

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA- BOUMERDES



Faculté des Sciences

Thèse de Doctorat

Présentée par

BRAHIMI Faiza

Discipline : Physique

Spécialité : Mécanique des Fluides - Aérodynamique

**Comportement aéroélastique des grilles d'aubes de compression
soumises à des vibrations et en présence d'écoulements
instationnaires en fluide compressible**

Devant le jury :

SI-AHMED El Khider	Professeur	USTHB	Président
DEBIANE Mohammed	Professeur	USTHB	Examineur
MANSOURI Kacem	Professeur	UMBB	Examineur
HACHEMI Madjid	MCA	UMBB	Examineur
BRACHEMI Belaïd	MAA	UMBB	Invité
OUIBRAHIM Ahmed	Professeur	UMMTO	Encadreur

Année Universitaire : 2016/2017

REMERCIEMENTS

Al hamdou lillah qui m'a donné la force pour réaliser ce travail.

La réalisation d'un travail de thèse nécessite un investissement personnel, mais aussi une implication importante de l'entourage, tant professionnel que privé. L'ensemble des pages qui suivent représente l'aboutissement de plusieurs années de travail au laboratoire d'énergétique, mécanique et matériaux (LEMM). Ces années ont été ponctuées de moments intenses, des hauts comme des bas, qui ont fortement contribué à la dynamique de la thèse.

Je voudrais tout d'abord adresser mes remerciements les plus profonds et les plus sincères à mon directeur de thèse monsieur Ouibrahim Ahmed Professeur à l'université de Tizi-Ouzou et directeur du LEMM. Je tiens à témoigner de la confiance qu'il m'a accordée dès le début de la thèse et du soutien indéfectible qu'il m'a apporté durant tout son déroulement.

Je le remercie, en particulier, pour sa présence qui m'a fait profiter de sa rigueur et de son expérience scientifiques, malgré les moments difficiles qu'il a vécu durant cette période. Les discussions enrichissantes que nous avons eues à chaque étape de ce travail m'ont toujours permis de remettre les choses dans leur perspective globale et d'apprécier les progrès effectués.

Mes remerciements s'adressent à monsieur SJ-AHMED EL Khider Professeur à l'USTHB pour avoir accepté de présider le jury.

Je tiens également à remercier monsieur DEBJANE Mohammed Professeur à l'USTHB pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Je leur exprime tout mon respect et ma gratitude.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait monsieur MANSOURJ Kacem Professeur au département d'énergétique de l'université de Boumerdes en acceptant d'évaluer ce travail.

Je tiens aussi à signifier ma gratitude à monsieur HACHEMJI Madjid Maître de conférence au département d'énergétique de l'université de Boumerdes pour avoir accepté d'être membre du jury d'évaluation.

Je tiens à témoigner ma gratitude à monsieur Brachemi Bélaid docteur et chef du département énergétique pour m'avoir initié dans le domaine de turbomachines lorsque j'étais encore étudiante. Je le remercie aussi pour l'honneur qu'il me fait par sa participation au jury.

Enfin je souhaite manifester toute mon estime et ma reconnaissance à ma famille pour tant de choses que je ne pourrais citer ici. Je voudrais dire à ma mère et à mon père tout l'amour que j'ai pour eux, et combien ce leur m'a permis d'arriver ici aujourd'hui.

En fin mes remerciements vont à mon mari monsieur Khaled Abdelhak qui a été si compréhensif et n'a jamais cessé de m'encourager, aussi pour m'avoir supporté et soutenu activement pendant cette période difficile et heureusement révolue . . . Ce travail est le fruit de grands sacrifices.

