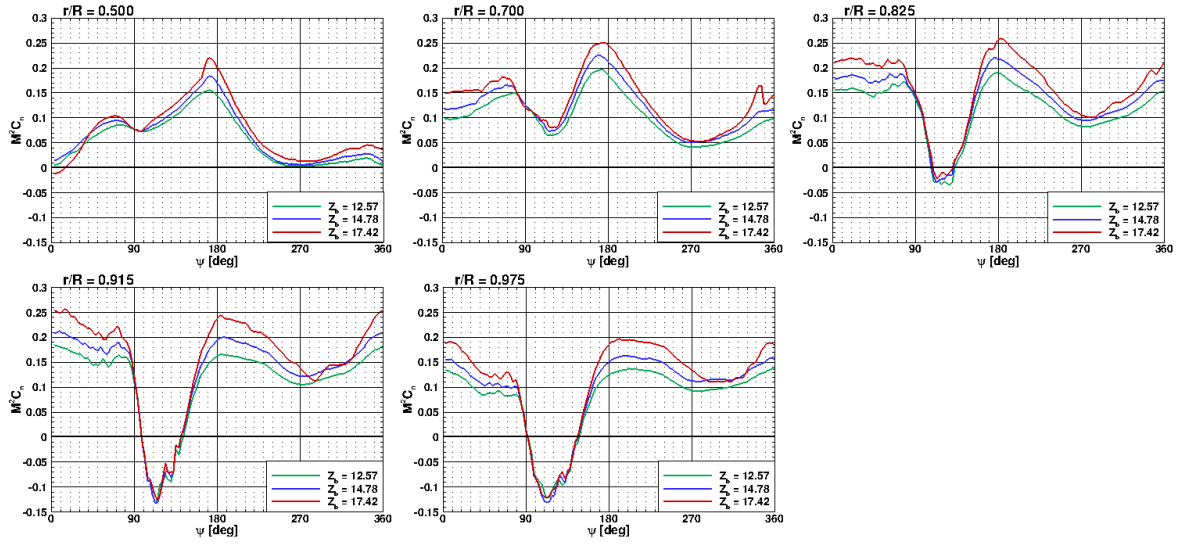
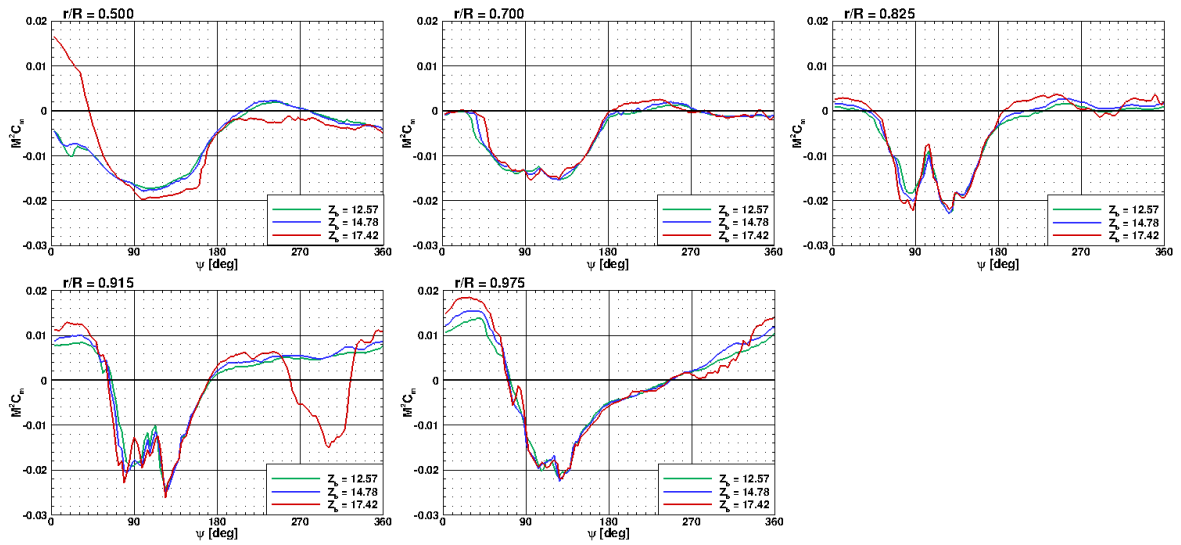


FIGURE B.4 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.45$, $\mu = 0.4$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

B.0.3 Influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.4$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$ FIGURE B.5 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.4$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.FIGURE B.6 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ pour évaluer l'influence de la charge rotor $\bar{Z}$ à $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.4$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

B.0.4 Influence du paramètre d'avancement μ à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

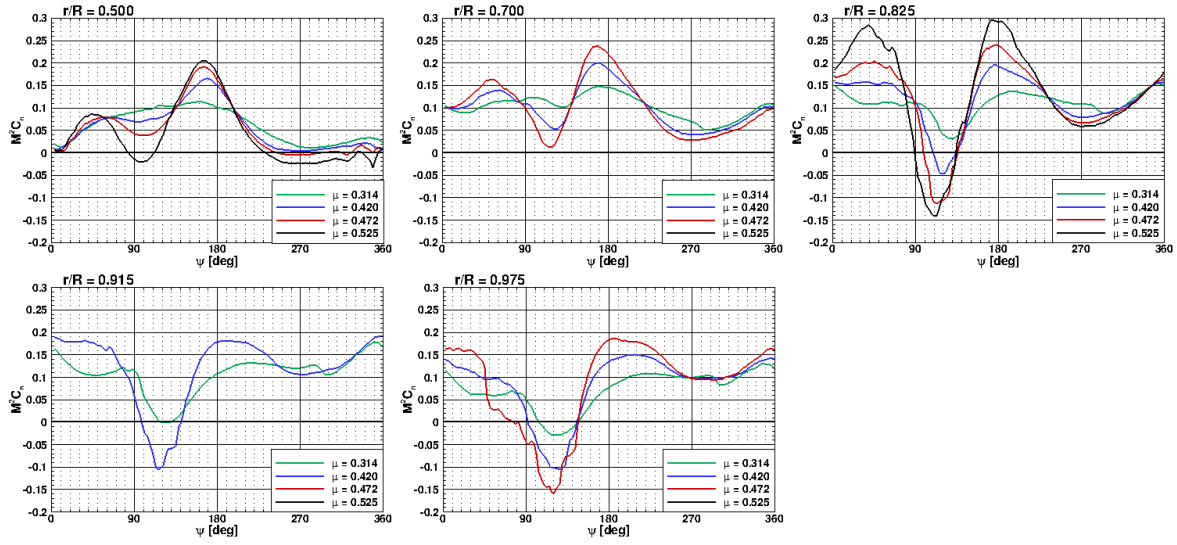


FIGURE B.7 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

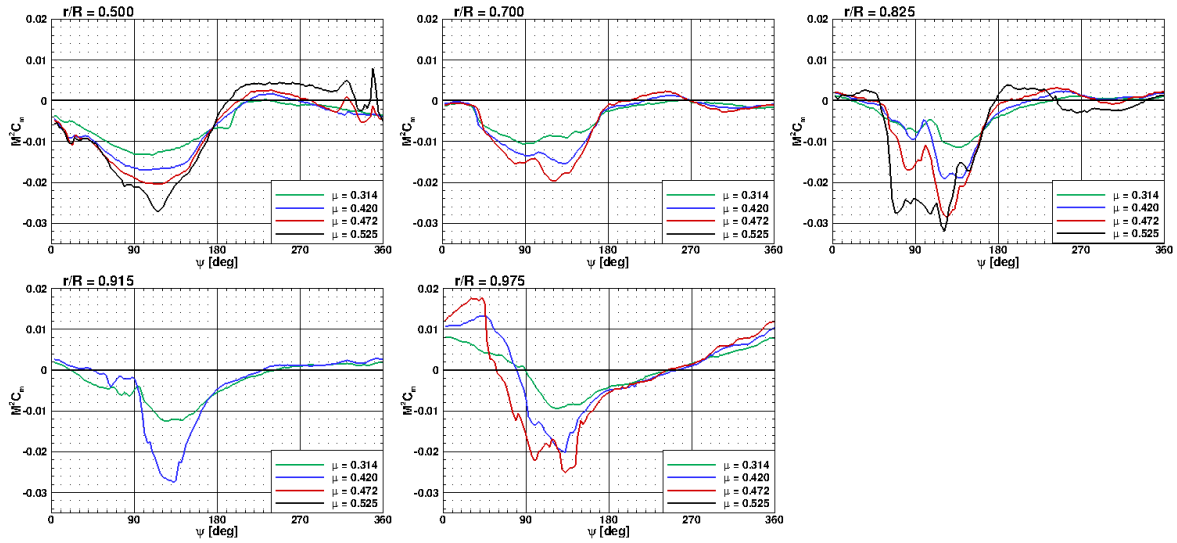


FIGURE B.8 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{\Omega R} = 0.616$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

B.0.5 Influence du paramètre d'avancement μ à $M_{QR} = 0.675$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

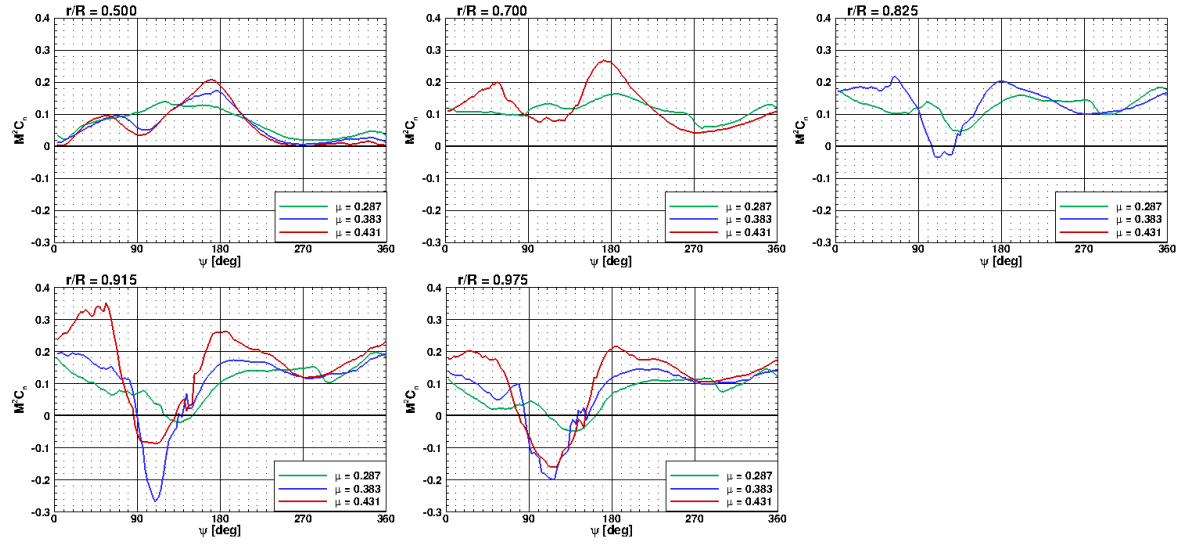


FIGURE B.9 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{QR} = 0.675$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

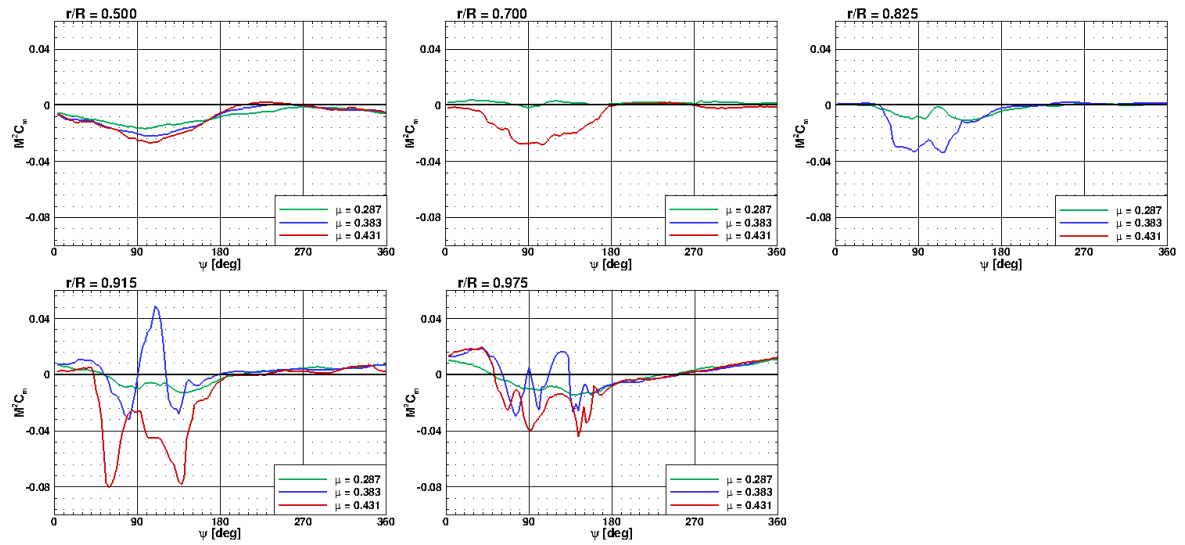


FIGURE B.10 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ pour évaluer l'influence du paramètre d'avancement μ à $M_{QR} = 0.675$, $\bar{Z} = 13.5$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$.

Annexe C

Influence de la résolution spatiale et temporelle du calcul MINT

C.0.1 Influence de la discrétisation en temps

Pour étudier l'influence de la discrétisation en temps des calculs HOST/MINT, les résultats issus de simulations avec des pas de temps différents sont comparés, sur le point de vol 293. Les pas de temps choisis pour cette étude de l'influence de la résolution temporelle sont une rotation de $\Delta\psi = 9\text{ deg}$, 7 deg , 5 deg et 3 deg des pales à chaque itération. Pour ces simulations, le nombre d'éléments de pale est identique et a été fixé à 25. Notons que ce pas de temps sera utilisé dans les calculs dynamique et aérodynamique de HOST mais aussi dans la marche en temps permettant d'obtenir le sillage émis par les pales.

L'influence de la discrétisation en temps a été plus particulièrement évaluée sur la prévision du décrochage dynamique. Pour cela, les Figures C.1 et C.2 comparent l'évolution des efforts aérodynamiques par section.

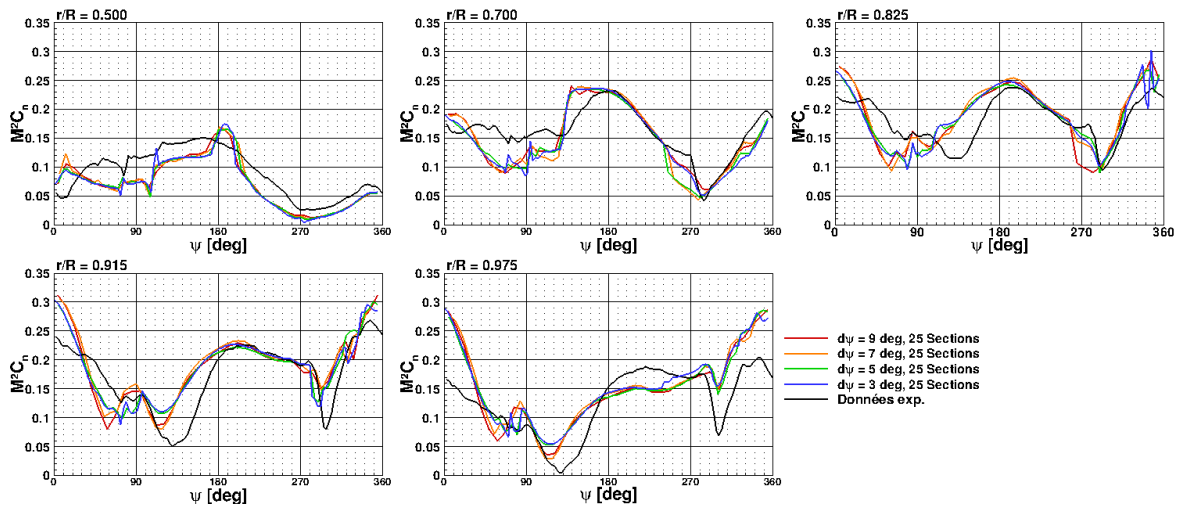


FIGURE C.1 – Coefficient de force normale M^2C_n obtenu pour différents pas de temps $\Delta\psi$.

On peut évaluer la convergence en temps par le comportement lorsque l'écoulement est attaché, c'est à dire principalement en pale avançante. Dans cette région, pour des pas de temps $\Delta\psi \leq 5\text{ deg}$, le comportement aérodynamique de la pale ne varie plus pour les cinq sections considérées (Figures C.1 et C.2). De plus, on constate sur les Figures C.1 et C.2 que l'évènement de décrochage à $r/R = 0.915$ est manqué (un moment à cabrer est même observé) lorsque $\Delta\psi \geq 7\text{ deg}$ alors qu'il est prévu en phase pour $\Delta\psi \leq 5\text{ deg}$. Un pas de temps de $\Delta\psi = 5\text{ deg}$ est donc suffisant pour obtenir une solution peu dépendante de la discrétisation en temps. Notons tout de même que les principales différences entre les solutions à $\Delta\psi = 5\text{ deg}$ et à $\Delta\psi = 3\text{ deg}$ sont le décrochage à $\psi = 330\text{ deg}$ et celui à $r/R = 0.7$. Néanmoins, ces évènements de décrochage avec un

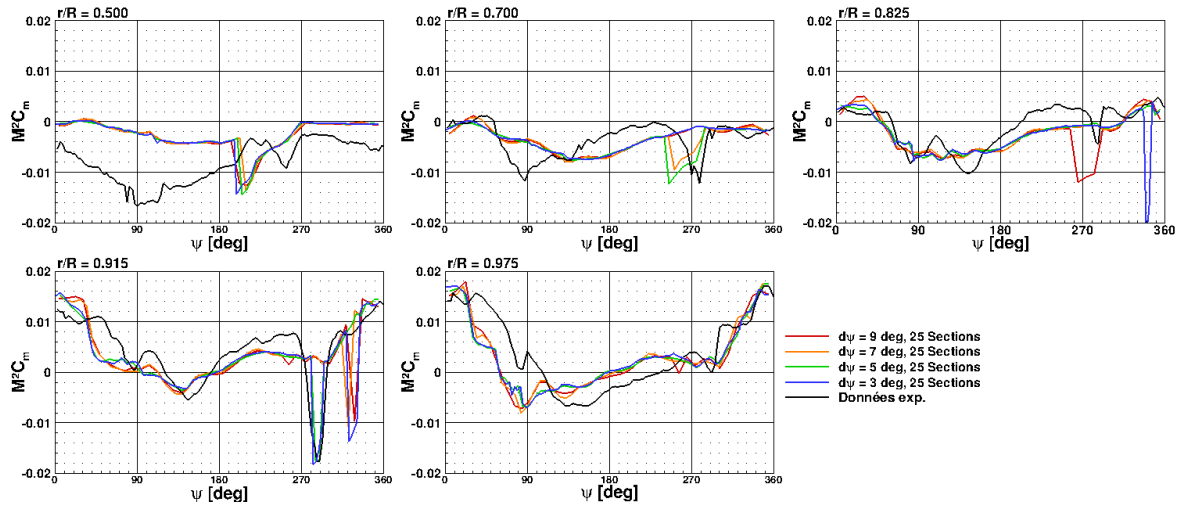


FIGURE C.2 – Coefficient de moment de tangage M^2C_m obtenu pour différents pas de temps $\Delta\psi$.

moment à piquer sont en réalité capturés par les simulations HOST/MINT avec $\Delta\psi = 5$ deg et avec $\Delta\psi = 3$ deg. En effet, les discontinuités radiales discutées précédemment sont observées lors des calculs HOST/MINT (Figure 4.7) et si la section à $r/R = 0.7$ ne semble pas décrochée autour de $250 \text{ deg} \leq \psi \leq 290 \text{ deg}$ pour le calcul avec $\Delta\psi = 3$ deg, les sections voisines sont bien soumises à cet évènement de décrochage exposé dans les essais. Il en est de même pour le décollement en extrémité autour de $\psi = 330 \text{ deg}$ pour le calcul avec $\Delta\psi = 5$ deg. Ainsi, les évènements de décrochage sont bien capturés avec $\Delta\psi = 5$ deg et les régions sont les mêmes dans les deux solutions.

Le tableau C.1 résume le temps de restitution des calculs HOST/MINT avec les quatre pas de temps $\Delta\psi$ évalués : $\Delta\psi = 9$ deg, 7 deg, 5 deg et 3 deg.

	$\Delta\psi = 9 \text{ deg}$	$\Delta\psi = 7 \text{ deg}$	$\Delta\psi = 5 \text{ deg}$	$\Delta\psi = 3 \text{ deg}$
Temps de calcul (h)	2	2	5	11

TABLEAU C.1 – Temps pour atteindre la convergence des calculs HOST/MINT avec différents $\Delta\psi$.