*En essayant continuellement on finit par réussir.
Donc : plus ça rate, plus on a de chances que ça marche.*

ملخص

في إطار تفاعل مائع- هيكل تهتم هذه الأطروحة بالمشكلة الشاملة للمحاكاة العددية لآثار الهواء (مائع) المتدفق حول مخطط لضغط هواء محوري لاسيما ظهور عدم الاستقرار المتميز بحركات متذبذبة مكتفية ذاتيا (أو اهتزازات) للجناح (هيكل)، و تهتم كذلك بوضع منهجية للتنبؤ بظروف عدم الاستقرار و تركز هذه المنهجية على ثلاثة عناصر أساسية: حلال لمعادلات المائع في مجال مشوه، حلال لمعادلات الهيكل و خوارزمية اقتران. ينظم تدفق المائع المعادلات العامة لنافير ستوكس التي يتم حلها بواسطة برنامج "فلويانت" باستعمال طريقة الأحجام المحدودة. و قد تم إدخال ديناميكية الهيكل عبر مستخدم تحديد وظيفة موصل بالبرنامج الرئيسي. بما أن حركة الهيكل جامدة فقد أجرينا محاكاة عددية لهيكل في حركة نقل أو دوران (المخطط يكسب درجتين حرية متعلقة بحركة الانحناء و الالتواء). لمحاكاة الحركة الحرة للهيكل فقد حللت كينيماتيك حركة الهيكل إلى حركة نقل (درجتين حرية) و حركة دوران (درجة حرية واحدة) لمشكل ثنائي الأبعاد. لقد ارتكزنا في هذا العمل على خوارزمية التي تسمح بتبادل المعلومات بين المائع و الهيكل بطريقة تفاعلية.

لقد شيدت حركية هندسة المجال عن طريق تشويه الشبكة لهذا الغرض فقد تم دراسة مخططان: "ناكا0012" و "ناكا65-10%" في حالة نظام تشغيل دون سرعة الصوت و قريبة من سرعة الصوت. و قد أجريت العديد من عمليات المحاكاة و النتائج تعد و اعدة كميا و نوعيا مقارنة مع نتائج متحصل عليها في اعمال أخرى. بالتالي لدينا الآن الأداة التي تسمح على وجه الخصوص بتحديد دقيق لظروف التشغيل التي يظهر فيها عدم استقرار المخطط وكذلك تحديد سعة و نوعية الحركة الاهتزازية (ررفة أو دورات حد) و هذا يمكننا إما من تجنبها أو التحكم أفضل فيها. هذه الأداة سوف تفيد خصوصا مصنعي الآلات التربونية المهتمين بالجريان الذي ينتج عنه اهتزازات مدمرة و من تم الحاجة إلى وسائل تحليل أكثر دقة ابتداء من مرحلة التصميم.

الكلمات الرئيسية: تفاعل مائع- هيكل، عدم استقرار، ضاغط هواء محوري، تدفق متقلب، محاكاة عددية، ديناميك الهواء، نافير ستوكس، مخطط ناكا، آلات تربونية.

TABLE DES MATIERES

LISTE DES FIGURES
LISTE DES TABLEAUX
NOMENCLATURE
INTRODUCTION

CHAPITRE I LES INTERACTIONS FLUIDE-STURCTURE : PHENOMENES ASSOCIES ET ANALYSE BIBLIOGRAPHYQUE

Préambule.....	4
I. Généralités.....	4
II. Instabilités aéroélastiques.....	5
III. Intérêt de l'étude de l'interaction fluide-structure.....	5
IV. Simulation numérique de l'interaction fluide-structure.....	6
V. Couplage fluide-structure.....	9
VI. Nature des écoulements dans les turbomachines.....	10
VII. Flottement et oscillations de cycle limite dans les turbomachines.....	12
VIII. Résolution des écoulements en turbomachines.....	13
VIII.1 Approches linéaire et non linéaire.....	14
IX. Méthodes d'analyse des instabilités aéroélastiques.....	15

CHAPITRE II

TURBOMACHINES

I.	Introduction aux turbomachines.....	17
II.	Equations générales en mécanique des fluides.....	18
	II.1 Equation de continuité.....	19
	II.2 Equations de quantité de mouvement.....	19
	II.3 Equation de conservation d'énergie.....	20
	II.4 Relations thermodynamiques.....	22
	II.5 Equations constitutives.....	22
	II.6 Modélisation de la turbulence.....	23
	II.7 Conditions aux limites.....	25
	II.7.1 Conditions pariétales.....	26
	II.7.2 Frontières entrée sortie.....	26
III.	Application aux écoulements dans les turbomachines.....	27
	III.1 Equations particulières pour les turbomachines.....	27
	III.2 Expression des équations dans le repère relatif (repère en rotation).....	29
	III.2.1 Equation de continuité.....	30
	III.2.2 Equation de quantité de mouvement.....	30
	III.2.3 Equation de conservation d'énergie.....	31
	III.2.4 Relations thermodynamiques.....	31
	III.3 Etude aérodynamique.....	32
	III.3.1 Efforts aérodynamiques.....	33
	III.3.2 Couche limite.....	36
	III.3.3 Profils utilisés.....	37

CHAPITRE III MODELES ET METHODES POUR LA STRUCTURE

I. Introduction.....	40
II. Equations modèles pour la structure.....	41
II.1 Principe des Travaux Virtuels.....	42
II.1.1 Expression du travail des forces de raideur.....	42
II.1.2 Expression du travail des forces d’inertie.....	43
II.1.3 Expression du travail des forces extérieures.....	43
II.2 Approximation de Rayleigh Ritz pour le champ des déplacements.....	45
II.2.1 Expression de l’énergie cinétique.....	46
II.2.2 Expression de l’énergie potentielle.....	46
II.2.3 Expression du principe de variation des déplacements.....	47
II.3 Méthode modale.....	48
III. Comportement dynamique des ensembles tournants.....	49

CHAPITRE IV COUPLAGE FLUIDE-STRUCTURE

I. Introduction.....	53
II. Classification des problèmes aéroélastiques.....	54
III. Aéroélasticité en turbomachines.....	55
IV. Phénomène de flottement.....	56
V. Phénomène d’oscillations de cycles limites.....	58
VI. Types de couplage.....	59
VI.1 Couplage en espace.....	61
VI.2 Couplage en temps.....	64

VI.2.1	Couplage fort.....	64
VI.2.2	Couplage faible.....	64
VI.3	Principaux schémas de couplage faible.....	66
VII.	Modélisation du couplage.....	69
VII.1	Modélisation physique.....	70
VII.2	Modélisation numérique.....	71
VII.3	Modélisation informatique.....	72
VII.4	Moyens informatiques.....	73
VIII.	Résolution des problèmes d'aéroélasticité.....	74
VIII.1	Aéroélasticité linéaire.....	75
VIII.2	Aéroélasticité non linéaire.....	78
IX.	Stabilité aéroélastique.....	81
IX.1	Bilan d'énergie.....	82
IX.2	Analyse de flottement classique.....	84
X.	Conclusion.....	85

CHAPITRE V MODELISATION NUMERIQUE

I.	Introduction.....	86
II.	Résolution fluide.....	86
II.1	Mise en forme des équations.....	87
II.2	Discrétisation spatiale	88
II.3	Discrétisation temporelle.....	89
II.4	Convergence.....	89

III. Résolution structure.....	90
IV. Maillages évolutifs.....	91
IV.1 Méthode avec changement de variables.....	92
IV.2 Méthode avec changement de repères.....	92
IV.3 Méthode ALE.....	93
IV.4 Méthode de transpiration.....	93
IV.5 Méthode de la frontière immergée.....	94
IV.6 Méthode à maillage dynamique.....	94
IV.7 Loi de consistance géométrique.....	94
IV.8 Prise en compte du mouvement du maillage.....	96
V. Conclusion.....	96