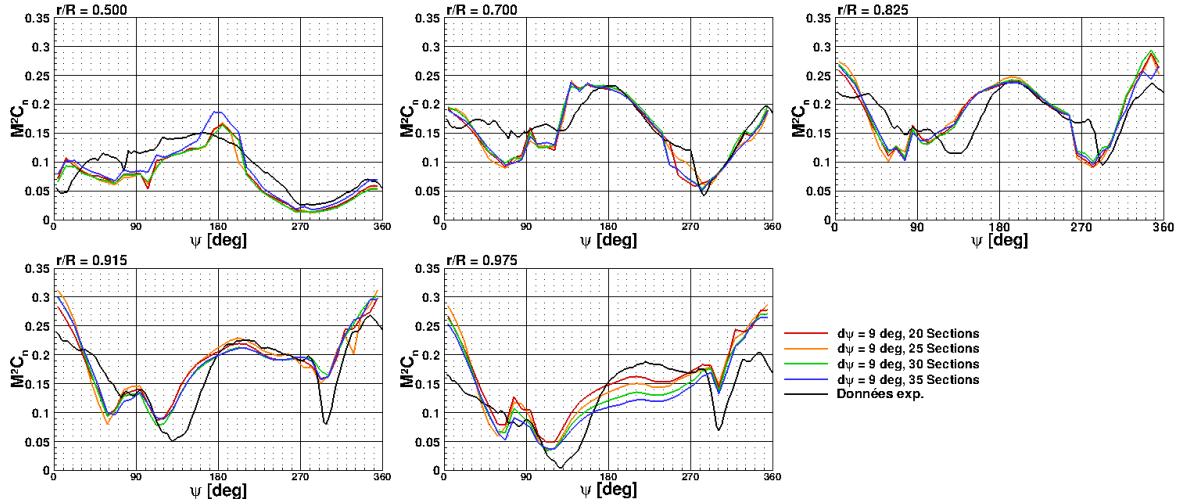
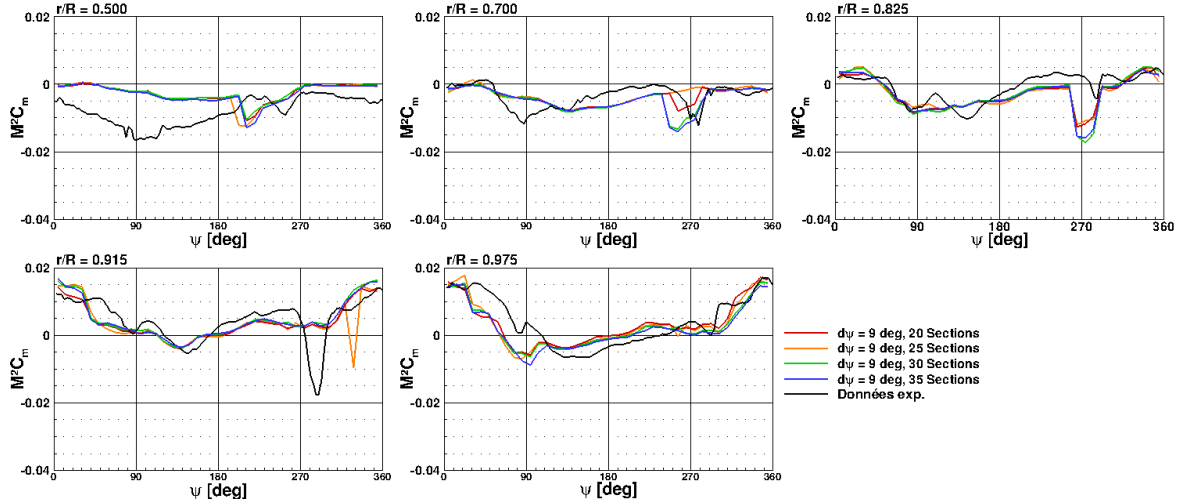
L'augmentation du temps de calcul n'est pas inversement proportionnel à la réduction de $\Delta\psi$. Ainsi, pour passer de $\Delta\psi = 5$ deg à 3 deg, le temps pour atteindre la convergence du calcul est plus que doublé. La différence entre les solutions à $\Delta\psi = 5$ deg et à $\Delta\psi = 3$ deg n'est pas suffisante pour justifier le surcoût de calcul. Ainsi, les simulations HOST/MINT avec $\Delta\psi = 5$ deg sont jugées suffisantes pour l'analyse des conditions de vol sélectionnées préalablement dans le chapitre précédent.

Influence de la discrétisation spatiale

De la même manière, afin d'étudier l'influence de la discrétisation spatiale sur la prévision du décrochage dynamique, le pas de temps est fixé à une rotation de la pale de $\Delta\psi = 9$ deg à chaque itération (comme lors de la comparaison des modèles de vitesse induite). Les solutions des simulations effectuées avec 20, 25, 30 et 35 éléments discrétisant la ligne portante modélisant la pale sont alors comparées.

Pour étudier l'influence de la discrétisation spatiale du calcul HOST/MINT sur la prévision des évènements de décrochage dynamique, l'évolution des efforts aérodynamiques sur les sections $r/R = 0.5, 0.7, 0.825, 0.915$ et 0.975 sont illustrées en Figures C.3 et C.4.

Globalement, la convergence spatiale est atteinte lorsque la pale est discrétisée avec 25 éléments. En effet, peu de variations entre les calculs effectués sont observées dans la région du décrochage. Dans tous les cas, le décrochage dynamique en extrémité pour $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 300 \text{ deg}$ est sous-estimé dans ces simulations. Cette sous-estimation peut être due à une sur-estimation


 FIGURE C.3 – Coefficient de force normale $M^2 C_n$ obtenu pour différentes discrétisations spatiales de la pale.

 FIGURE C.4 – Coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$ obtenu pour différentes discrétisations spatiales de la pale.

de l'écoulement descendant engendré par le tourbillon marginal qui limite l'apparition du décrochage en extrémité de pale. Le deuxième évènement de décrochage dynamique en extrémité (à $r/R = 0.915$ et $\psi = 330$ deg) est uniquement observé pour le cas avec une discrétisation de 25 éléments sur la pale. Néanmoins, il faut préciser que les sections considérées dans cette comparaison sont les sections du calcul HOST les plus proches possible des sections instrumentées lors des essais. Ce ne sont pas les mêmes dans les différents calculs. Or une interpolation sur la section cible est compliquée en raison des discontinuités déjà évoquées venant fausser la solution à des sections données. Ainsi, une petite variation de la section considérée peut mener à l'absence de cet évènement de décrochage alors que cette région de moment à piquer d'étendue radiale particulièrement limitée (Figure 4.7) autour de $r/R = 0.915$ et $\psi = 330$ deg est prévue dans tous les cas.

D'après les Figures C.3 et C.4, utiliser plus d'éléments pour discrétiser la ligne portante ne permet pas de mieux prévoir les évènements de décrochage dynamique, que ce soit leur amplitude ou leur phase. De plus, le temps de convergence des calculs HOST/MINT n'est que peu modifié par le choix du nombre de sections considérées (Tableau C.2). Finalement, 25 éléments ont été choisis pour définir la pale dans les simulations utilisées dans la suite de ce chapitre.

	20 Sections	25 Sections	30 Sections	35 Sections
Temps de calcul (h)	1.5	2	3	3

TABEAU C.2 – Temps pour atteindre la convergence des calculs HOST/MINT avec différentes discrétisations radiales.

Annexe D

Convergence et Validation des Calculs de Couplage entre HOST et *elsA*

Cette annexe présente l'ensemble des résultats décrivant la convergence de la procédure de couplage entre le code de dynamique HOST et le code fluide *elsA* pour les conditions de vol que nous avons sélectionnées dans le cadre de ces travaux de thèse. Le chapitre 5 présente déjà la convergence de la procédure de couplage sur les conditions de vol 384 et 410 du rotor 7A. Nous allons dans cette annexe montrer que cette convergence est également obtenue sur les autres points de vol investigués. De plus, nous allons montrer qu'à convergence les efforts aérodynamiques déterminés par le code fluide *elsA* ne changent plus d'une révolution du rotor à la suivante. Néanmoins, comme dans l'intégralité du manuscrit, ces efforts ne sont évalués que sur les cinq sections ayant été instrumentées lors des essais en soufflerie. Nous montrerons également dans cette annexe la capacité des calculs à reproduire le comportement aérodynamique sur les conditions de vol sélectionnées. Pour cela, l'évolution du coefficient de pression sur une section en extrémité de pale est présenté pour quelques azimuts représentatifs pour toutes les conditions de vol.

D.1 Point de vol 494 (7A) : $\bar{Z} = 18.2$, $M_{\Omega R} = 0.675$, $\mu = 0.288$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

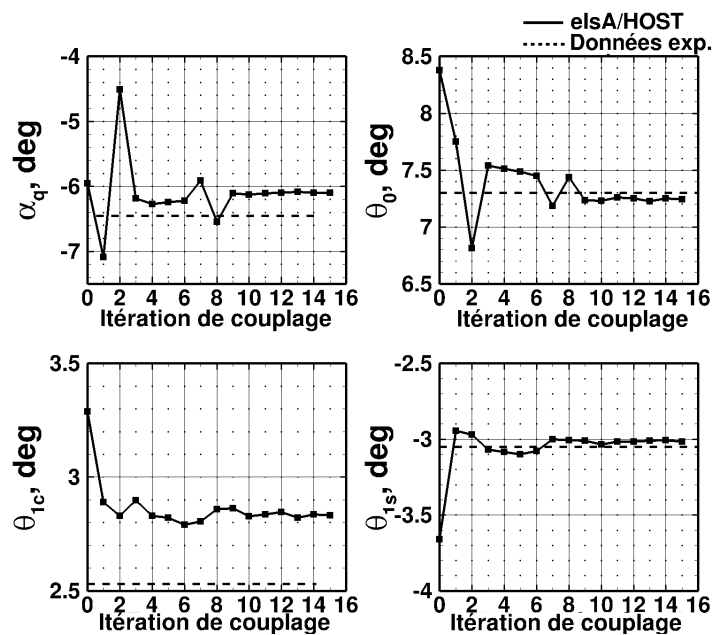


FIGURE D.1 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

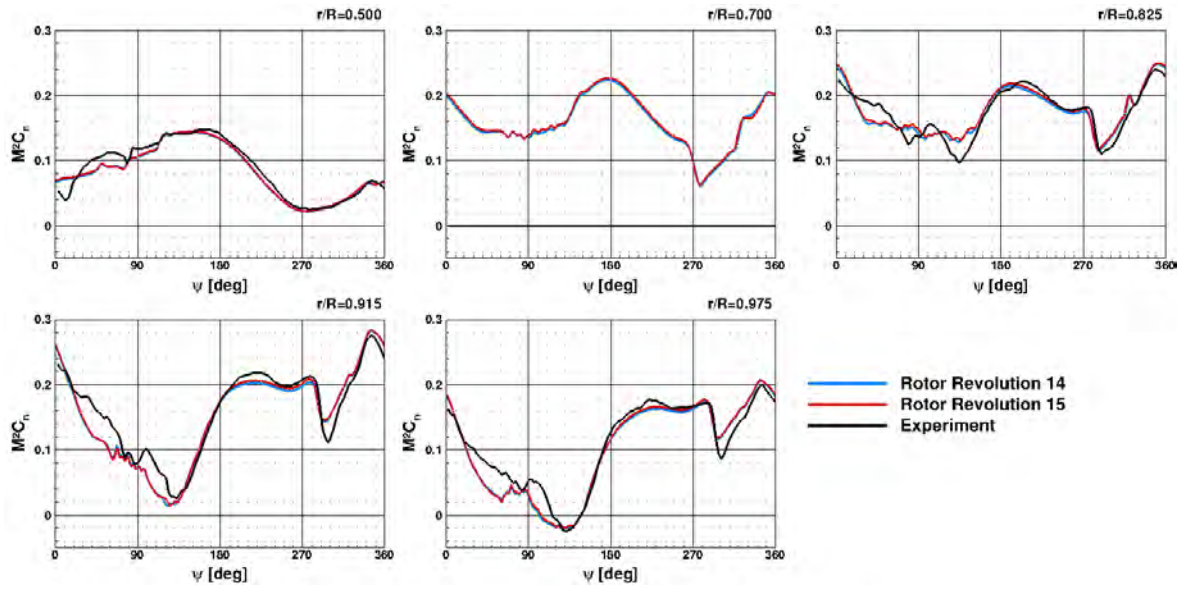


FIGURE D.2 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

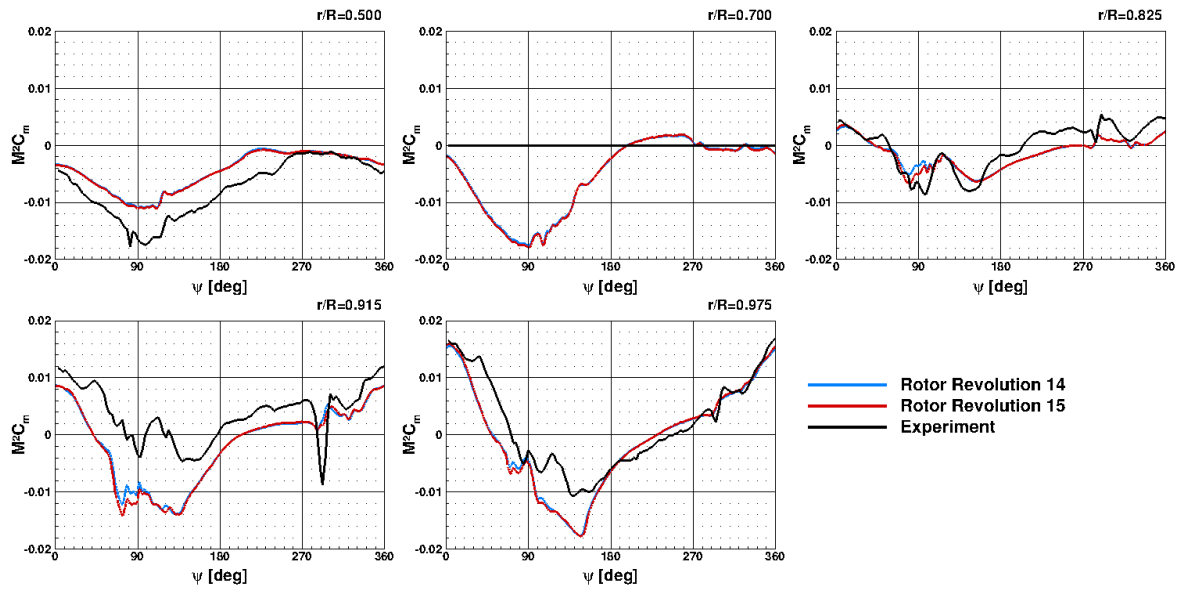
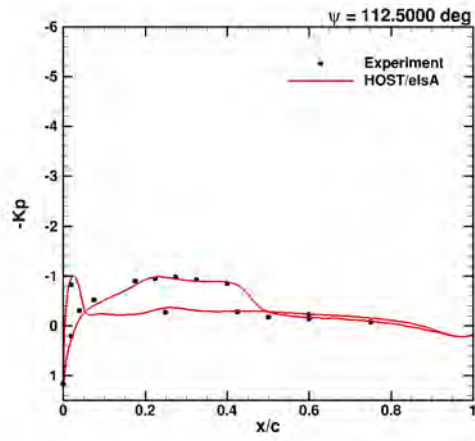
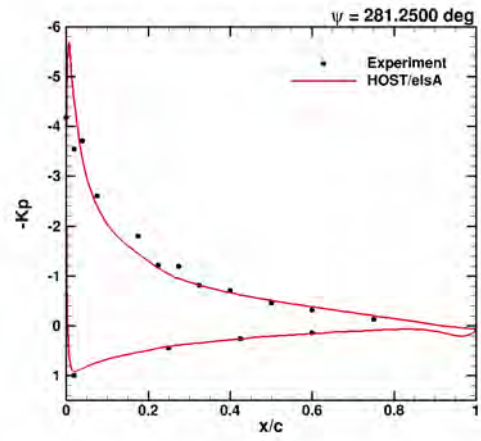


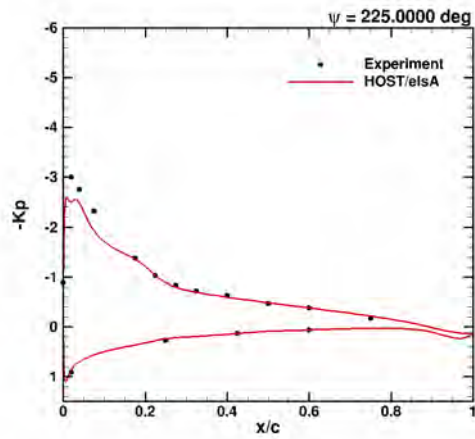
FIGURE D.3 – Convergence du coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$.



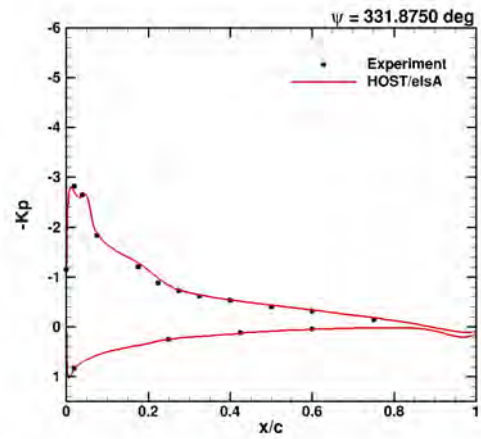
$\psi = 112.5 \text{ deg}$



$\psi = 281.25 \text{ deg}$



$\psi = 225 \text{ deg}$



$\psi = 331.875 \text{ deg}$

FIGURE D.4 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

D.2 Point de vol 293 (7A) : $\bar{Z} = 20.1$, $M_{\Omega R} = 0.646$, $\mu = 0.3$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

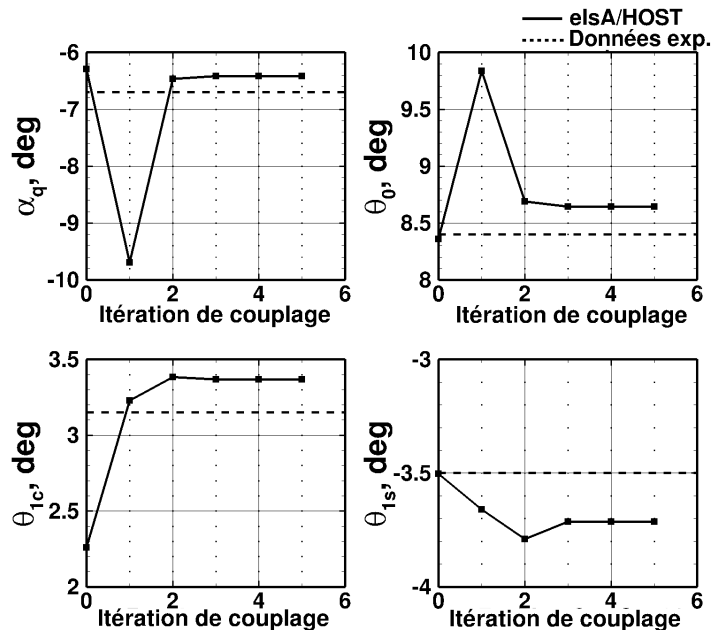


FIGURE D.5 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

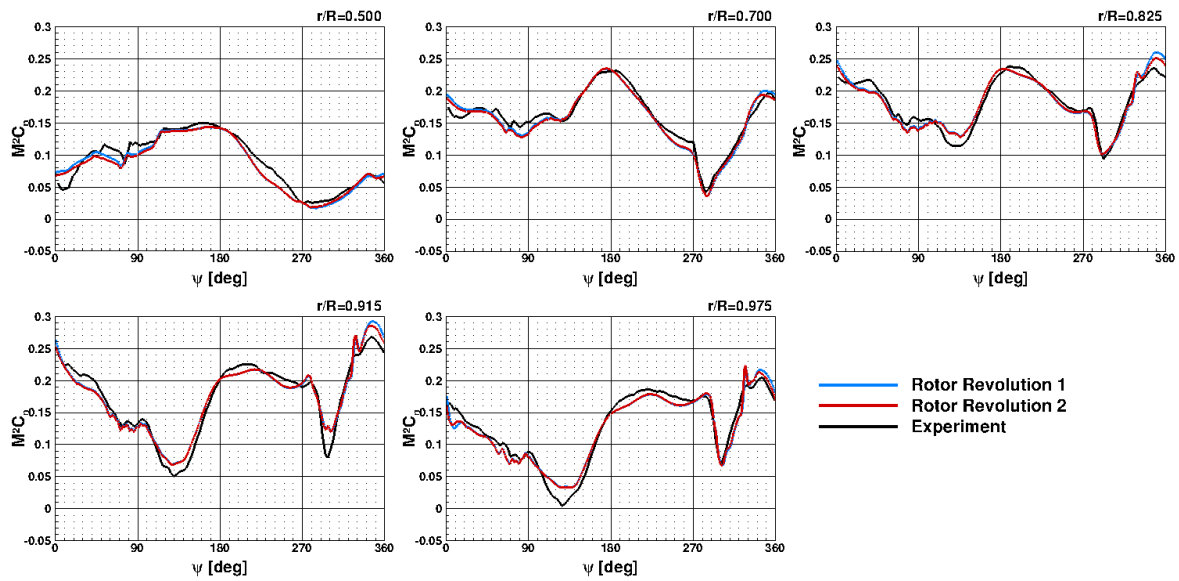


FIGURE D.6 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

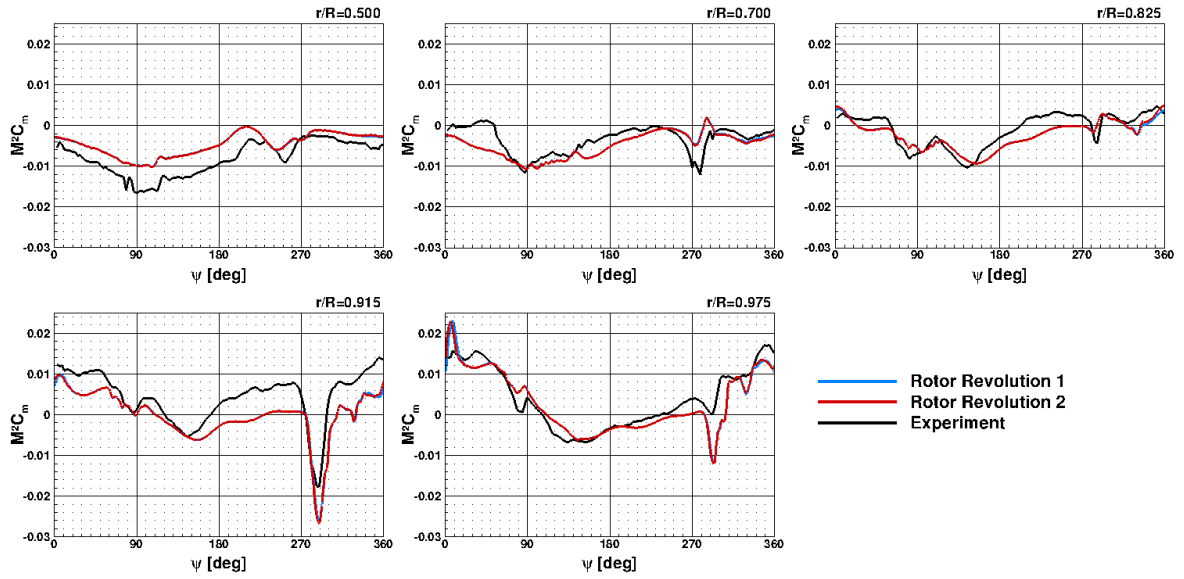


FIGURE D.7 – Convergence du coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$.