CHAPITRE VI SIMULATION NUMERIQUE

I. Introduction.....	97
II. Simulation d'écoulements autour de profils NACA 0012.....	98
II.1 Écoulement stationnaire.....	99
Cas test 1 : Ecoulement incompressible.....	99
Cas test 2 : Ecoulement à faible vitesse.....	100
Cas test 3 : Ecoulement transsonique à faible angle d'incidence...	100
II.2 Écoulement instationnaire.....	102
III. Simulation de l'écoulement autour de la première configuration standard.....	107
IV. Simulation de l'écoulement instationnaire autour du profil NACA 65-10 %.....	110
IV.1 Présentation du cas.....	110
IV.2 Génération du maillage.....	110

IV.3	Conditions aux limites et conditions initiales.....	111
IV.4	Comparaison des modèles de turbulence.....	112
IV.5	Influence des paramètres de fonctionnement.....	115
IV.5.1	Variation de l'angle d'incidence.....	115
IV.5.2	Variation du nombre de Mach.....	120
IV.5.3	Variation du taux de pression.....	123
IV.5.4	Variation de la vitesse de rotation.....	124
V.	Simulation de l'interaction fluide-structure en mouvement forcé	127
V.1	Simulation numérique de l'écoulement autour de profil en mouvement de tangage.....	128
V.2	Simulation numérique de l'écoulement autour de profil en mouvement de translation.....	130
V.2.1	Présentation du cas.....	131
V.2.2	Convergence en maillage.....	131
V.2.3	Effet du pas de temps.....	132
V.2.4	Analyse des résultats numériques.....	132
a.	Effet de l'angle d'incidence.....	133
b.	Effet du nombre de Mach.....	134
c.	Effet du taux de pression.....	136
d.	Effet de la vitesse de rotation.....	137
VI.	Simulation de l'interaction fluide-structure en mouvement libre.....	140
VI.1	Détermination du pas de temps.....	141
VI.2	Analyse des résultats numériques.....	141
VI.2.1	Effet de l'angle d'incidence.....	142
VI.2.2	Effet du nombre de Mach.....	147
VI.2.3	Effet du taux de pression.....	152

VI.2.4	Effet de la vitesse de rotation.....	155
VI.2.5	Effet de la géométrie du profil.....	160
VII.	Conclusion.....	163

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES
ANNEXE

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I

Figure I.1	: Vue d'ensemble des "ingrédients" du couplage.....	9
Figure I.2	: Représentation schématique des principaux phénomènes de l'écoulement dans un rotor de compresseur axial et de turbine.....	11

CHAPITRE II

Figure II.1a	: Schéma de principe d'un compresseur axial.....	17
Figure II.1b	: Schéma de principe d'un compresseur centrifuge.....	17
Figure II.2	: Origines des principaux phénomènes instationnaires présents dans les écoulements de turbomachines.....	18
Figure II.3	: Surfaces de courant au sein d'une turbomachine.....	28
Figure II.4	: Définition des paramètres de l'écoulement dans le plan aube à aube transformé.....	28
Figure II.5	: Efforts caractéristiques sur le profil aérodynamique.....	34
Figure II.6	: Evolution de la vitesse près de la paroi (couche limite).....	36
Figure II.7	: Définitions géométriques relatives au profil aérodynamique.....	37
Figure II.8	: Définition de l'espace fluide étudié.....	39

CHAPITRE III

Figure III.1	: Repères de travail.....	50
---------------------	---------------------------	----

CHAPITRE IV

Figure IV.1	: Triangle de Collar.....	55
Figure IV.2	: Courbes caractéristiques des compresseurs.....	58
Figure IV.3	: Cas idéal : maillages et formulations identiques.....	62
Figure IV.4	: Maillages identiques et formulations différentes.....	62
Figure IV.5	: Formulation identiques sur maillages différents géométriquement conformes.....	63
Figure IV.6	: Formulation identiques sur maillages différents géométriquement non- conformes (dessin pour une interface 1D).....	63
Figure IV.7	: Formulations, géométries et maillages très différents (dessin pour une interface 1D).....	63
Figure IV.8	: Modularité du couplage.....	65
Figure IV.9	: Principe de l'algorithme CSS	68
Figure IV.10	: Principe de l'algorithme CSS généralisé	68

Figure IV.11	: Principe de l'algorithme utilisé.....	69
Figure IV.12	: Configuration master-slaves.....	73
Figure IV.13	: Géométrie du modèle aéroélastique	76
Figure IV.14	: Mouvements de flexion et torsion imposés	76
Figure IV.15	: Cycle temporel d'une simulation aéroélastique directe	81

CHAPITRE V

Figure V.1	: Etapes de la méthode utilisée.....	88
-------------------	--------------------------------------	----

CHAPITRE VI

Figure VI.1	: Maillage du profil NACA 0012 (a) bord d'attaque, (b) bord de fuite.....	99
Figure VI.2	: Evolution du coefficient de portance du profil NACA0012 en fonction de l'incidence avec $Re = 9.10^6$	100
Figure VI.3	: Evolution du coefficient de portance du profil NACA0012 en fonction de l'incidence avec $V_\infty = 15$ m / s.....	100
Figure VI.4	: Contours du coefficient de pression autour du profil NACA0012 ($M = 0.8$, $i = 1.25$) (a) : référence [118] ; (b) : présente méthode.....	101
Figure VI.5	: Distribution de pression autour du profil NACA0012 ($M = 0.8$, $i = 1.25$) (a): référence 118 ; (b) : présente méthode.....	101
Figure VI.6	: Comparaison de la répartition pariétale du coefficient de pression à trois instants du régime transitoire pour les calculs d'écoulement autour d'un profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : fluent avec modèle k- ϵ ; (b) : fluent avec modèle SA.....	103
Figure VI.7	: Comparaison de l'évolution du coefficient de portance à convergence du calcul autour du profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : fluent avec modèle k- ϵ ; (b) : fluent avec modèle SA....	103
Figure VI.8	: Comparaison de l'évolution du coefficient de traînée à convergence du calcul autour du profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : fluent avec modèle k- ϵ ; (b) : fluent avec modèle SA.....	104
Figure VI.9	: Comparaison de la répartition pariétale du coefficient de pression à trois instants du régime transitoire pour les calculs d'écoulement autour d'un profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : avec fluent; (b) : référence [84].....	105
Figure VI.10	: Comparaison de la répartition pariétale du coefficient de frottement à trois instants du régime transitoire pour les calculs d'écoulement autour d'un profil NACA 0012 à (a) : avec fluent; (b) : référence [84].....	106
Figure VI.11	: Distribution du coefficient de pression autour du profil de la première configuration standard pour une incidence de 2° (a) et de 6° (b).....	108
Figure VI.12	: Présentation du domaine de calcul pour le NACA 65-10 %.....	110
Figure VI.13	: Distribution de la pression avec différents modèles d'écoulement.....	113
Figure VI.14	: Evolution du coefficient de portance avec différents modèles d'écoulement (incidence nulle).....	114
Figure VI.15	: Evolution du coefficient de traînée avec différents modèles d'écoulement (incidence nulle).....	115
Figure VI.16	: Contours de la pression statique (a) ; et du nombre de Mach (b) pour une incidence nulle.....	116