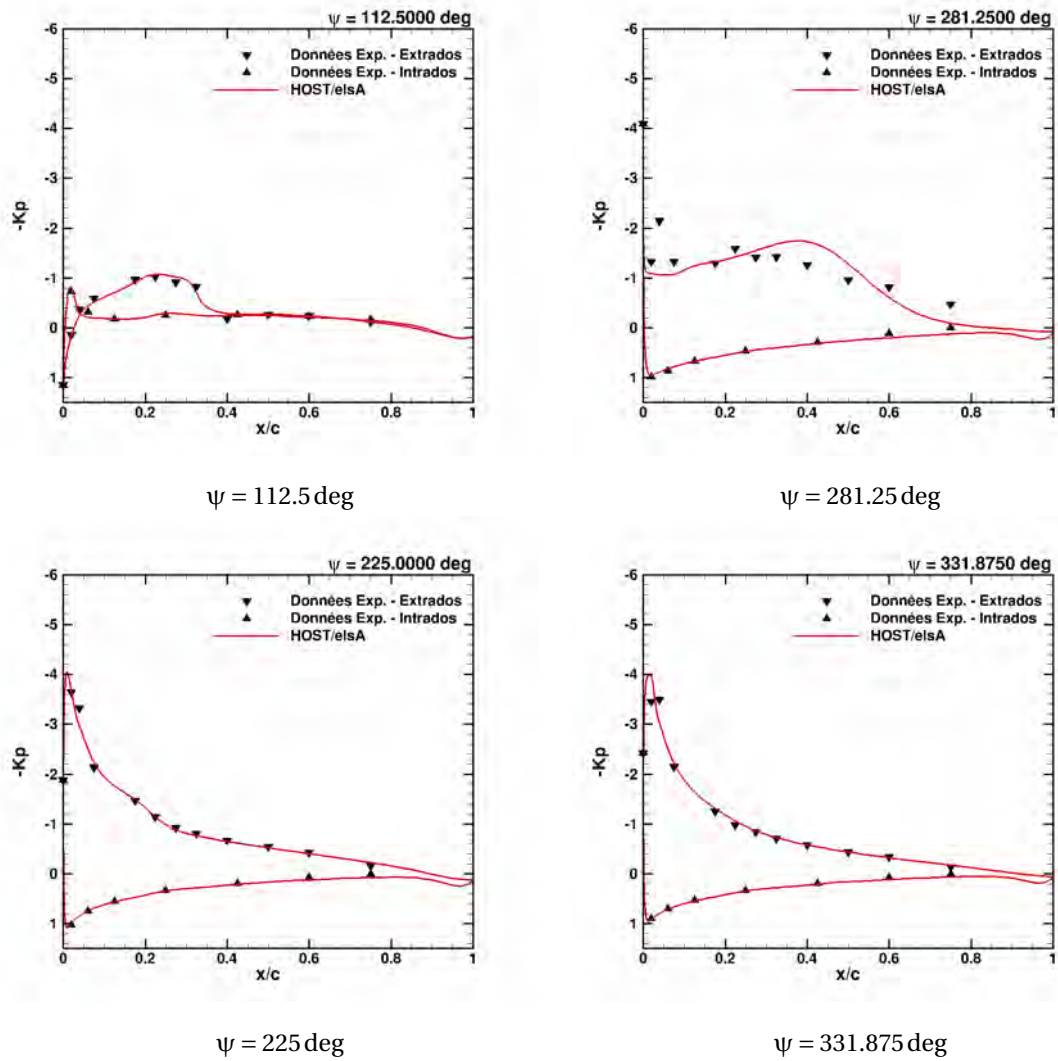


FIGURE D.8 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

D.3 Point de vol 389 (7A) : $\bar{Z} = 21.86$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

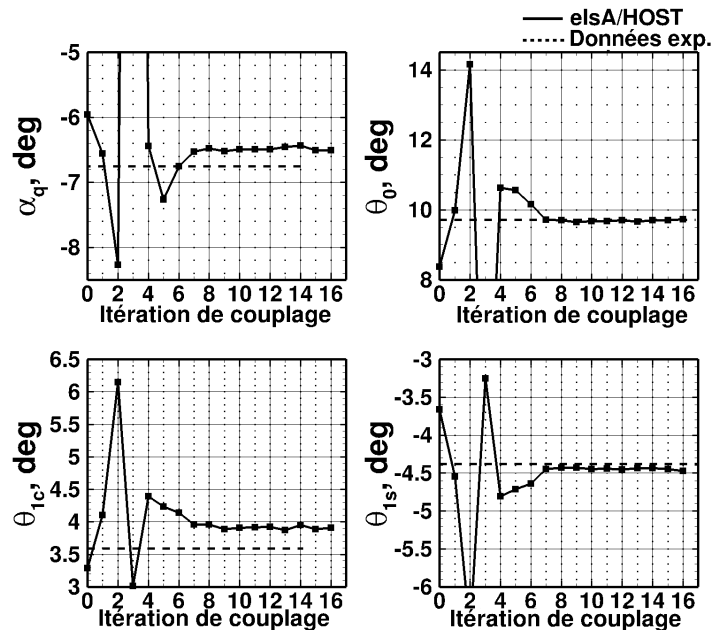


FIGURE D.9 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

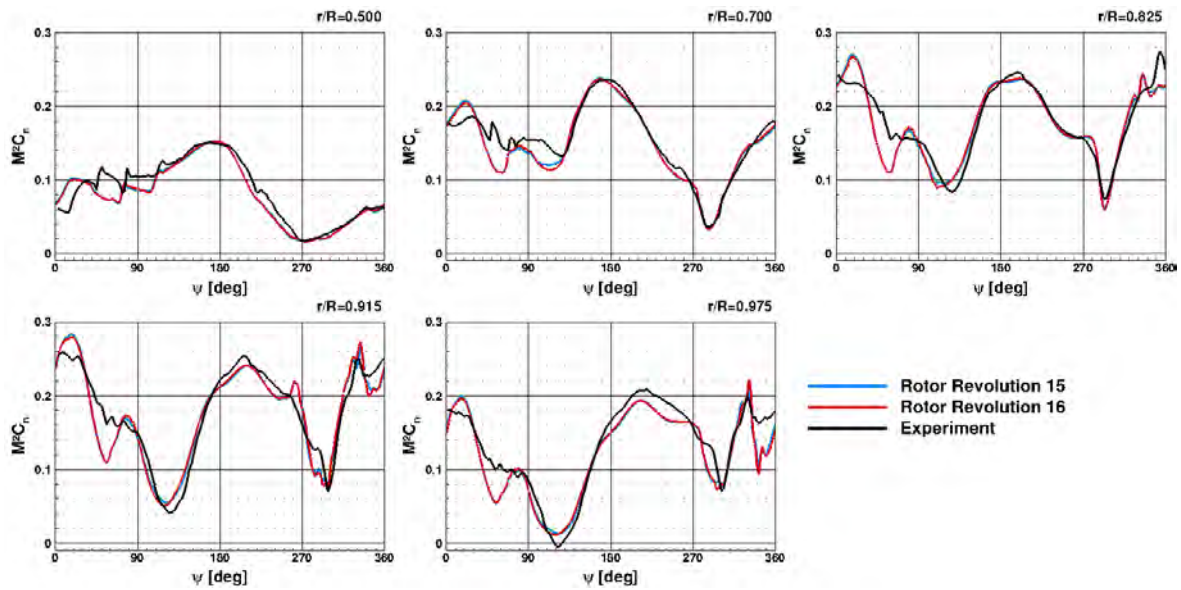


FIGURE D.10 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

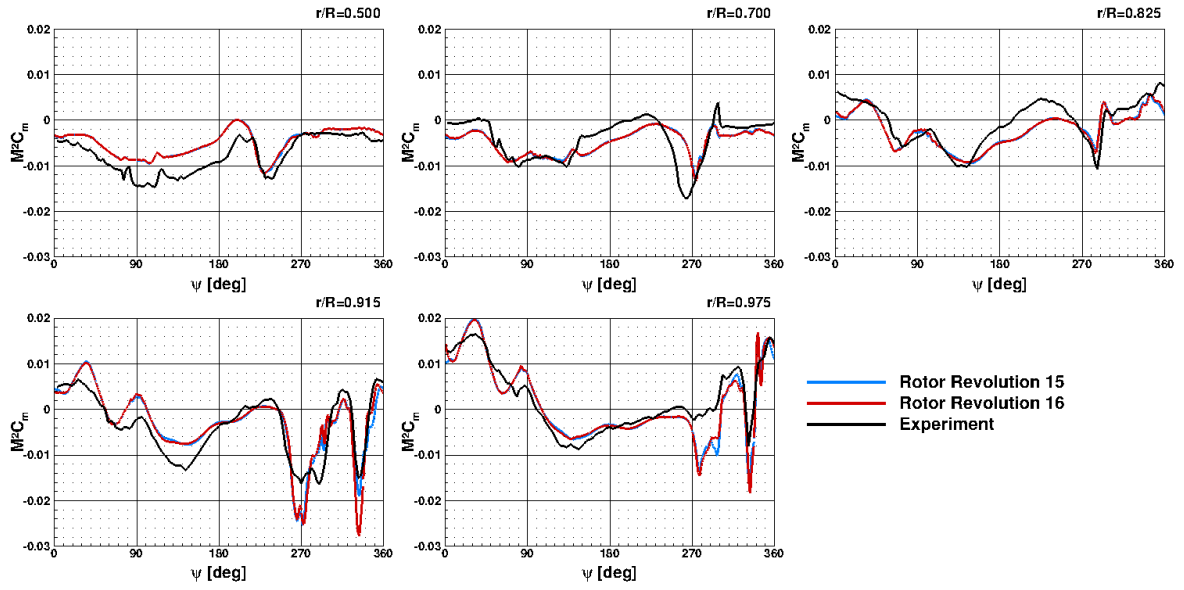


FIGURE D.11 – Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m .

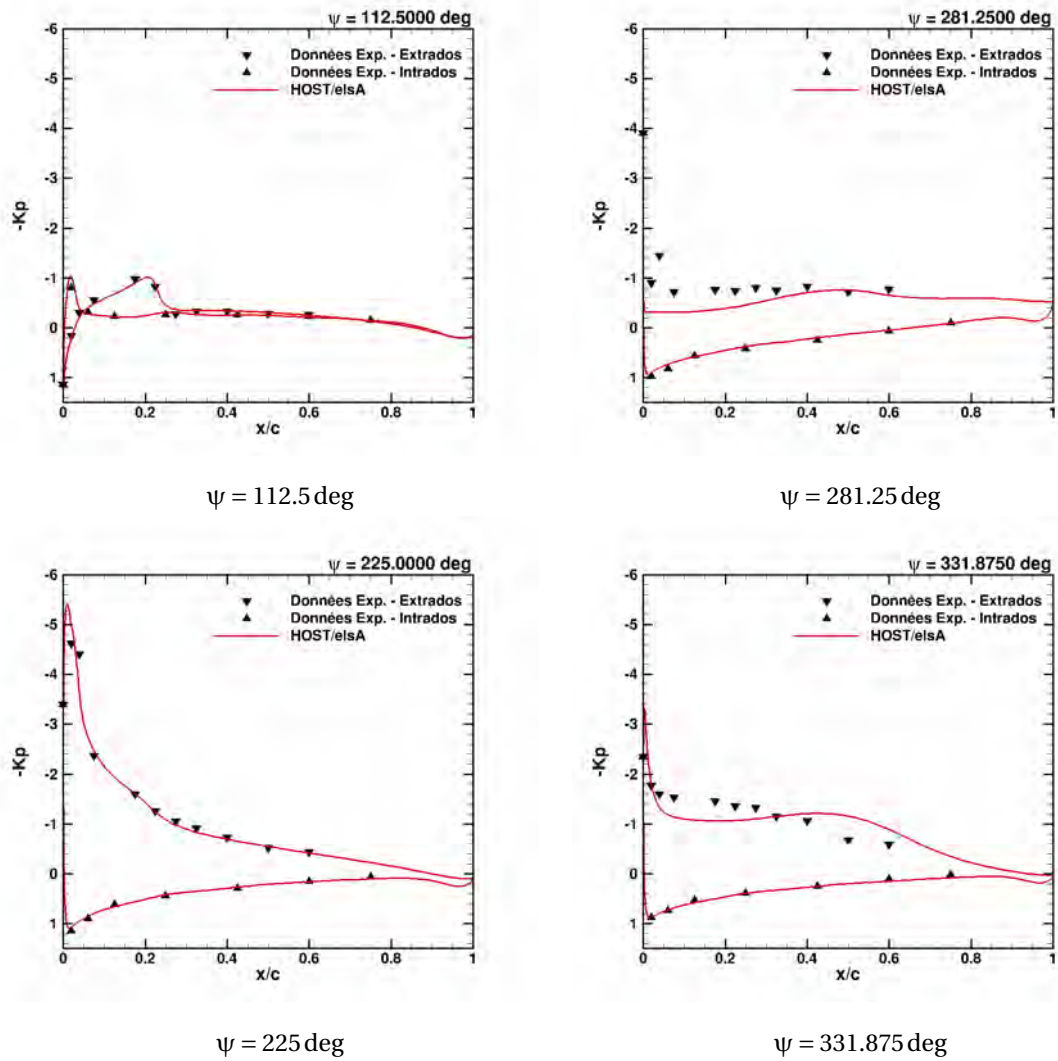


FIGURE D.12 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

D.4 Point de vol 384 (7A) : $\bar{Z} = 19.1$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$

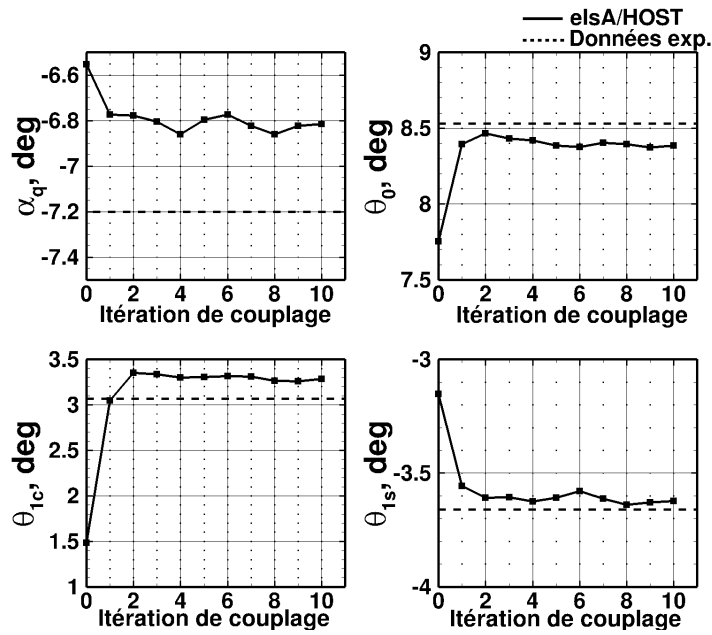


FIGURE D.13 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

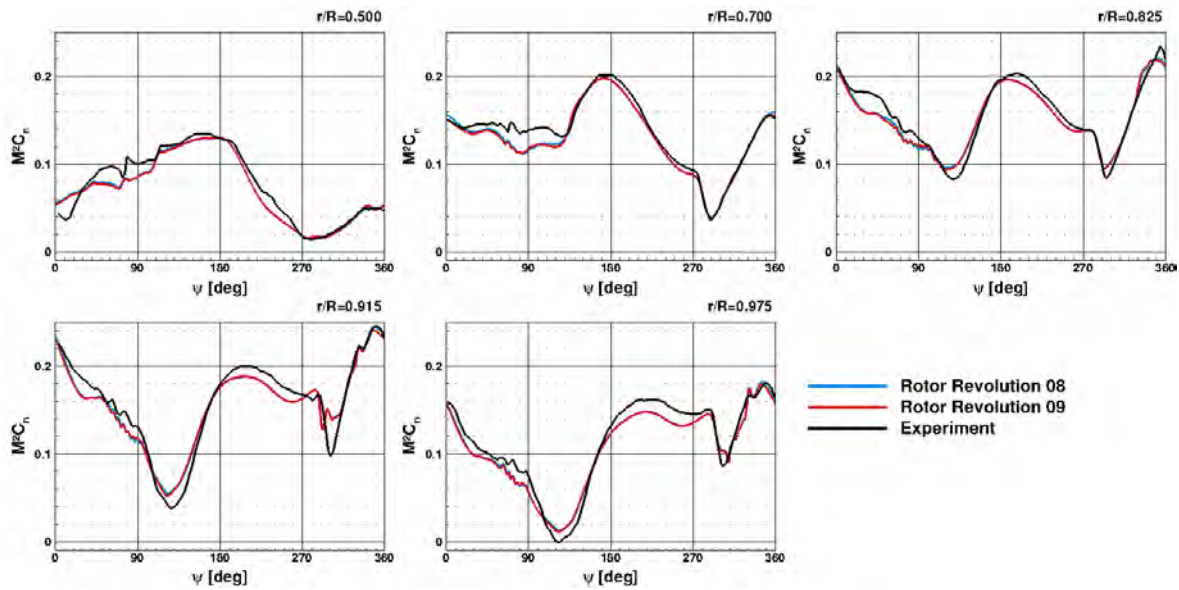


FIGURE D.14 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

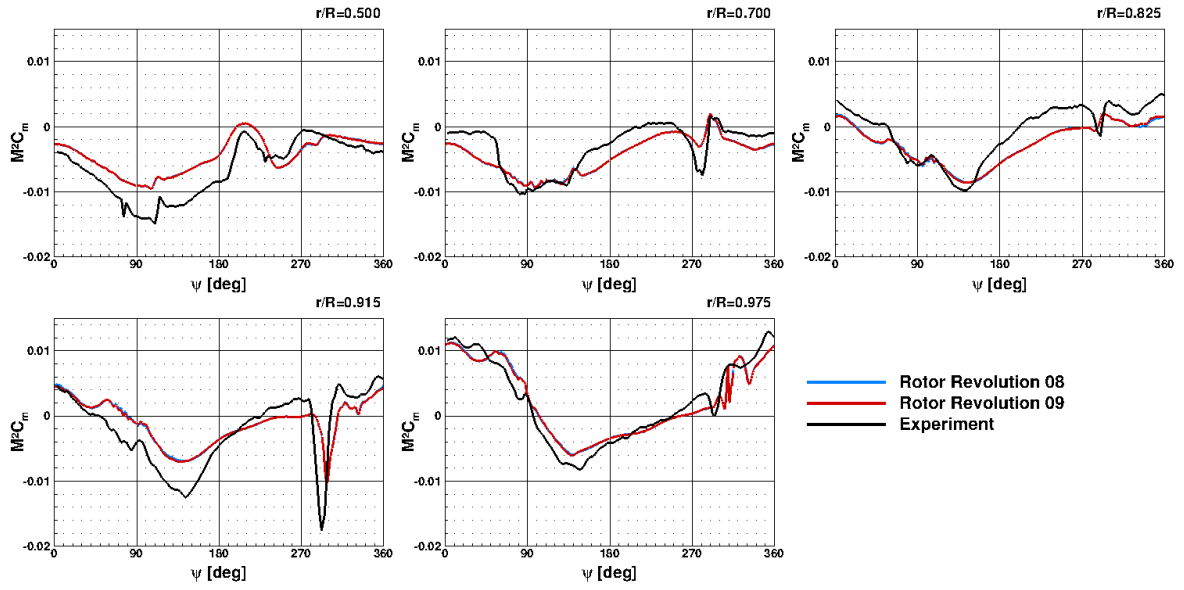


FIGURE D.15 – Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m .