Figure VI.17	: Contours de la pression statique (a) ; et du nombre de Mach (b) pour une incidence de 7°	117
FigureVI.18	: Contours de la pression statique (a) ; et du nombre de Mach (b) pour une incidence de 15°	118
Figure VI.19	: Contours de la pression statique (a) ; et du nombre de Mach (b) pour une incidence de -45°	119
Figure VI.20	: Variation des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence pour NACA65-10%.....	120
Figure VI.21	: Contours de pression pour différents nombres de Mach amont.....	121
Figure VI.22	: Contours de nombre de Mach pour différents nombres de Mach amont.....	122
Figure VI.23	: Variation des coefficients aérodynamiques en fonction du nombre de Mach pour NACA65-10%.....	122
Figure VI.24	: Contours de pression pour différents taux de pression.....	123
Figure VI.25	: Contours de nombre de Mach pour différents taux de pression.....	123
Figure VI.26	: Variation des coefficients aérodynamiques en fonction du taux de pression pour NACA65-10%.....	124
Figure VI.27	: Distribution du coefficient de pression autour du profil NACA 0012 pour différentes vitesses de rotation.....	125
Figure VI.28	: Distribution du nombre de Mach autour du profil NACA 0012 pour différentes vitesses de rotation.....	125
Figure VI.29	: Variation des Coefficients Aérodynamiques, profil NACA 0012 en fonction de la vitesse de rotation ω de l'aube	126
Figure VI.30	: Comparaison des coefficients aérodynamiques d'une aube fixe et une aube en rotation en fonction : (a) de l'incidence (b) du nombre de Mach.....	126
Figure VI.31	: Distribution du coefficient de pression le long de la corde avec un angle d'incidence $i = 0.016$ et $M = 0.775$ (a) présente méthode ; (b) référence [119].....	129
Figure VI.32	: Contours de pression autour du profil NACA0012 ($M = 0.775$, $i = 0.016$) (a) présente méthode ; (b) référence [119].....	129
Figure VI.33	: Contours de nombre de Mach autour du profil NACA0012 ($M = 0.775$, $i = 0.016$) (a) présente méthode ; (b) référence [119].....	130
Figure VI.34	: Maillage NACA 0012 38671 nœuds.....	132
Figure VI.35	: Effet du pas de temps sur l'historique des coefficients aérodynamiques.....	132
Figure VI.36	: Comparaison des coefficients aérodynamiques pour le NACA65-10% fixe et en oscillation($M_\infty=0.6$, $\varepsilon =1.2$, $h=0.004\%.c$; $\omega=282rd/s$).....	133
Figure VI.37	: Variation du travail aérodynamique en fonction de l'incidence pour un NACA65-10% (a) et un NACA0012 (b) ($M_\infty=0.6$, $\varepsilon =1.2$, $h=0.004\%.c$; $\omega=282rd/s$).....	134
Figure VI.38	: Comparaison des coefficients aérodynamiques pour le NACA65-10% fixe et en oscillation ($i=0^\circ$, $\varepsilon=1.2$, $h=0.004\%.c$, $\omega=282rd/s$).....	134
Figure VI.39	: Variation des coefficients aérodynamiques pour le NACA0012 pour deux incidences -15° et 15° ($\varepsilon=1.2$, $h=0.004\%.c$, $\omega=282rd/s$).....	135
Figure VI.40	: Variation du travail aérodynamique de translation par cycle en fonction du nombre de Mach pour unNACA65-10% avec différents angles d'incidence.....	136
Figure VI.41	: Variation du travail aérodynamique de translation par cycle en fonction du nombre de Mach pour NACA0012 pour deux incidences -15° et 15°	136
Figure VI.42	: Variation du coefficient de portance en fonction du taux de pression	