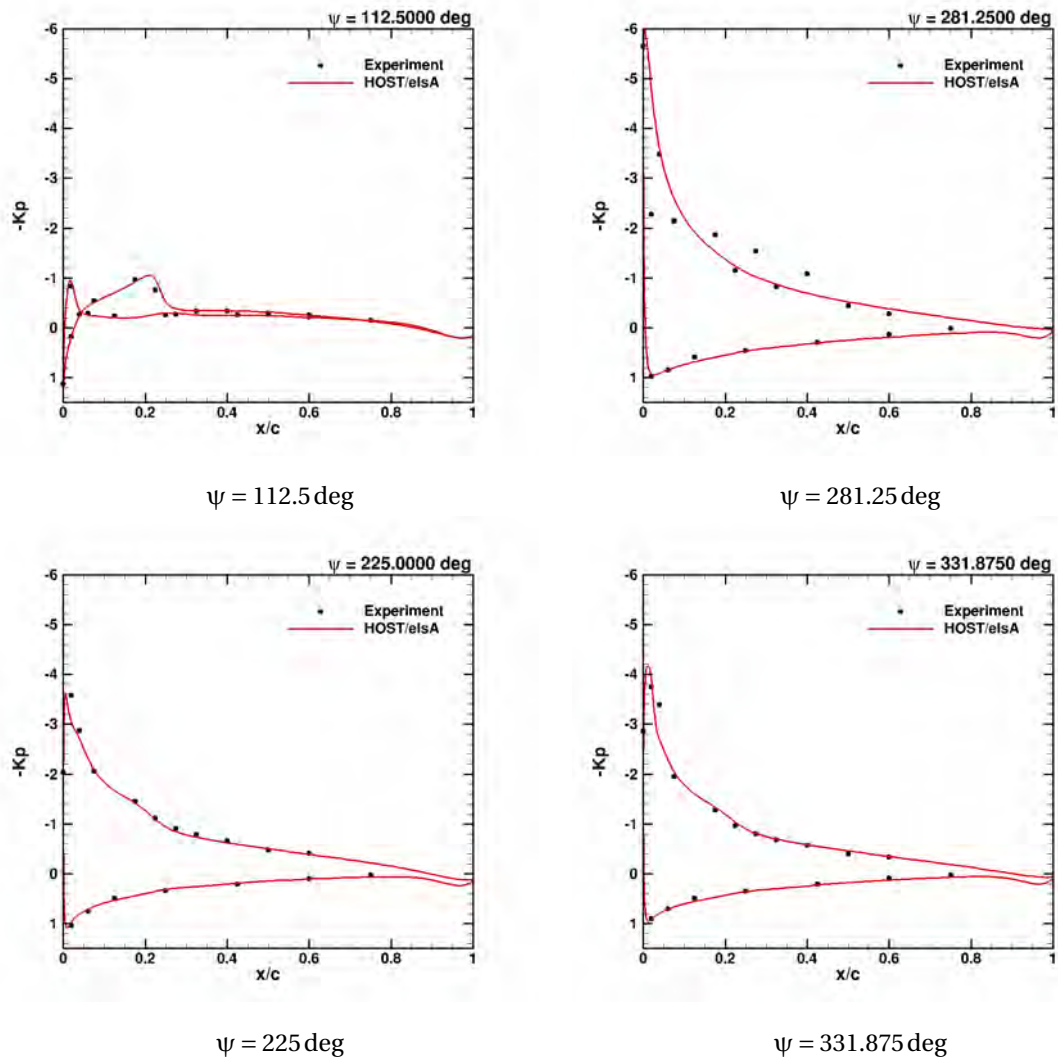


FIGURE D.16 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

D.5 Point de vol 384 (ERATO) : $\bar{Z} = 19.1$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.314$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$

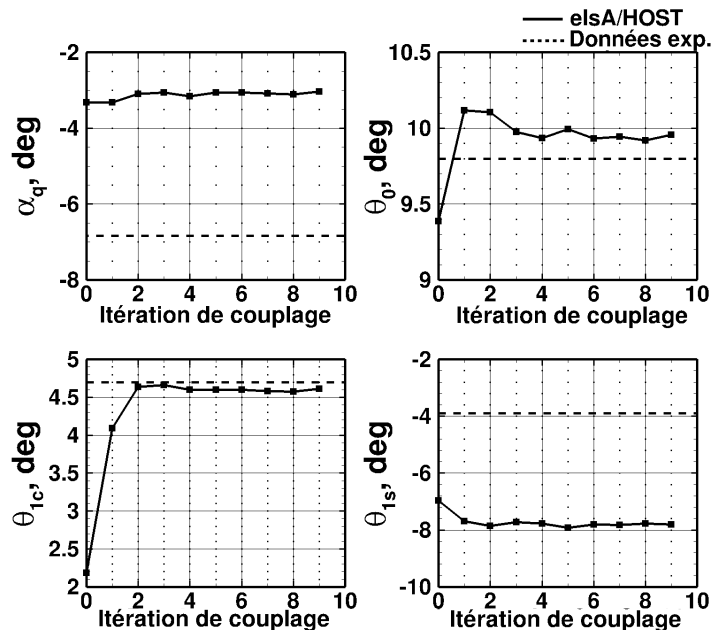


FIGURE D.17 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

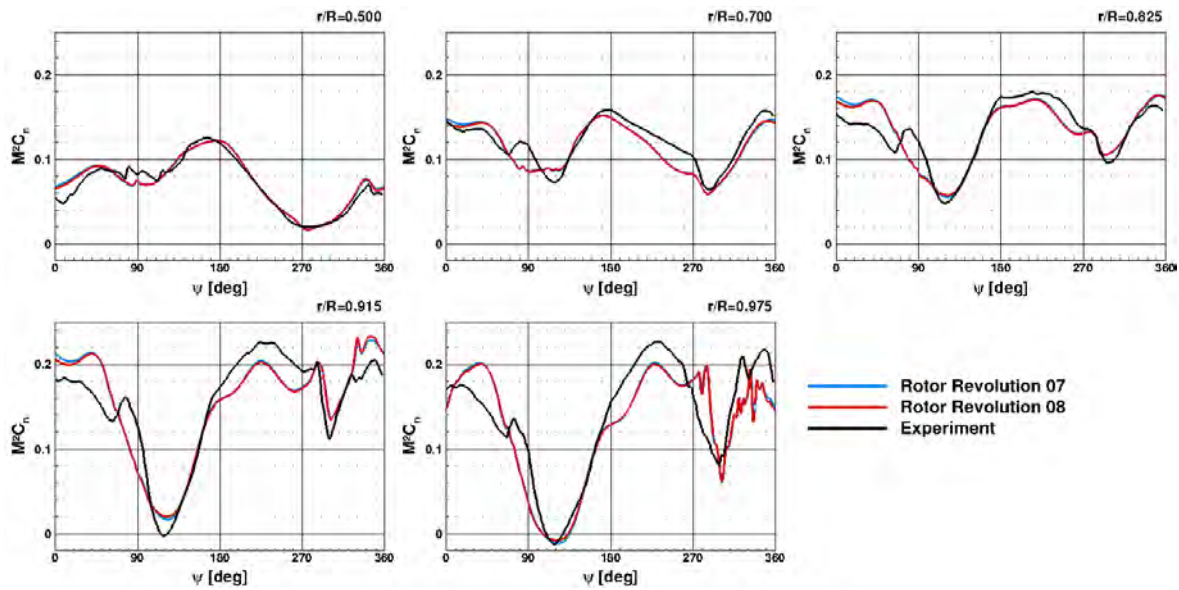


FIGURE D.18 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

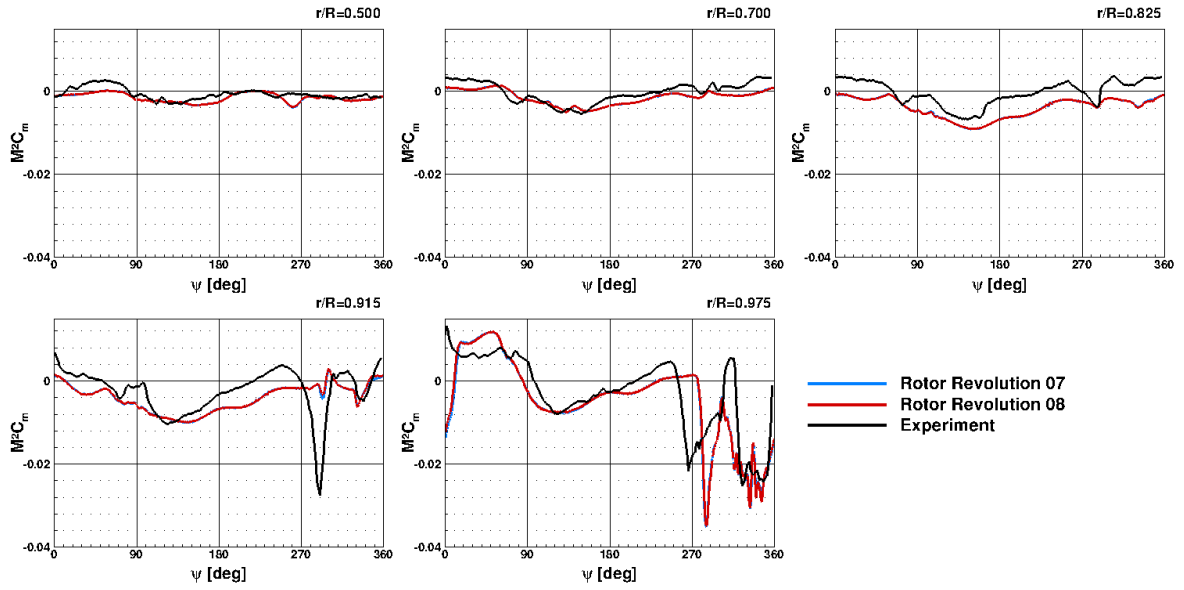


FIGURE D.19 – Convergence du coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$.

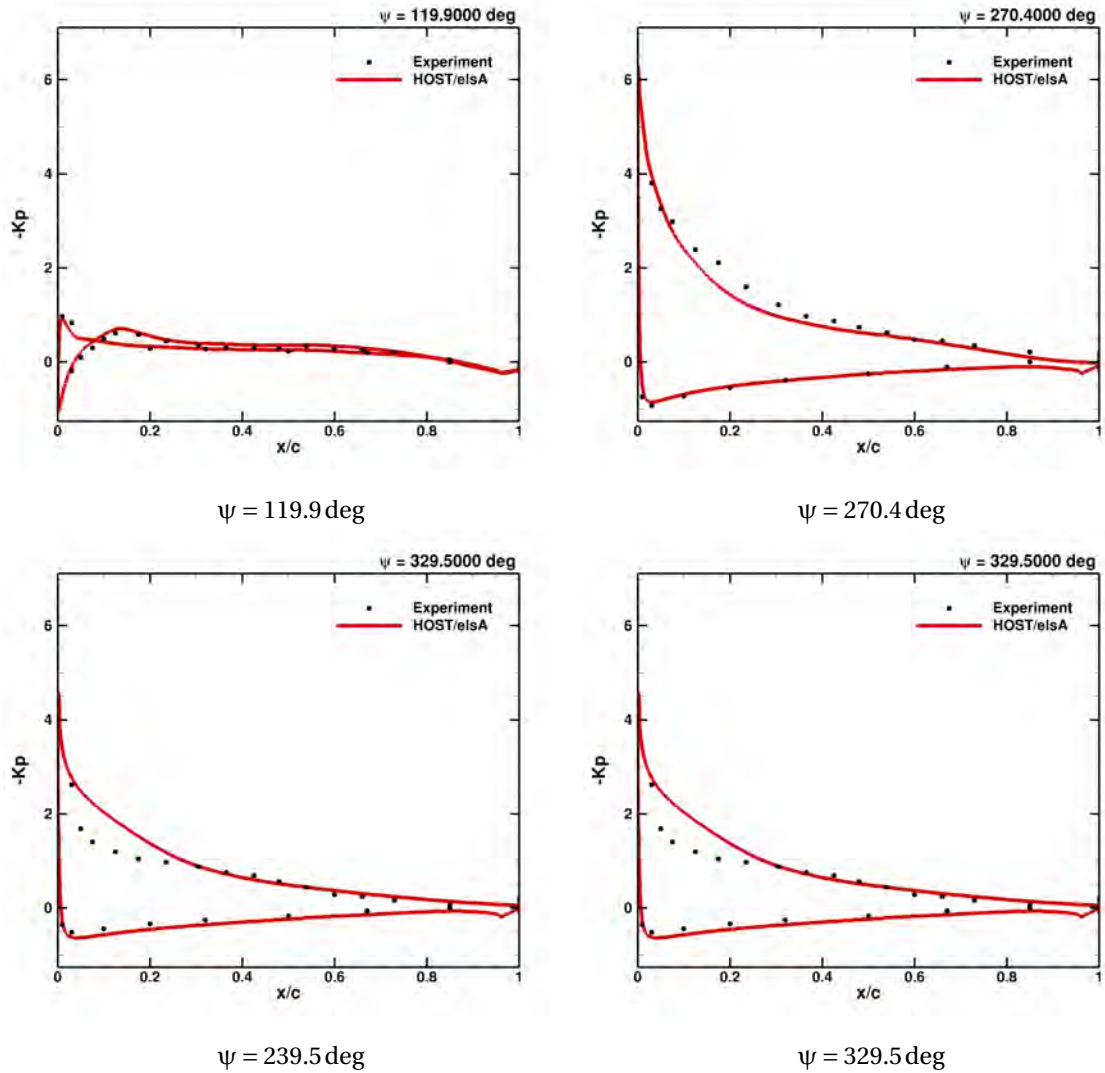


FIGURE D.20 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

D.6 Point de vol 405 (7A) : $\bar{Z} = 19$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$

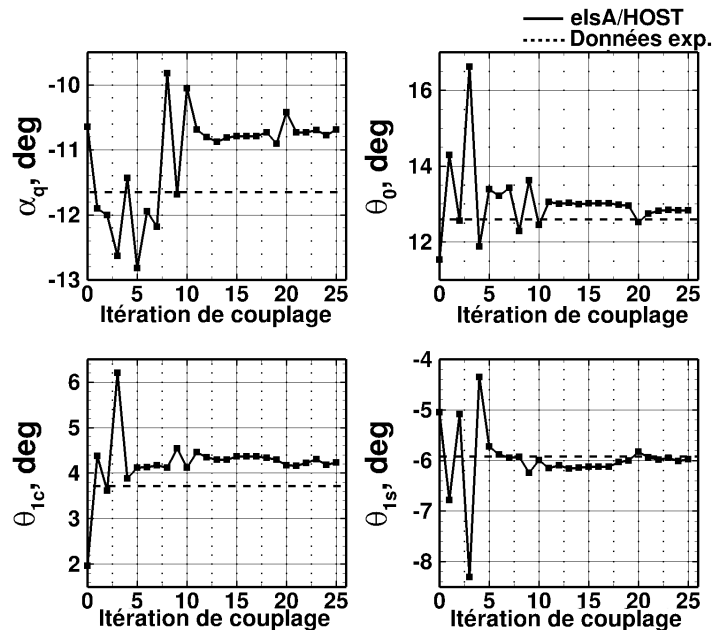


FIGURE D.21 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

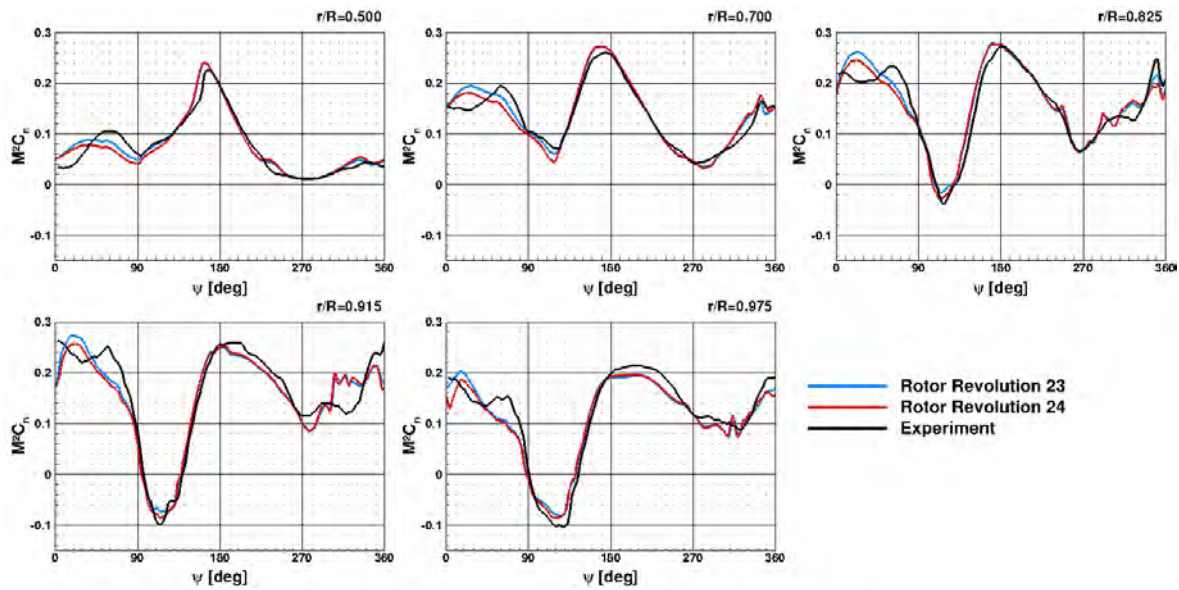


FIGURE D.22 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

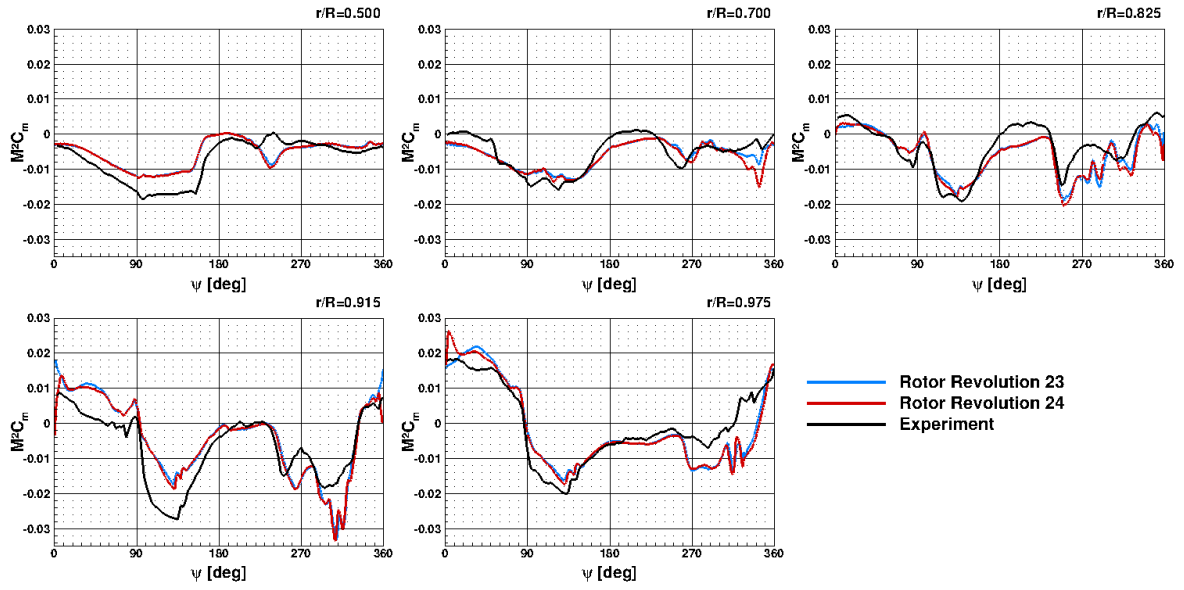


FIGURE D.23 – Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m .

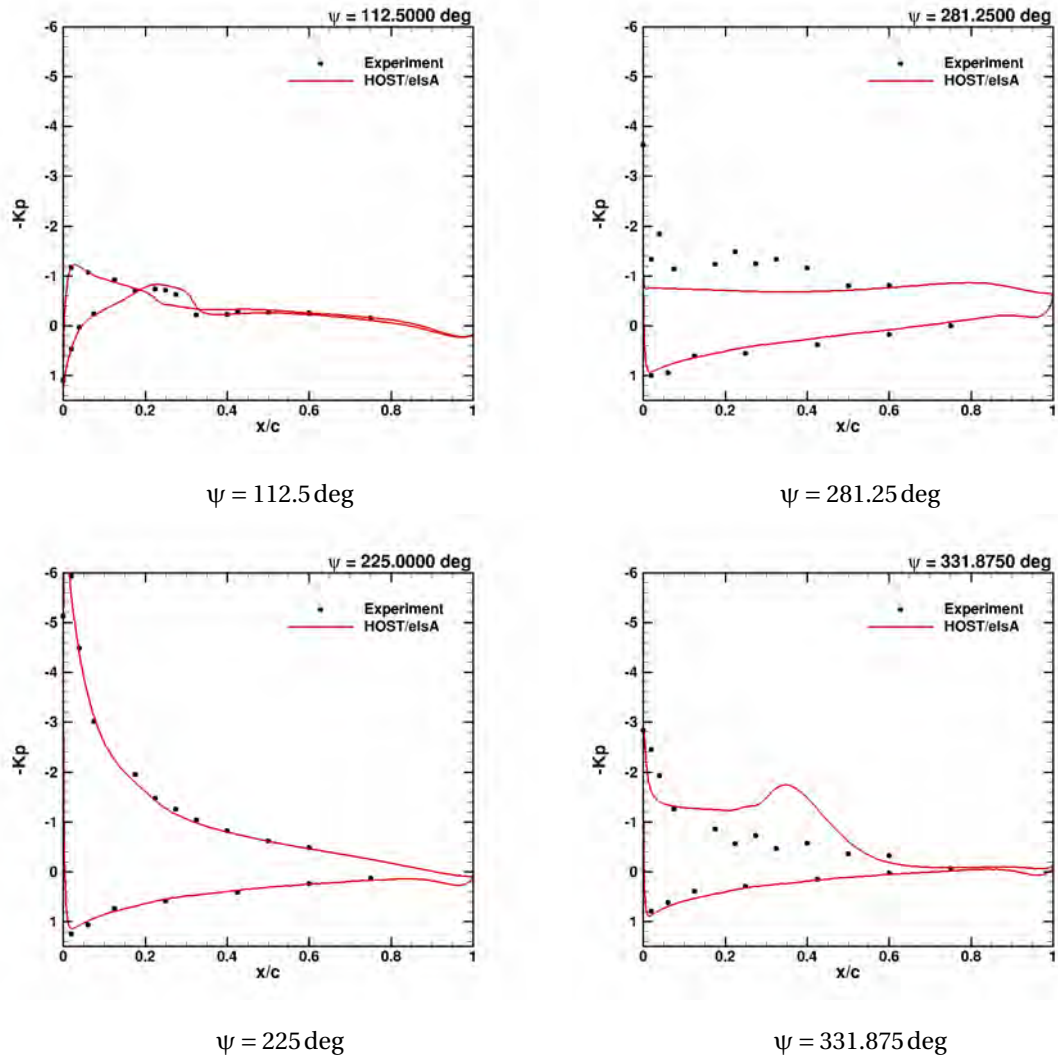


FIGURE D.24 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

D.7 Point de vol 410 (7A) : $\bar{Z} = 21.86$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.42$ et $(C_x S)_f / (S \sigma) = 0.1$

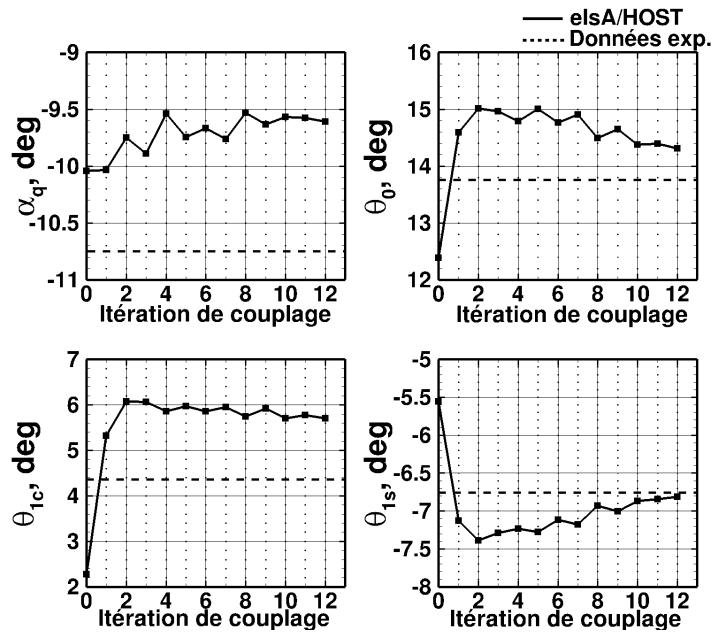


FIGURE D.25 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

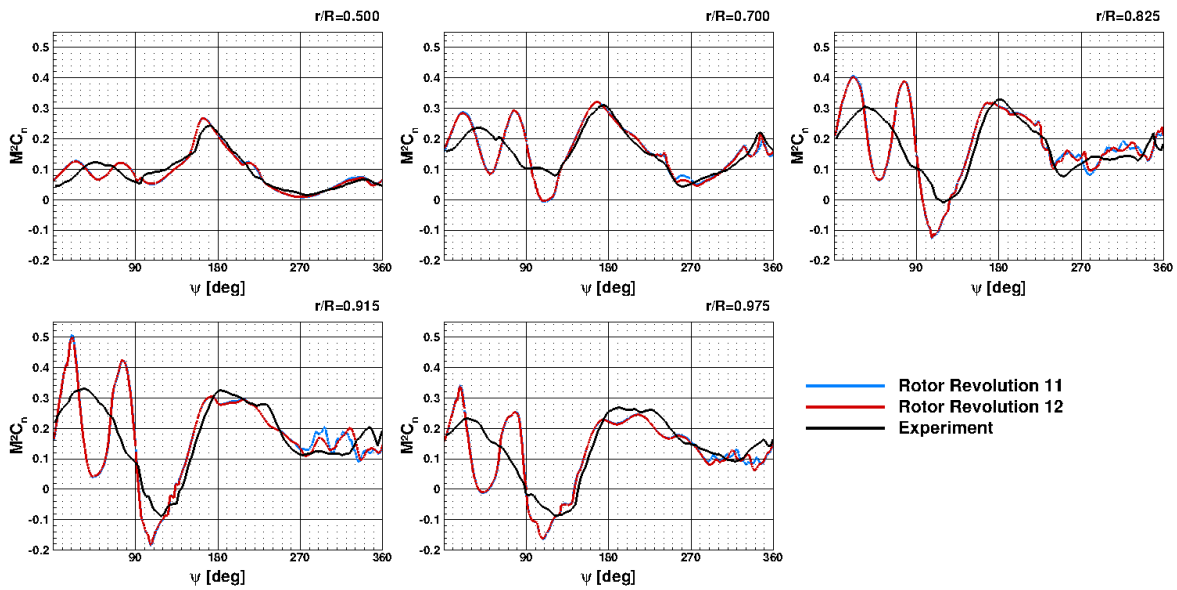


FIGURE D.26 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

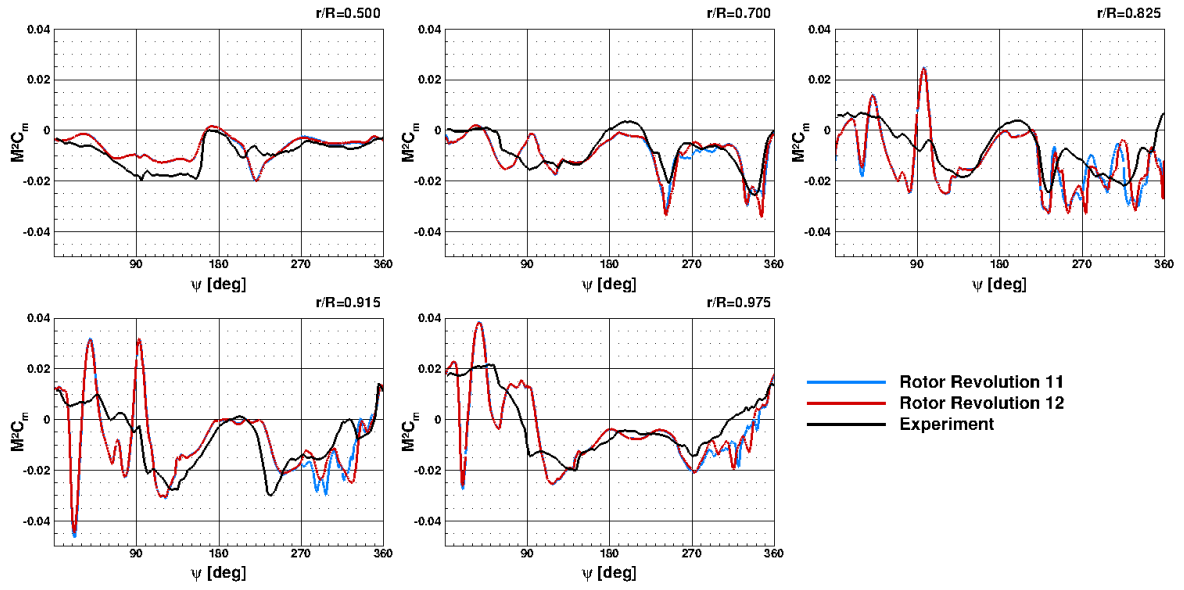


FIGURE D.27 – Convergence du coefficient de moment de tangage M^2C_m .

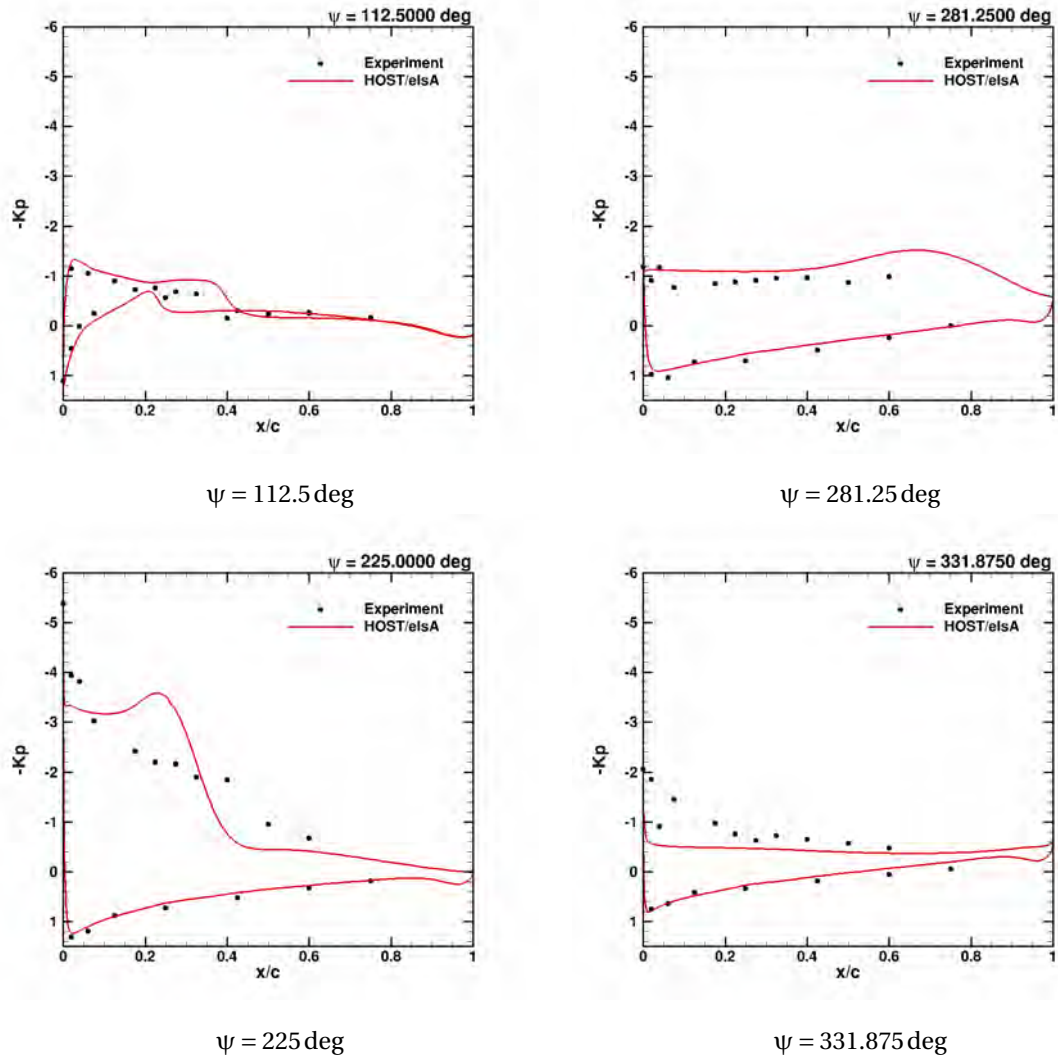


FIGURE D.28 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

D.8 Point de vol 430 (7A) : $\bar{Z} = 19.1$, $M_{\Omega R} = 0.616$, $\mu = 0.47$ et $(C_x S)_f / (S\sigma) = 0.1$

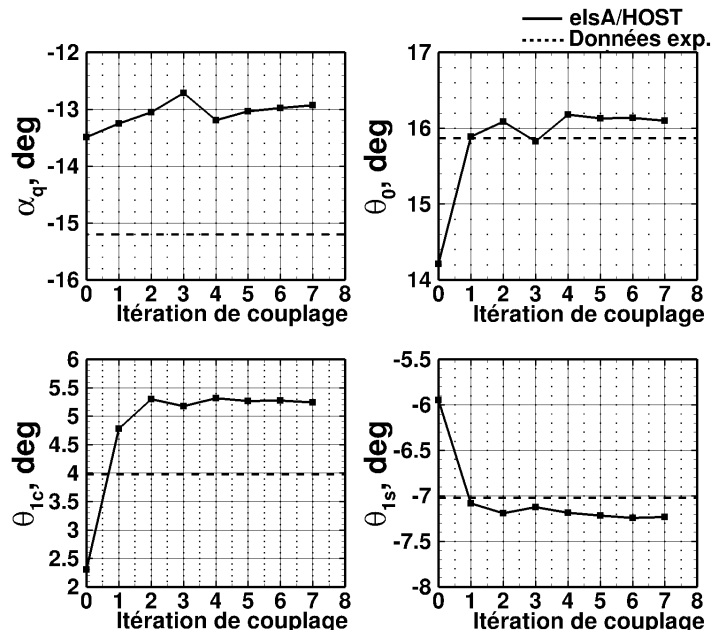


FIGURE D.29 – Convergence des angles de contrôle de l'équilibre du rotor.

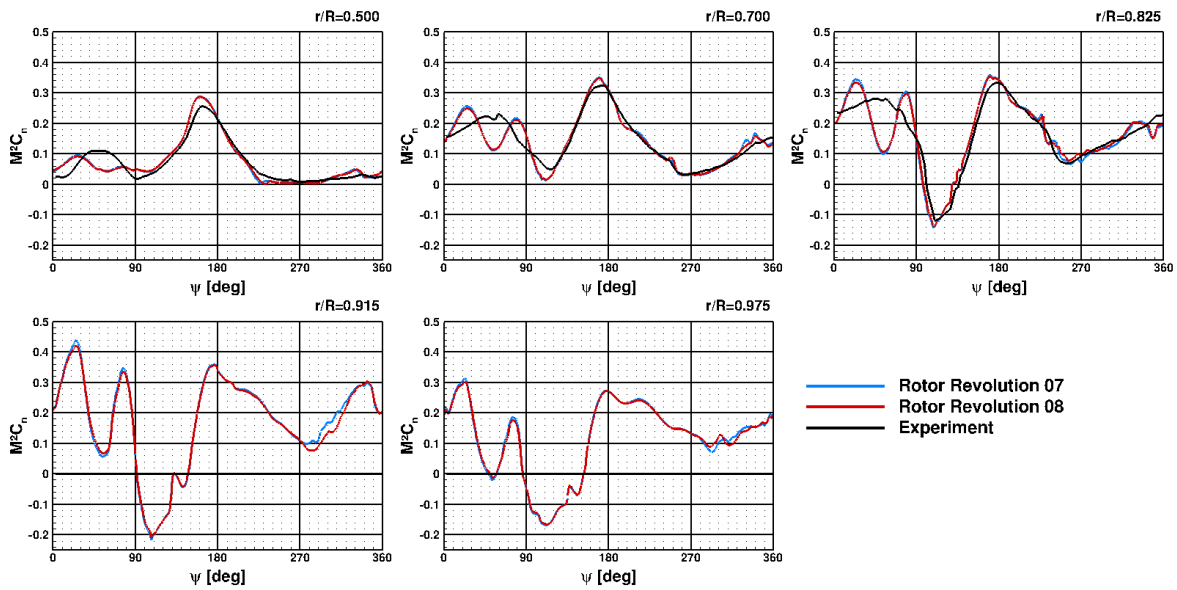


FIGURE D.30 – Convergence du coefficient de force normale $M^2 C_n$.

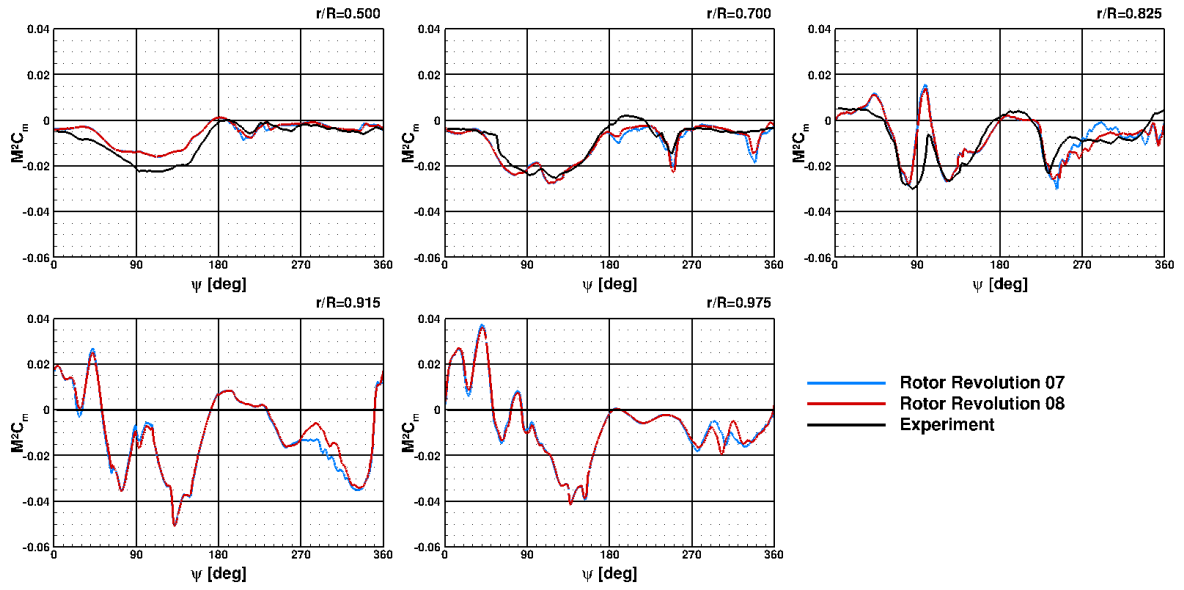


FIGURE D.31 – Convergence du coefficient de moment de tangage $M^2 C_m$.

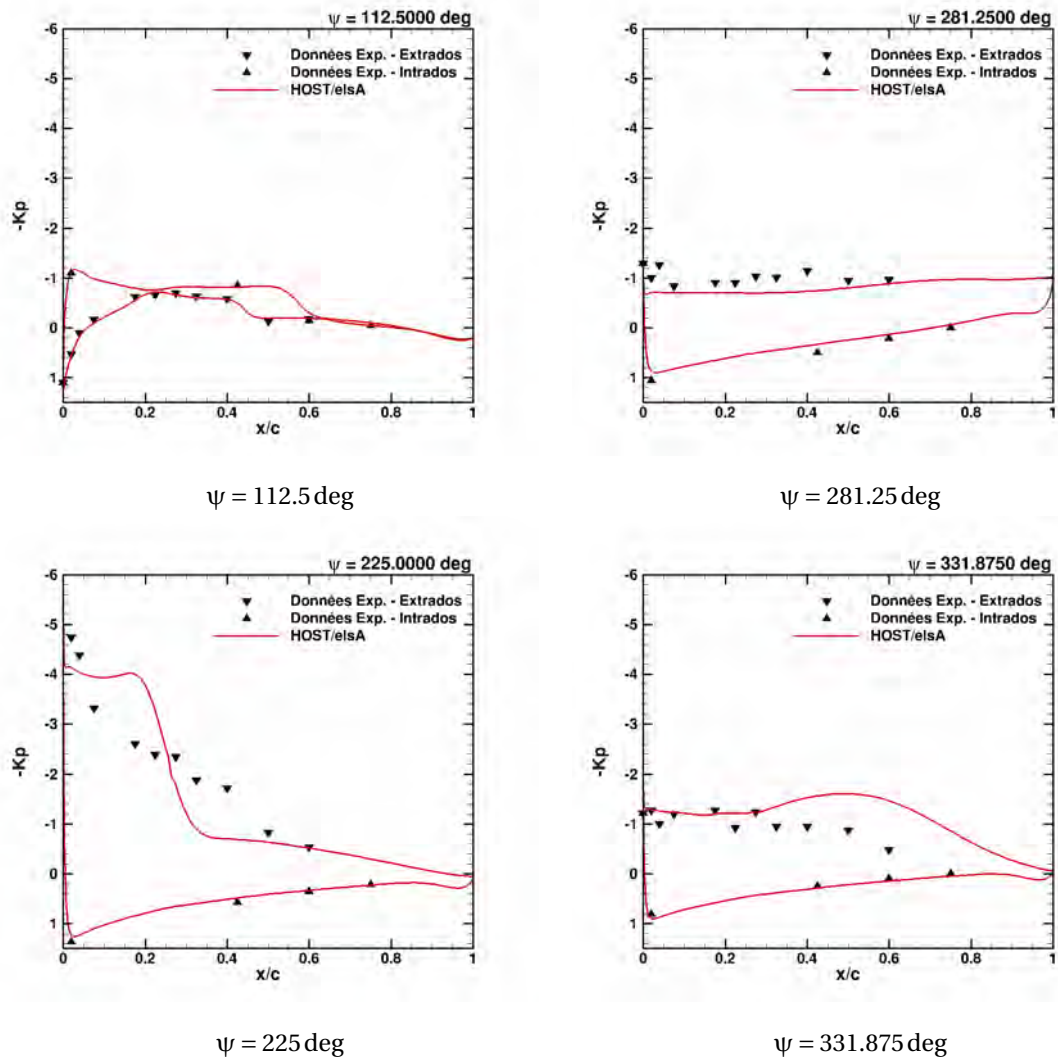


FIGURE D.32 – Coefficient de pression K_p sur la section à $r/R = 0.915$ à convergence.

Annexe E

Modèles Simplifiés Isolant l'Interaction Pale-Tourbillon

Dans cette annexe, nous allons présenter les différentes méthodologies évaluées afin de modéliser le comportement d'une section de pale lors d'un vol d'avancement tout en permettant d'isoler les interactions qu'elle subit avec un tourbillon marginal.

E.1 Reconstruction de l'incidence α d'une section donnée

E.1.1 Par l'interprétation des efforts aérodynamiques

Une manière de déterminer l'angle d'incidence d'un élément de pale est d'utiliser les efforts aérodynamiques sur la section considérée. Pour cela, nous avons utilisé les efforts déterminés par les calculs CFD présentés dans les chapitres 5 et 6. L'angle d'incidence est alors relié aux efforts à la section choisie par les polaires aérodynamiques. Le calcul de α s'obtient en considérant une évolution linéaire de la portance :

$$\alpha = \frac{C_l \sqrt{1 - M^2}}{2\pi} + \alpha_{C_z=0} \quad (\text{E.1})$$

où C_l est le coefficient de portance de la section dans le repère de la section (normal à la corde), M correspond au nombre de Mach local tel que $M = U/a$ avec $U = \Omega r + V_\infty \cdot \sin(\Omega t) \cdot \cos(\alpha_q)$ et a la vitesse du son et $\alpha_{C_z=0}$ est l'angle d'incidence nécessaire pour obtenir une portance nulle.

Le principal désavantage de cette stratégie de détermination de l'angle α est que les polaires ne sont en réalité pas linéaires. Une chute de portance et de la pente de la portance est observée à des hauts angles d'incidences suite au décrochage statique. Ainsi, l'approximation de la portance linéaire avec l'augmentation de l'incidence échoue dès lors que l'incidence dépasse cet angle de décrochage statique. Par conséquent, l'angle d'incidence déterminé lors du décrochage dynamique (avec des niveaux de C_l faibles) sera sous-estimé.

De plus, l'effet d'éventuelles interactions pale-tourbillon est inclus dans l'angle d'incidence ainsi calculé puisque son influence est, par définition, présente dans les efforts aérodynamiques déterminés par le calcul CFD. Il faut donc supprimer l'effet des interactions pale-tourbillon de l'angle α obtenu, si nous voulons être en mesure d'isoler ses effets sur le comportement de la section de pale. Un filtre est donc nécessaire pour supprimer l'effet de l'interaction mais également éviter la sous-estimation de l'incidence au décrochage.