	pour NACA0012 ($M_\infty=0.6$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282\text{rd/s}$).....	137
Figure VI.43	: Variation des coefficients aérodynamiques en fonction du taux de pression pour NACA65-10% fixe et en oscillation.....	137
Figure VI.44	: Variation du travail aérodynamique de translation en fonction du taux de pression pour NACA0012 ($M_\infty=0.6$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282\text{rd/s}$).....	137
Figure VI.45	: Variation du travail aérodynamique de translation en fonction du taux de pression pour NACA65-10% avec différents angles d'incidence.....	137
Figure VI.46	: Variation du coefficient de traînée en fonction de la vitesse de rotation du profil pour NACA0012 ($M_\infty=0.6$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282\text{rd/s}$).....	138
Figure VI.47	: Variation du coefficient de portance en fonction de la vitesse de rotation du profil pour NACA0012 ($M_\infty=0.6$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282\text{rd/s}$).....	138
Figure VI.48	: Variation des coefficients aérodynamiques en fonction de la vitesse de rotation du profil pour NACA65-10% ($M_\infty=0.6$; $i=0^\circ$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282\text{rd/s}$).....	138
Figure VI.49	: Variation du travail aérodynamique en fonction de la vitesse de rotation pour NACA65-10% (a) et NACA0012 (b) ($M_\infty=0.6$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282\text{rd/s}$).....	139
Figure VI.50	: Décomposition du mouvement du profil.....	140
Figure VI.51	: Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différents angles d'incidence.....	143
Figure VI.52	: Evolution des coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction de l'angle d'incidence pour profil en mouvement et profil sans mouvement.....	144
Figure VI.53	: Distribution du coefficient de pression sur le profil.....	144
Figure VI.54	: Evolution du déplacement au cours du temps pour trois angles d'incidence (-10° , 0 et $+10^\circ$).....	145
Figure VI.55	: Evolution de l'amplitude maximale de flexion verticale (a) et de la période du mouvement (b) en fonction de l'angle d'incidence.....	146
Figure VI.56	: Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) pour différents angles d'incidence ($Mach = 0.6$)....	146
Figure VI.57	: Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différents nombres de Mach.....	148
Figure VI.58	: Evolution des coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction du nombre de Mach avec incidence constante (5°) pour profil en mouvement et profil sans mouvement.....	148
Figure VI.59	: Distribution du coefficient de pression sur le profil.....	149
Figure VI.60	: Champ de nombre de Mach.....	149
Figure VI.61	: Evolution du déplacement au cours du temps pour différents nombres de Mach.....	150
Figure VI.62	: Distribution du coefficient de pression (a) et du coefficient de frottement (b) autour du profil.....	151
Figure VI.63	: Evolutions de l'amplitude maximale de flexion verticale (a) et de la période du mouvement (b) en fonction du nombre de Mach amont.....	152
Figure VI.64	: Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) pour différents nombres de Mach.....	152
Figure VI.65	: Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différents taux de compression.....	153
Figure VI.66	: Distribution du coefficient de pression autour du profil pour trois taux de compression.....	153

Figure VI.67	: Champ de pression pour trois taux de compression.....	153
Figure VI.68	: Champ de vitesse pour trois taux de compression.....	153
Figure VI.69	: Evolution du déplacement au cours du temps pour trois taux de pression (1.1, 1.2 et 1.3).....	154
Figure VI.70	: Evolutions de l'amplitude maximale de la flexion verticale (a) et de la période du mouvement (b) en fonction du taux de pression.....	154
Figure VI.71	: Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) pour différents taux de pression.....	155
Figure VI.72	: Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différentes vitesses de rotation du profil.....	156
Figure VI.73	: Distribution du coefficient de pression autour du profil pour différentes vitesses de rotation.....	156
Figure VI.74	: Champ de pression pour différentes vitesses de rotation.....	157
Figure VI.75	: Champ de vitesse pour différentes vitesses de rotation.....	158
Figure VI.76	: Evolution du déplacement au cours du temps pour différentes vitesses de rotation du profil.....	158
Figure VI.77	: Evolutions de l'amplitude maximale de la flexion verticale (a) et de la période du mouvement (b) en fonction de la vitesse de rotation.....	159
Figure VI.78	: Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) en fonction de la vitesse de rotation.....	159
Figure VI.79	: Distribution pariétale du coefficient de pression autour du profil NACA 0012 (a) et du profil NACA 65-10% (b).....	160
Figure VI.80	: Distribution pariétale du nombre de Mach autour du profil NACA 0012 (a) et du profil NACA 65-10% (b).....	161
Figure VI.81	: Comparaison des coefficients de portance (a) et de traînée (b) des profils NACA 0012 et NACA 65-10 % en fonction de l'angle d'incidence avec $M = 0.3$ et $\tau = 1.2$	161
Figure VI.82	: Comparaison des coefficients de portance (a) et de traînée (b) des profils NACA 0012 et NACA 65-10 % en fonction du nombre de Mach avec $i = 5^\circ$ et $\tau = 1.2$	161
Figure VI.83	: Comparaison de l'évolution de l'amplitude maximale de flexion verticale en fonction de l'angle d'incidence (a) et du nombre de Mach (b) pour les profils NACA 0012 et NACA 65-10%.....	162
Figure VI.84	: Comparaison de l'évolution de l'énergie transférée à la structure pour les profils NAC 0012 et NACA 65-10 %.....	162
Figure VI.85	: Comparaison de la variation du travail aérodynamique total par cycle de mouvement en fonction de l'angle d'incidence (a) et le nombre de Mach (b) pour les profils NACA 0012 et NACA 65-10%.....	163