Deux filtres ont été évalués :

Filtre des hautes fréquences

La première méthode pour filtrer la loi d'incidence obtenue par les efforts aérodynamiques est un filtre sur les hautes fréquences. En effet, l'interaction pale-tourbillon est un phénomène de

haute fréquence puisqu'il se produit brièvement sur la pale. Ainsi, nous avons filtré la loi d'incidence en ne conservant que le premier harmonique du signal α . La Figure E.1 illustre l'évolution azimuthale de l'angle d'incidence filtré ainsi sur la section à $r/R = 0.915$ du cas 293 (7A), $\alpha_{1stHarmo}$. Elle est comparée à l'évolution de l'incidence prévue par HOST au terme de la procédure de couplage HOST/*elsA*, $\alpha_{HOST/elsA}$, et à l'incidence reconstituée par la procédure présentée avant-filtrage, $\alpha_{Airloads}$.

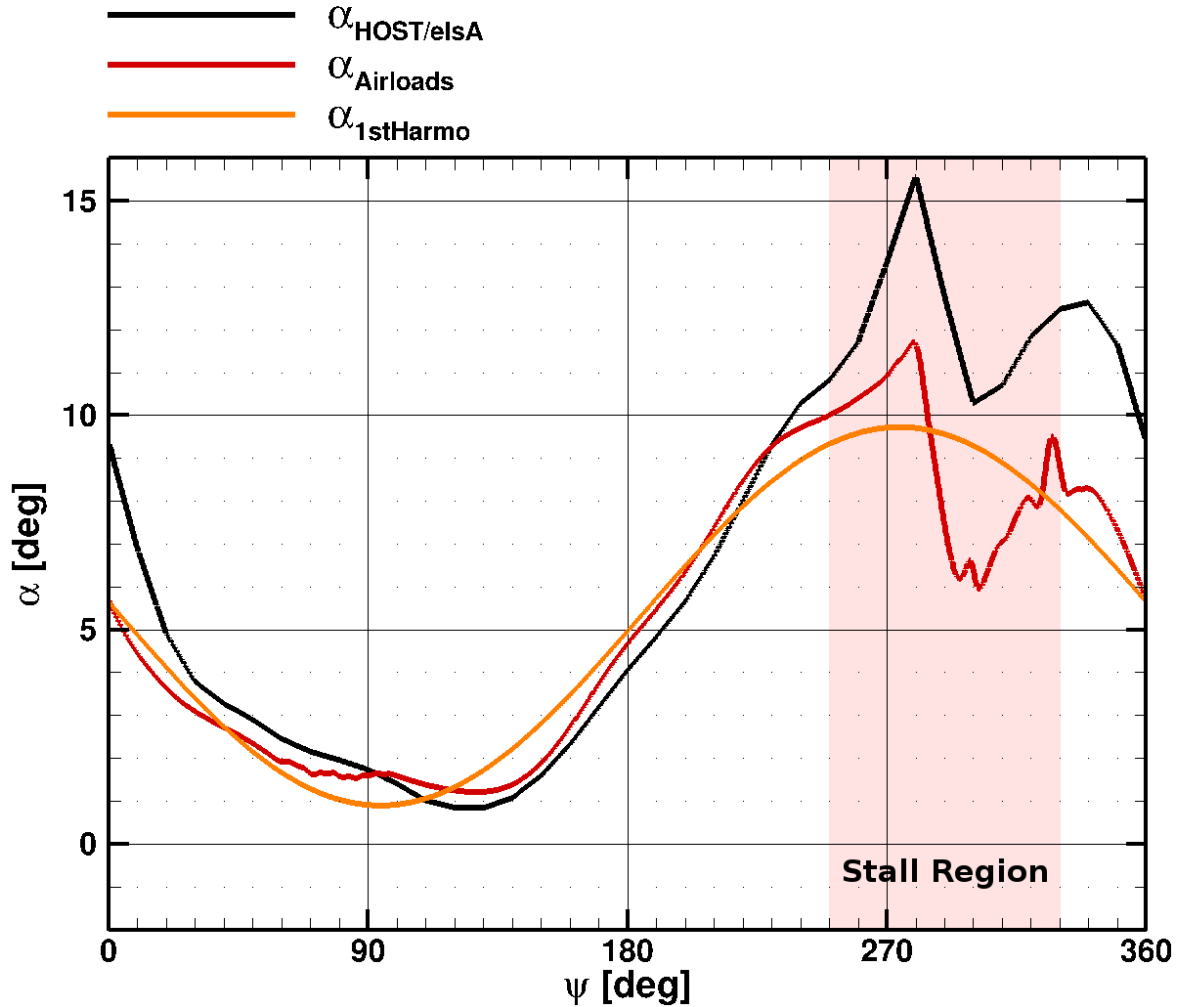


FIGURE E.1 – Reconstruction par les efforts aérodynamiques de la loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (A7) excluant l'interaction pale-tourbillon. Filtre des hautes fréquences.

La fluctuation de haute fréquence entre $270 \text{ deg} \leq \psi \leq 330 \text{ deg}$ observée sur l'angle d'incidence déterminé par le calcul HOST a bien été filtrée. De plus, la chute d'incidence relative au décrochage dynamique obtenue sous l'hypothèse d'une polaire linéaire est évitée grâce au filtrage. Néanmoins, à cause de cette région de sous-estimation de $\alpha_{Airloads}$ au décrochage, l'angle d'incidence moyen est plus faible et l'angle filtré est globalement sous-estimé par rapport à l'incidence réelle d'une pale lors d'un vol d'avancement.

Filtre de type "spline" au cas par cas

Une autre solution pour filtrer cette loi d'incidence est d'utiliser une spline pour corriger la portion à supprimer dans la région de l'interaction pale-tourbillon. Pour cela, une étude paramétrique de la longueur du tronçon à supprimer (en rouge dans la Figure E.2) doit être réalisée. En effet, il faut au cas par cas vérifier que la quantité de données supprimées n'est pas trop impor-

tante et ne nuit pas à la prévision de l'incidence de la pale mais également qu'elle est suffisamment grande pour supprimer toute la portion de fluctuations de haute fréquence liée à l'interaction pale-tourbillon.

Cette loi d'incidence filtrée est illustrée sur la Figure E.2.

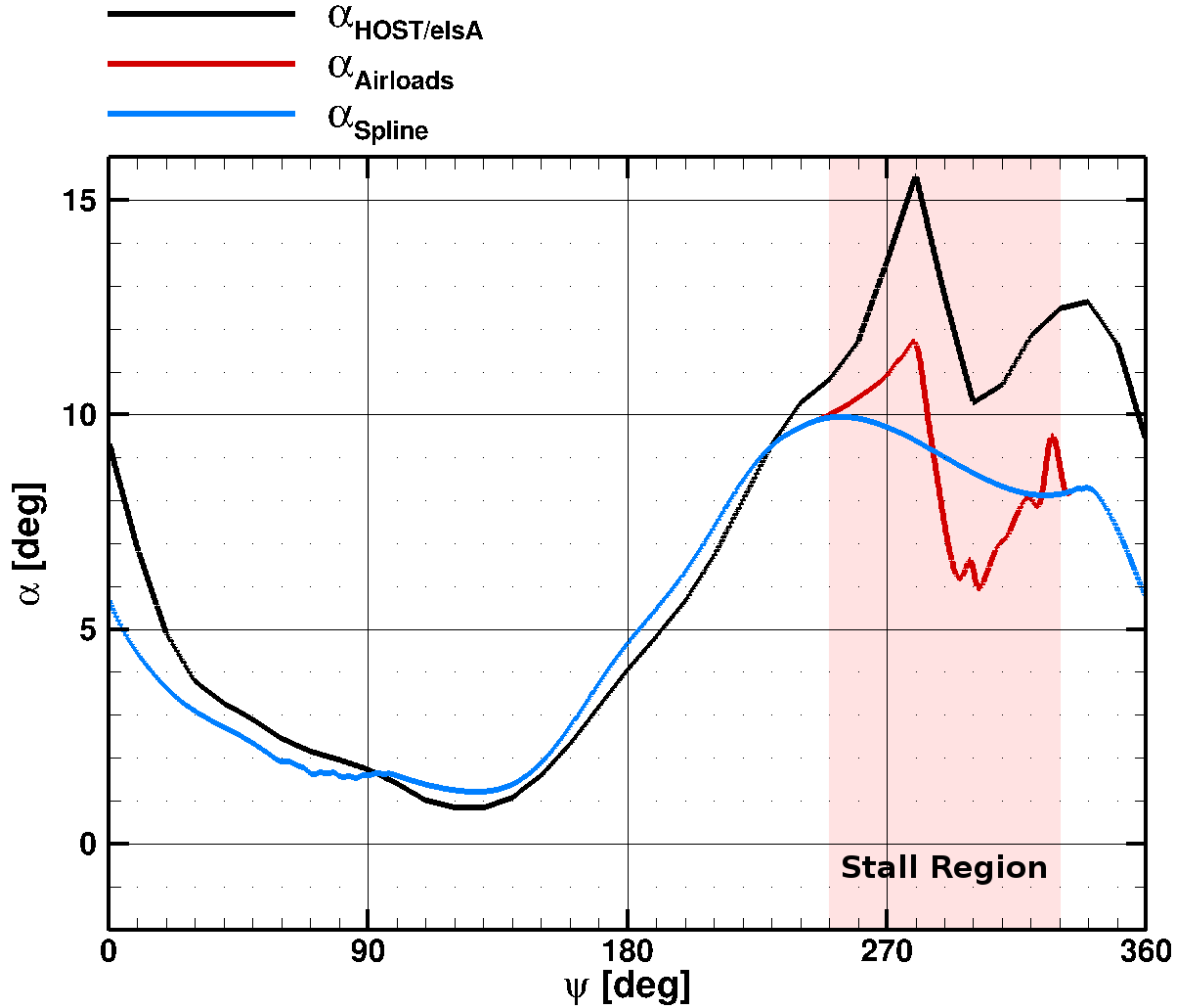


FIGURE E.2 – Reconstruction par les efforts aérodynamiques de la loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (A7) excluant l'interaction pale-tourbillon. Filtre de type spline.

Ce filtre permet bien de supprimer les fluctuations de haute fréquence en pale reculante qui sont a priori induites par l'interaction pale-tourbillon. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne sous-estime pas l'incidence moyenne. De plus, cette stratégie permet de conserver l'incidence telle qu'elle est obtenue sur les polaires linéaires dans les régions éloignées du décrochage induit par l'interaction pale-tourbillon. Néanmoins, un désavantage de cette stratégie est l'empirisme lié au choix du meilleur intervalle d'azimut qui est remplacé par une spline.

E.1.2 Par la cinématique et la dynamique de la pale

La seconde méthode est celle qui a été présentée lors du chapitre 6. Nous allons en rappeler les principes. Afin de déterminer l'angle d'incidence, nous avons choisi de le reconstruire en le décomposant en trois termes : l'angle de pas θ issu de la cinématique de la pale, l'angle de torsion θ_{elast} et l'angle induit $\alpha_i = -\arctan(U_P/U_T)$ où U_T est la vitesse tangentielle à la section $U_T = \Omega r + V_\infty \cos \alpha_q \sin \psi$ et U_P est la vitesse perpendiculaire à la section $U_P = (V_\infty \sin \alpha_q + V_{iz}) \cos \beta + r \dot{\beta} + V_\infty \cos \alpha_q \cos \psi \sin \beta$.

La cinématique et la déformation de la pale ont été définies par le calcul HOST à l'issue du processus de couplage sur le rotor complet et la vitesse induite est définie par le modèle analytique de Meijer-Drees [80] avec une correction pour le tourbillon d'extrémité de la pale elle-même.

Cette loi d'incidence obtenue par les mouvements de la pale est illustrée sur la Figure E.3.

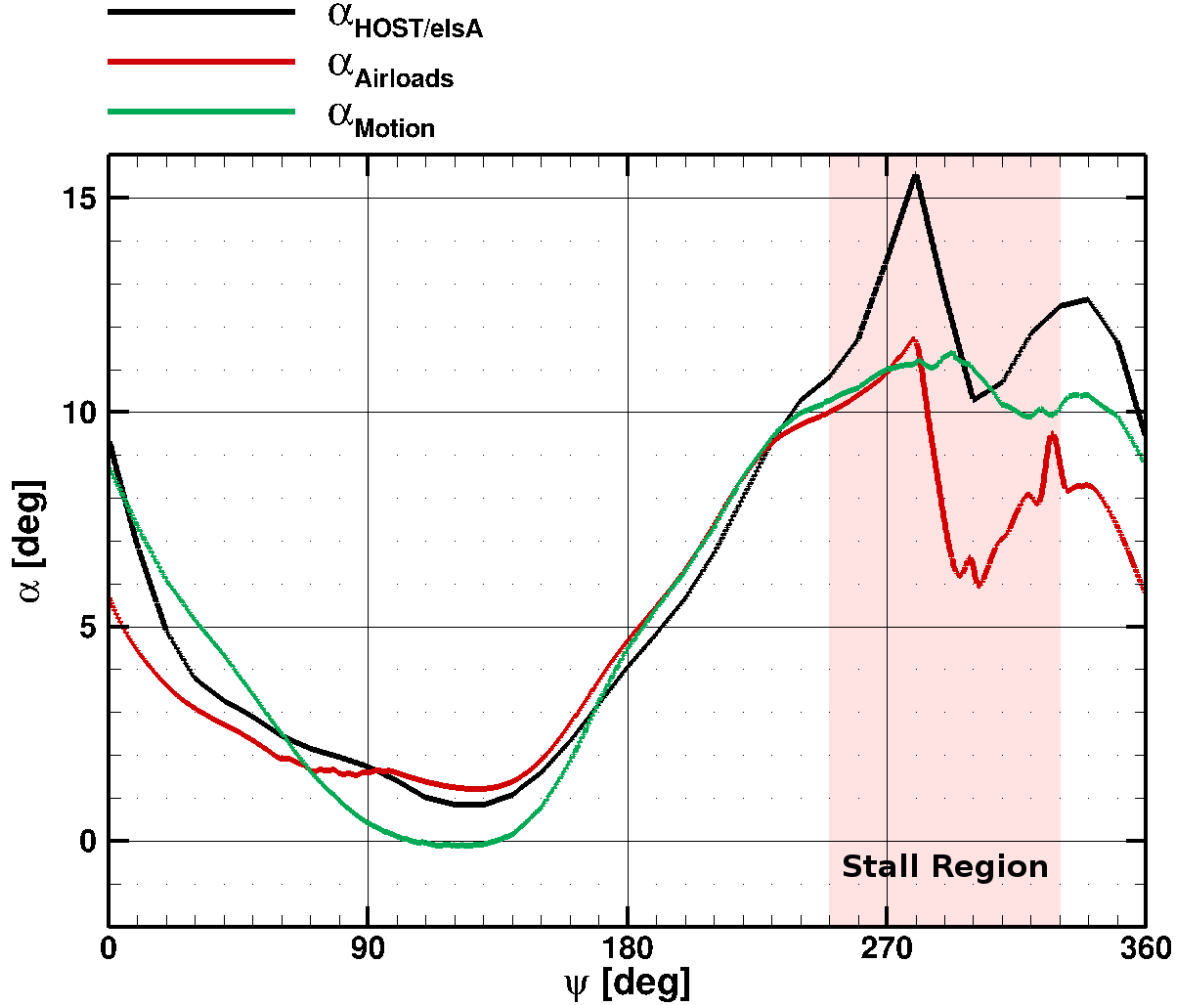


FIGURE E.3 – Reconstruction par les mouvements de la pale de la loi d'incidence de la section à $r/R = 0.915$ du point de vol 293 (A7) excluant l'interaction pale-tourbillon.

E.2 Inclusion de l'interaction pale-tourbillon dans les calculs

Nous avons maintenant la modélisation du mouvement en oscillation de tangage de la section en excluant l'influence de l'interaction pale-tourbillon sur l'environnement aérodynamique de l'élément de pale. Il faut maintenant pouvoir ajouter le passage du tourbillon dans cette modélisation.

Deux stratégies ont été comparées :

E.2.1 Par la modélisation du tourbillon par le modèle de Scully

Nous avons construit le tourbillon selon le modèle de Scully :

$$\begin{cases} v_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{(r^2 + r_c^2)} \\ \omega = \frac{\Gamma}{\pi} \frac{r_c^2}{(r^2 + r_c^2)^2} \end{cases}$$

où v_θ est la vitesse tangentielle induite par le tourbillon, ω est la vorticité du tourbillon, Γ est la circulation du tourbillon et r_c le rayon du tourbillon.

L'ajout du tourbillon dans les simulations numériques simplifiées s'obtient par superposition des champs de vitesse, de pression et de densité des calculs simplifiés sans l'interaction avec ceux obtenus par le modèle de tourbillon de Scully :

$$\begin{cases} \rho = \rho_{w/o \text{ BVI}} + (\rho_{\text{Scully}} - \rho_\infty) \\ \vec{V} = \vec{V}_{w/o \text{ BVI}} + \vec{V}_{\text{Scully}} \\ P = P_{w/o \text{ BVI}} + (P_{\text{Scully}} - P_\infty) \end{cases}$$

E.2.2 Par l'ajout de l'incidence induite par le tourbillon

Une autre stratégie pour considérer l'influence du tourbillon sur la section est de l'inclure directement dans l'incidence par l'angle d'incidence induite. Les calculs comparés sont donc celui avec l'angle α déterminé sans le tourbillon et un calcul dont l'incidence de la pale est définie par $\alpha + \alpha_{ind}$. Cette loi d'angle d'incidence induite est définie et est déterminée pour toutes les conditions de vol dans le chapitre 6.

E.3 Prise en compte des effets tridimensionnels

Les calculs que nous avons envisagés à ce stade sont tous bidimensionnels et négligent tous les effets tridimensionnels propres au décollement de la couche limite et au décrochage dynamique. Pour corriger cela, nous avons mis en place deux méthodes de calculs 3D. De plus, l'interaction pale-tourbillon dans les calculs 2D est forcément parallèle à la pale. Or nous avons vu que ces interactions peuvent être obliques voire même presque perpendiculaires au cours de la rotation. Ainsi, une approche 3D pourrait permettre de prendre en compte ces effets. Néanmoins, dans le cadre de cette thèse peu de tests ont été réalisés sur des configurations d'interaction oblique.

E.3.1 Calcul sur un modèle 2D extrudé

La première méthodologie est le modèle 2D que nous avons extrudé radialement. L'objectif est d'observer le développement tridimensionnel des décollements de la couche limite et de la formation des tourbillons de décrochage.

E.3.2 Calcul sur un modèle d'extrémité de pale

Nous proposons ici de modéliser l'extrémité de pale afin d'étudier l'influence du tourbillon marginal sur le décrochage dynamique. Cette méthode a aussi pour but d'améliorer la prise en compte du tourbillon marginal sur la section puisque la vitesse induite ajoutée à la vitesse de Meijer-Drees est seulement théorique dans les modèles 2D et peut ne pas représenter le tourbillon réellement émis. Seuls les derniers 20% de pale sont modélisés puisque le décrochage dynamique de la région B se situe généralement dans cette région. Pour réaliser le maillage, nous avons simplement récupéré l'extrémité de pale du maillage du rotor complet utilisé pour les calculs de couplage. Ainsi, le vrillage et le changement de profil à 90%R sont correctement pris en compte.

L'hypothèse sur le tourbillon marginal formé par la pale considérée est discutable. En effet, le modèle proposé suppose que l'extrémité de la pale émet un tourbillon rectiligne et semi-infini. Or en raison de la rotation et de la translation de la pale, la trajectoire du tourbillon sera hélicoïdal et non rectiligne. Néanmoins, nous n'avons, pour des raisons de temps, pas abordé ce sujet dans cette thèse.

E.4 Comparaison des méthodes de modélisation simplifiées d'un élément de pale

La Figure E.4 illustre la prévision du coefficient de force normale $M^2 C_m$ sur la section considérée pour toutes les méthodologies présentées. Le tourbillon est toujours pris en compte afin de permettre la comparaison avec les calculs de couplage complets.

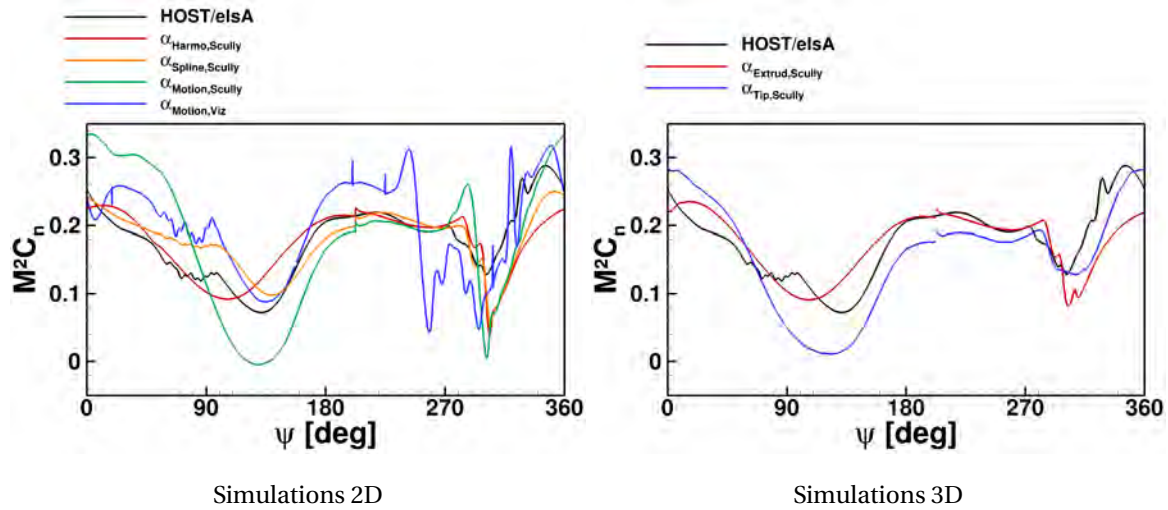


FIGURE E.4 – Coefficient de force normale $M^2 C_m$ sur la section considérée du point de vol 293 (7A) pour les méthodologies évaluées.

Cette figure montre que lorsque le tourbillon est inclus par l'angle induit $\alpha_{\text{Motion,Viz}}$ le décrochage est fortement sur-estimé et est produit en avance de phase, dès $\psi = 240$ deg, alors qu'il se produit en phase avec les calculs de couplage, autour de $\psi = 280 - 290$ deg, lorsqu'il est modélisé dans l'écoulement par le modèle de Scully. Ainsi, cette méthode a été utilisée massivement dans le chapitre 6. La figure montre également l'influence de la reconstruction de l'angle d'incidence excluant les effets de l'interaction pale-tourbillon. Les courbes représentant α_{Harmo} , α_{Spline} et α_{Motion} montrent des différences significatives notamment en région de la pale avançante. Ces différences sont dues à la non-considération de l'écoulement descendant autour de $\psi = 0$ deg dans le calcul de α_{Motion} . Pour ce qui est du décrochage, il est déclenché au même moment pour les trois méthodes de détermination de α . Néanmoins, l'angle α_{Motion} a été choisi car il ne repose pas sur les données aérodynamiques issues du calcul CFD complet mais dépend seulement de la cinématique et de la déformation de la pale (qui sont également accessibles dans les données expérimentales). Finalement, nous avons montré que la prise en compte des effets tridimensionnels permettent de réduire l'intensité du décrochage dynamique vers des niveaux proches de ceux du calcul de référence. Néanmoins, les calculs sont plus longs et n'ont pas été choisis pour l'étude de l'influence de l'interaction pale-tourbillon sur le décrochage dynamique que nous avons présenté dans le chapitre 6.

Bibliographie

- [1] ABRAS, J. N., LYNCH, C. E. et SMITH, M. J. 2012, «Computational fluid dynamics–computational structural dynamics rotor coupling using an unstructured reynolds-averaged navier–stokes methodology», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.57.012001. vol. 57, n° 1, p. 1–14, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.57.012001>. 38, 39
- [2] ARMY MATERIEL COMMAND, ALEXANDRIA, VA. 1974, *Engineering Design Handbook. Helicopter Engineering. Part One. Preliminary Design*. ix, 14
- [3] BANKS, W. H. H. et GADD, G. E. 1963, «Delaying Effect of Rotation on Laminar Separation», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.1687. vol. 1, n° 4, p. 941–941, URL : <https://doi.org/10.2514/3.1687>. 23
- [4] BENOIT, C., PÉRON, S. et LANDIER, S. 2015, «Cassiopee : A CFD Pre- and Post-Processing Tool», *Aerospace Science and Technology*, vol. 45, doi :10.1016/j.ast.2015.05.023, p. 272–283, DOI : 10.1016/j.ast.2015.05.023. ISSN 1270-9638, URL : <https://doi.org/10.1016/j.ast.2015.05.023>. 53
- [5] BERTRAND, X. 2008, *Modélisation aérodynamique des surfaces de contrôle de la voilure d'un avion de transport*, thèse de doctorat. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace. 52
- [6] BOUSMAN, W. G. 1998, «A Qualitative Examination of Dynamic Stall from Flight Test Data», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.43.279. vol. 43, n° 4, p. 279–295, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.43.279>. ix, 20, 21, 22, 28, 29
- [7] BOUSMAN, W. G. 1999, «Putting the Aero Back Into Aeroelasticity», dans *8th Annual ARO Workshop on Aeroelasticity of Rotorcraft Systems*, University Park, PA. 39
- [8] CAMBIER, L., HEIB, S. et PLOT, S. 2013, «The ONERA elsA CFD Software : Input from Research and Feedback from Industry», *Mechanics & Industry*, DOI : 10.1051/meca/2013056. vol. 14, n° 3, p. 159–174, URL : <https://doi.org/10.1051/meca/2013056>. 52
- [9] CARR, L. W., MCALISTER, K. W. et MCCROSKEY, W. J. 1977, «Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments», cahier de recherche, NASA TN D-8382. ix, 14, 15, 17, 18, 91
- [10] CARTA, F. O. 1967, «An Analysis of the Stall Flutter Instability of Helicopter Rotor Blades», *Journal of the American Helicopter Society*, vol. 12, n° 4, p. 1–18, DOI : 10.4050/JAHS.12.4.1. ISSN 2161-6027, URL : <https://www.ingentaconnect.com/content/ahs/jahs/1967/00000012/00000004/art00001>. 15
- [11] CASTILLO, L., WANG, X. et GEORGE, W. K. 2004, «Separation Criterion for Turbulent Boundary Layers via Similarity Analysis», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 126. DOI : 10.1115/1.1758262. 40, 148
- [12] CHADERJIAN, N. M. 2017, «Navier-Stokes Simulation of UH-60A Rotor/Wake Interaction Using Adaptive Mesh Refinement», dans *73rd American Helicopter Society International Annual Forum and Technology Display*, Fort Worth, TX. 38, 39, 42, 65
- [13] CHANG, I.-C., NORMAN, T. R. et ROMANDER, E. A. 2014, «Airloads correlation of the UH-60a rotor inside the 40- by 80-foot wind tunnel», *International Journal of Aerospace Engineering*, DOI : 10.1155/2014/473989. vol. 2014, p. 1–19, URL : <https://doi.org/10.1155/2014/473989>. 38

- [14] CLIQUET, J., HOUEVILLE, R. et ARNAL, D. 2008, «Application of Laminar-Turbulent Transition Criteria in Navier-Stokes Computations», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/1.30215. vol. 46, n° 5, p. 1182–1190, URL : <https://doi.org/10.2514/1.30215>. 149
- [15] CORRIGAN, J. et SCHILLING, J. J. 1994, «Empirical Model for Stall Delay Due to Rotation», dans *American Helicopter Society Aeromechanics Specialists Conf., San Francisco, CA*. 23
- [16] COSTES, M., GLEIZE, V., LE PAPE, A. et RICHEZ, F. 2008, «Numerical Investigation of Laminar/Turbulent Transition Effects on the Dynamic Stall of an Oscillating Airfoil», dans *American Helicopter Society 4th Decennial Specialist's Conference on Aeromechanics, San Francisco, CA*. 35, 207
- [17] COSTES, M., GLEIZE, V., SZYDLOWSKI, J., SANKAR, L., GUZEL, G. et RHEE, M. 2005, «Grid Sensitivity Study for the Turbulent Viscous Flow around a NACA 0015 Airfoil at Stall», dans *31st European Rotorcraft Forum, Florence*. 33
- [18] COSTES, M., RICHEZ, F., LE PAPE, A. et GAVÉRIAUX, R. 2011, «Numerical Investigation of Three-Dimensional Effects during Dynamic Stall.», dans *37th European Rotorcraft Forum, Milan, Italy*. 35
- [19] COTON, F. N. et GALBRAITH, R. A. M. 2003, «An examination of dynamic stall on an oscillating rectangular wing», dans *21st AIAA Applied Aerodynamics Conference*, DOI : 10.2514/6.2003-3675. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.2003-3675>. ix, 21, 22
- [20] CROZIER, P. 1994, «Recent Improvements in Rotor Testing Capabilities in the ONERA S1MA Wind Tunnel.», dans *20th European Rotorcraft Forum, Amsterdam, Netherlands.*. 46, 47
- [21] D. ARNAL, E. C., M. HABIBALLAH. 1984, «Théorie de l'instabilité laminaire et critères de transition en écoulement bi et tridimensionnel», *La Recherche Aérospatiale*, no 12, pp. 125-143. 35
- [22] DATTA, A., SITARAMAN, J., CHOPRA, I. et BAEDER, J. D. 2006, «CFD/CSD prediction of rotor vibratory loads in high-speed flight», *Journal of Aircraft*, DOI : 10.2514/1.18915. vol. 43, n° 6, p. 1698–1709, URL : <https://doi.org/10.2514/1.18915>. 37
- [23] DECK, S. 2011, «Recent improvements in the zonal detached eddy simulation (ZDES) formulation», *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, DOI : 10.1007/s00162-011-0240-z. vol. 26, n° 6, p. 523–550, URL : <https://doi.org/10.1007/s00162-011-0240-z>. 131, 207
- [24] DEVENPORT, W. J., RIFE, M. C., LIAPIS, S. I. et FOLLIN, G. J. 1996, «The Structure and Development of a Wing-Tip Vortex», *Journal of Fluid Mechanics*, DOI : 10.1017/s0022112096001929. vol. 312, p. 67–106, URL : <https://doi.org/10.1017/s0022112096001929>. 23
- [25] DREES, J. M. 1976, «The Art and Science of Rotary Wing Data Correlation», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.21.3.2. vol. 21, n° 3, p. 2–12, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.21.3.2>. 23
- [26] DUGEAL, A., MAUFFREY, Y., PLACZEK, A. et VERLEY, S. 2018, «Overview of the aeroelastic capabilities of the elsa solver within the context of aeronautical engines», *AerospaceLab Journal*, DOI : 10.12762/2018.AL14-03. vol. Issue 14, URL : <http://www.aerospacelab-journal.org/sites/www.aerospacelab-journal.org/files/AL14-03.pdf>. 54
- [27] DUMITRESCU, H. et CARDOS, V. 2012, «Inboard Stall Delay due to Rotation», *Journal of Aircraft*, DOI : 10.2514/1.c031329. vol. 49, n° 1, p. 101–107, URL : <https://doi.org/10.2514/1.c031329>. 23
- [28] DWYER, H. A. et MCCROSKEY, W. J. 1971, «Crossflow and Unsteady Boundary-Layer Effects on Rotating Blades», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.49952. vol. 9, n° 8, p. 1498–1505, URL : <https://doi.org/10.2514/3.49952>. 23

- [29] EGOLF, T. A. et LANDGREBE, A. J. 1987, «Helicopter Rotor Wake Geometry and its Influence in Forward Flight. Volume 1 : Generalized Wake Geometry and Wake Effect on Rotor Airloads and Performance», cahier de recherche, NASA Contractor Report 3726. ix, 25
- [30] EKATERINARIS, J. A. et MENTER, F. R. 1994, «Computation of Oscillating Airfoil Flows with One- and Two-Equation Turbulence Models», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.12300. vol. 32, n° 12, p. 2359–2365, URL : <https://doi.org/10.2514/3.12300>. 34, 35
- [31] ERICSSON, L. E. 1993, «The problem of dynamic stall simulation revisited», dans *31st Aerospace Sciences Meeting*, DOI : 10.2514/6.1993-91. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.1993-91>. 19
- [32] FILLOLA, G. 2006, *Étude expérimentale et simulations numériques d'écoulements autour des surfaces mobiles de voilure*, thèse de doctorat. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace. 52
- [33] GARDNER, A. D., KLEIN, C., SACHS, W. E., HENNE, U., MAI, H. et RICHTER, K. 2014, «Investigation of Three-Dimensional Dynamic Stall on an Airfoil using Fast-Response Pressure-Sensitive Paint», *Experiments in Fluids*, DOI : 10.1007/s00348-014-1807-4. vol. 55, n° 9, URL : <https://doi.org/10.1007/s00348-014-1807-4>. 33
- [34] GARDNER, A. D. et RICHTER, K. 2013, «Influence of Rotation on Dynamic Stall», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.58.032001. vol. 58, n° 3, p. 1–9, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.58.032001>. 23
- [35] GIBERTINI, G., MENCARELLI, A. et ZANOTTI, A. 2013, «Oscillating Aerofoil and Perpendicular Vortex Interaction», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G : Journal of Aerospace Engineering*, DOI : 10.1177/0954410013481154. vol. 228, n° 6, p. 846–858, URL : <https://doi.org/10.1177/0954410013481154>. 27
- [36] GLEYZES, C., COUSTEIX, J. et BONNET, J. L. 1984, «A Calculation Method of Leading-Edge Separation Bubbles», dans *Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows II*, Springer Berlin Heidelberg, DOI : 10.1007/978-3-662-09014-5_10. p. 173–192, URL : https://doi.org/10.1007/978-3-662-09014-5_10. 35
- [37] GUPTA, R. et ANSELL, P. J. 2018, «Investigation of the Effects of Reynolds Number on the Unsteady Flow Physics of airfoil dynamic stall», dans *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting*, DOI : 10.2514/6.2018-0354. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.2018-0354>. 18, 19, 21
- [38] HAM, N. D. 1967, «Stall Flutter of Helicopter Rotor Blades : A Special Case of the Dynamic Stall Phenomenon», *Journal of the American Helicopter Society*, vol. 12, n° 4, p. 19–21, DOI : 10.4050/JAHS.12.19. ISSN 2161-6027, URL : <https://www.ingentaconnect.com/content/ahs/jahs/1967/00000012/00000004/art00002>. 15
- [39] HAM, N. D. et GARELICK, M. S. 1968, «Dynamic Stall Considerations in Helicopter Rotors», *Journal of the American Helicopter Society*, vol. 13, n° 2, p. 49–55, DOI : 10.4050/JAHS.13.49. ISSN 2161-6027, URL : <https://www.ingentaconnect.com/content/ahs/jahs/1968/00000013/00000002/art00003>. 15
- [40] HARRIS, F. D. 1966, «Preliminary Study of Radial Flow Effects on Rotor Blades», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.11.3.1. vol. 11, n° 3, p. 1–21, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.11.3.1>. 22, 23
- [41] HARRIS, F. D. et PRUYN, R. R. 1968, «Blade Stall Half Fact, Half Fiction», *Journal of the American Helicopter Society*, vol. 13, n° 2, p. 27–48, DOI : 10.4050/JAHS.13.2.27. ISSN 2161-6027, URL : <https://www.ingentaconnect.com/content/ahs/jahs/1968/00000013/00000002/art00002>. 28, 29
- [42] HIMMELSKAMP, H. A. 1947, *Profile Investigations on a Rotating Airscrew*, ARC-10856, Ministry of Aircraft Production. 22, 23

- [43] HORNER, M., ADDINGTON, G., JAMES YOUNG, I. et LUTTGES, M. 1990, «Controlled Three-Dimensionality in Unsteady Separated Flows about a Sinusoidally Oscillating Flat Plate», dans *28th Aerospace Sciences Meeting*, DOI : 10.2514/6.1990-689. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.1990-689>. 21
- [44] HUNT, J. C. R., WRAY, A. A. et MOIN, P. 1988, «Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows», dans *Center for Turbulence Research Proceeding of the Summer Program*. 13
- [45] J., R., H., B. et J., T. J. 1995, «Études de profils pour hélicoptères», *La Recherche Aérospatiale*, n° 3, p. 151–166. 46
- [46] J., R. et J., T. J. 1985, «The use of numerical optimization for airfoil design», dans *AIAA 3rd Applied Aerodynamics Conference, Colorado*. 46
- [47] J., T. J. et J., G. 1977, «Une nouvelle famille de profils pour pales d'hélicoptères», *L'Aéronautique et l'Astronautique*, n° 70, p. 25–36. 46
- [48] J., T. J. et M., P. J. 1980, «Design and test of an helicopter rotor blade with evolutive profile», dans *12th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS)*. 46
- [49] J.-P., D. 1992, «11ème Campagne d'essais de rotors d'Hélicoptères dans la Soufflerie S1MA. Rotors 7A et 7AD1», cahier de recherche, Procès-Verbal. Diffusion Resteinte. 2, 46
- [50] JAIN, R., SMITH, M. J., LE PAPE, A., COSTES, M. et RICHEZ, F. 2016, «High-Resolution CFD Predictions for Static and Dynamic Stall of a Finite-Span OA209 Wing», dans *72nd American Helicopter Society International Annual Forum and Technology Display, West Palm Beach, FL*, URL : https://www.researchgate.net/publication/303752909_High-resolution_CFD_Predictions_for_Static_and_Dynamic_Stall_of_a_Finite-span_OA209_Wing. 34
- [51] JEONG, J. et HUSSAIN, F. 1995, «On the identification of a vortex», *Journal of Fluid Mechanics*, DOI : 10.1017/s0022112095000462. vol. 285, n° -1, p. 69, URL : <https://doi.org/10.1017/s0022112095000462>. 13
- [52] JOHNSON, W. 1998, «Rotorcraft Aerodynamic Models for a Comprehensive Analysis», dans *54th Annual Forum, American Helicopter Society, Alexandria, VA*. 208
- [53] JOHNSON, W. 2009, *Rotorcraft Aeromechanics*, DOI : 10.1017/cbo9781139235655. Cambridge University Press, URL : <https://doi.org/10.1017/cbo9781139235655>. 176
- [54] KAUFMANN, K., COSTES, M., RICHEZ, F., GARDNER, A. D. et LE PAPE, A. 2015, «Numerical Investigation of Three-Dimensional Static and Dynamic Stall on a Finite Wing», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/JAHS.60.032004. vol. 60, n° 3, p. 1–12, URL : <https://www.ingentaconnect.com/content/ahs/jahs/2015/00000060/00000003/art00004>. 34, 35
- [55] KOK, J. C. 2000, «Resolving the Dependence on Freestream Values for the k- ω Turbulence Model», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/2.1101. vol. 38, n° 7, p. 1292–1295, URL : <https://doi.org/10.2514/2.1101>. 32
- [56] KOKKALIS, A. et GALBRAITH, R. A. M. 1986, «Description of, and Preliminary Results from, a New Blade-Vortex Interaction Test Facility», dans *12th European Rotorcraft Forum, Garmisch-Partenkirchen, Germany, September 1986*, URL : <https://ci.nii.ac.jp/naid/10026270454/en/>. 27
- [57] KOKKALIS, A. et GALBRAITH, R. A. M. 1987, «Results from the Glasgow University Blade/Vortex Interaction (B.V.I.) Facility», dans *13th European Rotorcraft Forum, Arles, France, September 1987*, URL : <https://ci.nii.ac.jp/naid/10026270454/en/>. 27
- [58] KUFELD, R. M., BALOUGH, D. L., CROSS, J. L., STUDEBAKER, K. F., JENNISON, C. D. et BOUSMAN, W. G. 1994, «Flight Testing the UH-60A Airloads Aircraft», dans *50th American Helicopter Society International Annual Forum and Technology Display, Washington, DC*. 20, 28

- [59] KUNDU, P. K., COHEN, I. M. et DOWLING, D. R. 2012, *Aerodynamics*, Elsevier, DOI : 10.1016/b978-0-12-382100-3.10014-9. 691–728 p., URL : <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-382100-3.10014-9>. ix, 24
- [60] LANDGREBE, A. J. 1972, «The wake geometry of a hovering helicopter rotor and its influence on rotor performance», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.17.4.3. vol. 17, n° 4, p. 3–15, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.17.4.3>. 27
- [61] LE PAPE, A., PAILHAS, G., DAVID, F. et DELUC, J.-M. 2007, «Extensive Wind Tunnel Tests Measurements of Dynamic Stall Phenomenon for the OA209 Airfoil Including 3D Effects», dans *33rd European Rotorcraft Forum, Kazan, Russia*, URL : https://www.researchgate.net/publication/289690762_Extensive_wind_tunnel_tests_measurements_of_dynamic_stall_phenomenon_for_the_OA209_airfoil_including_3D_effects. 1, 19, 21, 35, 36
- [62] LEE, S. et BERSHADER, D. 1994, «Head-on parallel blade-vortex interaction», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.11945. vol. 32, n° 1, p. 16–22, URL : <https://doi.org/10.2514/3.11945>. 185
- [63] LEISHMAN, G. J. 2006, *Principles of Helicopter Aerodynamics*, Cambridge aerospace series, Cambridge University Press, ISBN 9780521858601. ix, 12, 25, 26, 59, 186
- [64] LEISHMAN, J. G., BAKER, A. et COYNE, A. «Measurements of Rotor Tip v», . ix, 25, 26
- [65] LETZGUS, J., KESSLER, M. et KRÄMER, E. 2020, «Simulation of dynamic stall on an elastic rotor in high-speed turn flight», DOI : 10.4050/jahs.65.022002. *Journal of the American Helicopter Society*, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.65.022002>. 42, 65
- [66] LIGGETT, N. D. et SMITH, M. J. 2012, «Temporal Convergence Criteria for Time-Accurate Viscous Simulations of Separated Flows», *Computers & Fluids*, DOI : 10.1016/j.compfluid.2012.06.010. vol. 66, p. 140–156, URL : <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2012.06.010>. 34, 120
- [67] LIM, J. W. et DIMANLIG, A. C. B. 2010, «The Effect of Fuselage and Rotor Hub on Blade-Vortex Interaction Airloads and Rotor Wakes», dans *36th European Rotorcraft Forum, Paris, France*. 38
- [68] LIM, J. W. et STRAWN, R. C. 2008, «Computational modeling of HART II blade-vortex interaction loading and wake system», *Journal of Aircraft*, DOI : 10.2514/1.31081. vol. 45, n° 3, p. 923–933, URL : <https://doi.org/10.2514/1.31081>. 38
- [69] LORBER, P. 1993, «Tip Vortex, Stall Vortex, and Separation Observations on Pitching Three-Dimensional Wings», dans *23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics, and Lasers Conference*, DOI : 10.2514/6.1993-2972. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.1993-2972>. 20
- [70] LORBER, P., JR., A. C. et CARTA, F. 1991, «Dynamic Stall Experiments on a Swept Three-Dimensional Wing in Compressible Flow», dans *22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*, DOI : 10.2514/6.1991-1795. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.1991-1795>. 20
- [71] LORBER, P. F. et CARTA, F. O. 1987, «Unsteady Stall Penetration Experiments at High Reynolds Number», cahier de recherche, U.S. Air Force Office of Scientific Research Technical Report 87-1202. 20
- [72] MCCROSKEY, W. J. 1972, «Dynamic Stall of Airfoils and Helicopter Rotors», cahier de recherche, AGARD Report No. 595. ix, 16
- [73] MCCROSKEY, W. J. 1981, «The Phenomenon of Dynamic Stall», cahier de recherche, NASA Technical Memorandum 81264. 18
- [74] MCCROSKEY, W. J. 1982, «Unsteady Airfoils», *Annual Review of Fluid Mechanics*, DOI : 10.1146/annurev.fl.14.010182.001441. vol. 14, n° 1, p. 285–311, URL : <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.14.010182.001441>. ix, 18, 19

- [75] McCROSKEY, W. J., CARR, L. W. et MCALISTER, K. W. 1976, «Dynamic Stall Experiments on Oscillating Airfoils», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.61332. vol. 14, n° 1, p. 57–63, URL : <https://doi.org/10.2514/3.61332>. 15, 91
- [76] McCROSKEY, W. J. et FISHER, R. K. 1972, «Detailed Aerodynamic Measurements on a Model Rotor in the Blade Stall Regime», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.17.1.20. vol. 17, n° 1, p. 20–30, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.17.1.20>. 1, 15
- [77] McCROSKEY, W. J. et PUCCI, S. L. 1982, «Viscous-inviscid interaction on oscillating airfoils in subsonic flow», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.51063. vol. 20, n° 2, p. 167–174, URL : <https://doi.org/10.2514/3.51063>. 18
- [78] MCHUGH, F. J. 1978, «What Are the Lift and Propulsive Force Limits at High Speed for the Conventional Rotor?», dans *34th American Helicopter Society International Annual Forum and Technology Display*, Washington, DC. 75
- [79] MCHUGH, F. J., CLARK, R. J. H. et SOLOMAN, M. A. 1977, «Wind Tunnel Investigation of Rotor Lift and Propulsive Force at High Speed : Data Analysis», cahier de recherche, NASA Contractor Report 145217-1. 29
- [80] MEIJER-DREES, J. 1949, «A theory of airflow through rotors and its application to some helicopter problems», *Journal of the Helicopter Association of Great Britain*, vol. 3, n° 2, p. 79–104. 186, XXXIV
- [81] MICHEA, B. 1992, *Etude des Sillages de Rotors d'Helicoptere en Vol d'Avancement et de leur Influence sur les Performances du Rotor (Interaction Pale-Tourbillon)*, Physique Paris 6 1992. thèse de doctorat, URL : <http://www.theses.fr/1992PA066255>. 50
- [82] MOIR, S. et COTON, F. 1995, «An Examination of the Dynamic Stalling of Two Wing Planforms», Technical report, University of Glasgow Aero Report 9526, URL : <http://eprints.gla.ac.uk/183243/>. 21
- [83] MUDRY, M. 1982, *La Théorie Générale des Nappes et Filaments Tourbillonnaires et ses Applications à l'Aérodynamique Instationnaire*, thèse de doctorat. Physique Paris 6 1982. 51
- [84] MULLENERS, K., KINDLER, K. et RAFFEL, M. 2012, «Dynamic Stall on a Fully Equipped Helicopter Model», *Aerospace Science and Technology*, DOI : 10.1016/j.ast.2011.03.013. vol. 19, n° 1, p. 72–76, URL : <https://doi.org/10.1016/j.ast.2011.03.013>. 23
- [85] MULLENERS, K. et RAFFEL, M. 2010a, «The onset of dynamic stall : a time-resolved approach», dans *36th European Rotorcraft Forum, CD-ROM Conference Proceedings*, vol. Session, URL : <https://elib.dlr.de/63098/>. 17
- [86] MULLENERS, K. et RAFFEL, M. 2010b, «A time-resolved dynamic stall investigation based on coherent structure analysis», dans *15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, n° 3.8-1 dans Conference Proceedings on USB-Stick, p. 1–12, URL : <https://elib.dlr.de/61939/>. 17
- [87] MULLENERS, K. et RAFFEL, M. 2012, «The Onset of Dynamic Stall Revisited», *Experiments in Fluids*, vol. 52, n° 3, p. 779–793, DOI : 10.1007/s00348-011-1118-y. ISSN 1432-1114, URL : <https://doi.org/10.1007/s00348-011-1118-y>. 18
- [88] NGUYEN, K. 1998, «Active control of helicopter blade stall», *Journal of Aircraft*, DOI : 10.2514/2.2264. vol. 35, n° 1, p. 91–98, URL : <https://doi.org/10.2514/2.2264>. 73
- [89] ORTUN, B., POTSDAM, M., YEO, H. et TRUONG, K. V. 2017, «Rotor Loads Prediction on the ONERA 7A Rotor Using Loose Fluid/Structure Coupling», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.62.032005. vol. 62, n° 3, p. 1–13, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.62.032005>. x, 38, 39, 55, 90, 94, 97, 208
- [90] P., C. 1998, «Campagne d'Essai de Rotors d'Hélicoptère ERATO dans la Soufflerie S1MA», cahier de recherche, Procès-Verbal. Confidentiel ONERA. 2, 46

- [91] PAHLKE, K. et VAN DER WALL, B. G. 2001, «Calculation of multibladed rotors in high-speed forward flight with weak fluid-structure-coupling», dans *27th European Rotorcraft Forum, Moscow, Russia*. 37
- [92] PAILHAS, G., HOUDEVILLE, R., BARRICAU, P., LE PAPE, A., FAUBERT, A., LOIRET, P. et DAVID, F. 2005, «Experimental Investigation of Dynamic Stall.», dans *31st European Rotorcraft Forum, Florence, Italy*. 18
- [93] PAPE, A. L., RICHEL, F. et DECK, S. 2012, «Zonal detached eddy simulation (ZDES) of an airfoil in post-stall condition», dans *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, DOI : 10.2514/6.2012-3287. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.2012-3287>. 131, 207
- [94] PÉRON, S. 2014, *Méthode d'assemblage de maillages recouvrants autour de géométries complexes pour des simulations en aérodynamique compressible*, thèse de doctorat. École nationale supérieure d'arts et métiers. 52
- [95] PIZIALI, R. A. 1994, «2D and 3D Oscillating Wing Aerodynamics for a Range of Angles of Attack Including Stall.», cahier de recherche, NASA Technical Memorandum 4632, URL : <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19950012704>. 20, 21, 36
- [96] POTSDAM, M., YEO, H. et JOHNSON, W. 2006, «Rotor Airloads Prediction Using Loose Aerodynamic/Structural Coupling», *Journal of Aircraft*, DOI : 10.2514/1.14006. vol. 43, n° 3, p. 732–742, URL : <https://doi.org/10.2514/1.14006>. x, 2, 37, 38, 39, 55, 97, 120
- [97] RAGHAV, V. et KOMERATH, N. 2014, «Velocity measurements on a retreating blade in dynamic stall», *Experiments in Fluids*, DOI : 10.1007/s00348-014-1669-9. vol. 55, n° 2, URL : <https://doi.org/10.1007/s00348-014-1669-9>. 21, 23
- [98] RAGHAV, V. et KOMERATH, N. 2015a, «Advance ratio effects on the flow structure and unsteadiness of the dynamic-stall vortex of a rotating blade in steady forward flight», *Physics of Fluids*, DOI : 10.1063/1.4906803. vol. 27, n° 2, p. 027 101, URL : <https://doi.org/10.1063/1.4906803>. 23
- [99] RAGHAV, V. et KOMERATH, N. 2015b, «Dynamic Stall Life Cycle on a Rotating Blade in Steady Forward Flight», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.60.032007. vol. 60, n° 3, p. 1–12, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.60.032007>. 23
- [100] RAHIER, G. et DELRIEUX, Y. 1997, «Blade-vortex interaction noise prediction using a rotor wake roll-up model», *Journal of Aircraft*, vol. 34, n° 4, doi :10.2514/2.2204, p. 522–530, URL : <https://doi.org/10.2514/2.2204>. 186
- [101] RAMASAMY, M., JOHNSON, B. et LEISHMAN, J. G. 2009, «Turbulent Tip Vortex Measurements Using Dual-Plane Stereoscopic Particle Image Velocimetry», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/1.39202. vol. 47, n° 8, p. 1826–1840, URL : <https://doi.org/10.2514/1.39202>. ix, 23, 24
- [102] RAMASAMY, M., SANAYEI, A., WILSON, J., MARTIN, P., HARMS, T., NIKOUEEYAN, P. et NAUGHTON, J. 2019, «Data-Driven Optimal Basis Clustering to Characterize Cycle-to-Cycle Variations in Dynamic Stall Measurements», dans *75th Vertical Flight Society Annual Forum, At Philadelphia, Pennsylvania, USA*. 20
- [103] RAMASAMY, M., WILSON, J. S., MCCROSKEY, W. J. et MARTIN, P. B. 2018, «Characterizing Cycle-to-Cycle Variations in Dynamic Stall Measurements», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.63.022002. vol. 63, n° 2, p. 1–24, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.63.022002>. 20
- [104] RICHEL, F. 2017, «Numerical Analysis of Dynamic Stall for Different Helicopter Rotor Flight Conditions», dans *73rd American Helicopter Society International Annual Forum and Technology Display, Fort Worth, TX*. ix, x, xi, 28, 38, 39, 40, 41, 42, 53, 65, 90, 91, 92, 120
- [105] RICHEL, F. 2018, «Analysis of Dynamic Stall Mechanisms in Helicopter Rotor Environment», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.63.022006. vol. 63, n° 2, p. 1–

- 11, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.63.022006>. 2, 3, 27, 39, 42, 53, 90, 91, 96, 97, 108, 120, 135, 151
- [106] RICHEZ, F. et ORTUN, B. 2017, «Numerical Investigation of the Flow Separation on a Helicopter Rotor in Dynamic Stall Configuration», dans *42nd European Rotorcraft Forum, Lille, France*, URL : https://www.researchgate.net/publication/320126333_Numerical_Investigation_of_the_Flow_Separation_on_a_Helicopter_Rotor_in_Dynamic_Stall_Configuration. 38, 39, 40, 90
- [107] RICHEZ, F., PAPE, A. L., COSTES, M. et GAVÉRIAUX, R. 2012, «Zonal detached-eddy simulation (ZDES) of the three-dimensional stalled flow around a finite span wing», dans *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, DOI : 10.2514/6.2012-3281. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.2012-3281>. 131, 207
- [108] RICHEZ, F., R., J., M., S., A., G. et C., C. 2020, «Validation and Analysis of Aeroelastic Simulations of the UH-60A Rotor from Pre- to Post-stall Flight Conditions», dans *76th Annual Forum & Technology Display, Virginia Beach, VA*. 208
- [109] RICHTER, K., KOCH, S., GARDNER, A. D., MAI, H., KLEIN, A. et ROHARDT, C. H. 2014, «Experimental Investigation of Unsteady Transition on a Pitching Rotor Blade Airfoil», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.59.012001. vol. 59, n° 1, p. 1–12, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.59.012001>. 35
- [110] RICHTER, K., LE PAPE, A., KNOPP, T., COSTES, M., GLEIZE, V. et GARDNER, A. D. 2011, «Improved Two-Dimensional Dynamic Stall Prediction with Structured and Hybrid Numerical Methods», *Journal of the American Helicopter Society*, vol. 56, n° 4, doi :DOI:10.4050/JAHS.56.042007, p. 1–12, DOI : 10.4050/JAHS.56.042007. ISSN 2161-6027, URL : <https://www.ingentaconnect.com/content/ahs/jahs/2011/00000056/00000004/art00007>. 33, 34, 35, 120, 207, 208
- [111] ROSSOW, V. J. 1977, «Inviscid Modeling of Aircraft Trailing Vortices», cahier de recherche, NASA Ames Research Center; Moffett Field, CA, United States. 20, 23
- [112] SCHWERMER, T., GARDNER, A. D. et RAFFEL, M. 2017, «Dynamic Stall Experiments on a Rotor with High Cyclic Setting in Axial Inflow», dans *73rd American Helicopter Society International Annual Forum and Technology Display, Fort Worth, TX*, URL : <https://elib.dlr.de/106086/>. 21, 23
- [113] SCHWERMER, T., GARDNER, A. D. et RAFFEL, M. 2019, «A Novel Experiment to Understand the Dynamic Stall Phenomenon in Rotor Axial Flight», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.64.012004. vol. 64, n° 1, p. 1–11, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.64.012004>. 21, 23
- [114] SCULLY, M. G. 1975, «Computation of helicopter rotor wake geometry and its influence on rotor harmonic airloads», cahier de recherche, PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology. 185
- [115] SERVERA, G., BEAUMIER, P. et COSTES, M. 2001, «A weak coupling method between the dynamics code HOST and the 3d unsteady euler code WAVES», *Aerospace Science and Technology*, DOI : 10.1016/s1270-9638(01)01120-8. vol. 5, n° 6, p. 397–408, URL : [https://doi.org/10.1016/s1270-9638\(01\)01120-8](https://doi.org/10.1016/s1270-9638(01)01120-8). 36, 37
- [116] SHENG, W., GALBRAITH, R. A. M. et COTON, F. N. 2005, «A New Stall-Onset Criterion for Low Speed Dynamic-Stall», *Journal of Solar Energy Engineering*, DOI : 10.1115/1.2346703. vol. 128, n° 4, p. 461–471, URL : <https://doi.org/10.1115/1.2346703>. 71, 72, 73
- [117] SHUR, M., SPALART, P. R., SQUIRES, K. D., STRELETS, M. et TRAVIN, A. 2005, «Three-Dimensionality in Reynolds-Averaged Navier-Stokes Solutions Around Two-Dimensional Geometries», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/1.9694. vol. 43, n° 6, p. 1230–1242, URL : <https://doi.org/10.2514/1.9694>. 34

- [118] SITARAMAN, J., DATTA, A., BAEDER, J. et CHOPRA, I. 2005, «Coupled CFD/CSD prediction of Rotor Aerodynamic and Structural Dynamic Loads for Three Critical Flight Conditions», dans *31st European Rotorcraft Forum, Florence, Italy*. 38, 39
- [119] SITARAMAN, J., DATTA, A., BAEDER, J. D. et CHOPRA, I. 2003, «Fundamental Understanding and Prediction of Rotor Vibratory Loads in High-Speed Forward Flight», dans *29th European Rotorcraft Forum, Friedrichshafen, Germany*. 37
- [120] SMITH, M. J., LIM, J. W., VAN DER WALL, B. G., BAEDER, J. D., BIEDRON, R. T., BOYD, D. D., JAYARAMAN, B., JUNG, S. N. et MIN, B.-Y. 2013, «The HART II international workshop : an assessment of the state of the art in CFD/CSD prediction», *CEAS Aeronautical Journal*, DOI : 10.1007/s13272-013-0078-8. vol. 4, n° 4, p. 345–372, URL : <https://doi.org/10.1007/s13272-013-0078-8>. 38, 39, 120
- [121] SPALART, P. et ALLMARAS, S. 1992, «A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/6.1992-439. vol. 439, URL : https://www.researchgate.net/publication/236888804_A_One-Equation_Turbulence_Model_for_Aerodynamic_Flows. 32
- [122] SPENTZOS, A., BARAKOS, G., BADCOCK, K., RICHARDS, B., WERNERT, P., SCHRECK, S. et RAFFEL, M. 2005, «Investigation of Three-Dimensional Dynamic Stall Using Computational Fluid Dynamics», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/1.8830. vol. 43, n° 5, p. 1023–1033, URL : <https://doi.org/10.2514/1.8830>. 34
- [123] SRINIVASAN, G. R., MCCROSKEY, W. J. et BAEDER, J. D. 1986, «Aerodynamics of two-dimensional blade-vortex interaction», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.9486. vol. 24, n° 10, p. 1569–1576, URL : <https://doi.org/10.2514/3.9486>. 185
- [124] SZAFRUGA, J. et RAMAPRIAN, B. 1997, «LDA Measurements in the Three-Dimensional Flow over an Oscillating Rectangular Wing», dans *28th Fluid Dynamics Conference*, DOI : 10.2514/6.1997-1935. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.1997-1935>. 21
- [125] TARZANIN, F. J. 1972, «Prediction of Control Loads Due to Blade Stall», *Journal of the American Helicopter Society*, DOI : 10.4050/jahs.17.33. vol. 17, n° 2, p. 33–46, URL : <https://doi.org/10.4050/jahs.17.33>. 28, 208
- [126] WANG, S., INGHAM, D. B., MA, L., POURKASHANIAN, M. et TAO, Z. 2012, «Turbulence Modeling of Deep Dynamic Stall at Relatively Low Reynolds Number», *Journal of Fluids and Structures*, DOI : 10.1016/j.jfluidstructs.2012.04.011. vol. 33, p. 191–209, URL : <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2012.04.011>. 33, 34, 35
- [127] WERNERT, P., KOERBER, G., WIETRICH, F., RAFFEL, M. et KOMPENHANS, J. 1997, «Demonstration by PIV of the Non-Reproducibility of the Flow Field Around an Airfoil Pitching Under Deep Dynamic Stall Conditions and Consequences Thereof», *Aerospace Science and Technology*, DOI : 10.1016/s1270-9638(97)90042-0. vol. 1, n° 2, p. 125–135, URL : [https://doi.org/10.1016/s1270-9638\(97\)90042-0](https://doi.org/10.1016/s1270-9638(97)90042-0). 20
- [128] WILCOX, D. C. 1988, «Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models», *AIAA Journal*, DOI : 10.2514/3.10041. vol. 26, n° 11, p. 1299–1310, URL : <https://doi.org/10.2514/3.10041>. 32
- [129] WILCOX, D. C. 2006, *Turbulence Modeling for CFD*, 3rd Edition. La Cañada, California : DCW Industries. 32, 130
- [130] YANG, H. et PRZEKAS, A. 1993, «Dynamic Stall on a Three-Dimensional Rectangular Wing», dans *31st Aerospace Sciences Meeting*, DOI : 10.2514/6.1993-637. American Institute of Aeronautics and Astronautics, URL : <https://doi.org/10.2514/6.1993-637>. 21
- [131] YEO, H. et POTSDAM, M. 2016, «Rotor Structural Loads Analysis Using Coupled Computational Fluid Dynamics/Computational Structural Dynamics», *Journal of Aircraft*, DOI : 10.2514/1.c033194. vol. 53, n° 1, p. 87–105, URL : <https://doi.org/10.2514/1.c033194>. 39

- [132] YEO, H., POTSDAM, M., ORTUN, B. et TRUONG, K. V. 2017, «High-Fidelity Structural Loads Analysis of the ONERA 7A Rotor», *Journal of Aircraft*, DOI : 10.2514/1.c034286. vol. 54, n° 5, p. 1825–1839, URL : <https://doi.org/10.2514/1.c034286>. ix, x, 39, 40, 41, 90, 208
- [133] ZANOTTI, A., NILIFARD, R., GIBERTINI, G., GUARDONE, A. et QUARANTA, G. 2014, «Assessment of 2D/3D Numerical Modeling for Deep Dynamic Stall Experiments», *Journal of Fluids and Structures*, DOI : 10.1016/j.jfluidstructs.2014.08.004. vol. 51, p. 97–115, URL : <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2014.08.004>. 33, 34

Etude phénoménologique du décrochage dynamique sur un rotor d'hélicoptère en vol d'avancement

Le décrochage dynamique se produit sur les rotors d'hélicoptère fortement chargés ou à grande vitesse d'avancement. Il engendre des efforts dynamiques importants et d'intenses vibrations, limitant le domaine de vol des hélicoptères. L'objectif de ces travaux de thèse est de mettre à profit les outils de simulation aéroélastique afin d'identifier les mécanismes déclencheurs du décrochage dynamique en conditions réalistes d'un vol d'avancement à forte charge. Le dépouillement de bases de données d'essais rotor de l'ONERA, conforté par des simulations "basse fidélité", a permis de sélectionner un ensemble de points d'essais pertinents et représentatifs du décrochage dynamique, pour différentes conditions de vol et géométries de pale. L'analyse détaillée des configurations sélectionnées s'appuie sur des calculs de couplage faible entre le code fluide elsA et le code structure HOST. Des outils de post-traitement ont été développés et utilisés pour localiser et caractériser les décollements de la couche limite, ainsi que pour en identifier les mécanismes déclencheurs. L'analyse de ces post-traitements révèle différentes régions de décollement sur le disque rotor. Nous observons notamment un décollement subsonique dans le troisième quadrant fortement influencé par une interaction pale-tourbillon. D'autre part, des décollements en pied de choc apparaissent sur la pale arrière et sur le premier quadrant pour lesquels la réponse en torsion est impliquée. Une étude a été menée afin d'isoler chacun de ces mécanismes, et plus particulièrement l'interaction pale-tourbillon. Pour cela, nous avons réalisé des simulations simplifiées modélisant une pale isolée non-tournante soumise ou non à une telle interaction. Les résultats semblent confirmer que cette interaction pale-tourbillon joue un rôle majeur dans le déclenchement du décrochage dynamique pour de nombreuses configurations de vol d'avancement.

Mots-clés : DECROCHAGE DYNAMIQUE ; SIMULATION NUMERIQUE ; COUPLAGE FLUIDE/STRUCTURE ; INTERACTION PALE/TOURBILLON ; COMPORTEMENT AEROELASTIQUE D'UN ROTOR PRINCIPAL D'HELICOPTERE

Phenomenological study of dynamic stall on a helicopter rotor at forward flight.

Dynamic stall occurs on helicopter rotors at high-thrust or high-speed forward flight. It induces large dynamic loads variations and vibrations, limiting the flight envelope. The objective of the present work is to use fluid/structure coupling computations to identify the mechanisms that trigger dynamic stall in rotor environment at high-thrust forward flight. First, experimental databases from ONERA have been evaluated, reinforced by low fidelity simulations, to select test cases undergoing stall events at different flight conditions and with different blade geometries. The analysis of the selected test cases has been made using a coupling procedure between the aerodynamic solver elsA and the comprehensive analysis code HOST. Post-processing tools have been developed and massively used to identify and characterize the flow-separation areas on the rotor-disk and the possible triggers of these flow-separations. Several flow-separation regions have been identified on the rotor-disk in the selected test cases. A subsonic separated flow has been observed in the third quadrant, which is influenced by the blade-vortex interaction occurring in this area. Shock-wave induced separations influenced by the blade elastic response have been observed at the end of the fourth quadrant and beginning of the first one. An investigation of these different mechanisms of dynamic stall, notably the blade vortex interaction, has been led by isolating the mechanisms. Therefore, simplified simulations on a single non-rotating blade have been run with and without the blade-vortex interaction. These computations show that the blade-vortex interaction plays an important part in triggering dynamic stall in several forward flight conditions.

Keywords : DYNAMIC STALL ; NUMERICAL SIMULATION ; FLUID/STRUCTURE COUPLING ; BLADE/VORTEX INTERACTION ; AEROELASTICITY ON A HELICOPTER ROTOR