LISTE DES TABLEAUX

VI.1	: Comparaison des coefficients de traînée et de portance calculés pour le NACA 0012 avec $M = 0.8$ et $i = 1.25^\circ$	101
VI.2	: Comparaison des coefficients de portance et de traînée obtenus avec notre calcul et ceux de le réf [169] pour le NACA 0012 avec $M = 0.775$ et $i = 4^\circ$	107
VI.3	: Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour la première configuration standard.....	107
VI.4	: Coordonnées adimensionnées du profil de la première configuration [170].....	109
VI.5	: Paramètres de la grille.....	110
VI.6	: Comparaison des temps de calcul.....	119
VI.7	: Paramètres retenus pour cette étude avec indication des bornes de l'intervalle de variation.....	131

Nomenclature

Cette table des notations n'est pas exhaustive ; elle a pour but de définir les symboles les plus utilisés afin de faciliter la compréhension de certaines formules sans avoir recours à une lecture complète du mémoire.

Caractères Latins

b	Envergure du profil
B	Matrice (6xn) d'interpolation des déformations
c	Célérité locale du son
C_{am}	Matrice d'amortissement visqueux
C_f	Coefficient de frottement pariétal
c_h, c_α	Coefficients d'amortissement pour le mouvement vertical et la rotation
C_M	Coefficient de moment
C_p	Coefficient de pression
$C_d (C_x)$	Coefficient de traînée
$C_l (C_z)$	Coefficient de portance
$C_{z0\alpha}$	Coefficient de portance en aubage isolé
dv	Élément de volume
D	Opérateur de dérivation
e	Energie interne
e_{max}	Épaisseur maximale du profil
E	Module de Young du matériau
\dot{E}_α	Energie mécanique induite par le mouvement de tangage
\dot{E}_h	Energie mécanique induite par le mouvement de déplacement vertical
E_c	Energie cinétique de la structure
E_p	Energie potentielle de la structure
E_{pext}	Energie potentielle des forces extérieures
E_{pint}	Energie de déformation de la structure
E_t	Energie totale de la structure
f	Densité volumique de forces appliquées sur la structure
\vec{f}_e	Forces de volume appliquées sur le fluide
\vec{f}_{cent}	Forces centrifuge
\vec{f}_{corr}	Forces de Coriolis
$\vec{\mathcal{F}}$	Vecteur des flux Eulériens (flux convectifs) et des flux visqueux

$F (F_x, F_y, F_z)$	Effort exercé sur la structure
F_x	Force de traînée
F_y	Force de dérive
F_z	Force de portance
$F(t)$	Vecteur des forces modales
g	Vecteur des charges de la structure (associé aux efforts volumiques et surfaciques)
$h(t)$	Amplitude instantannée de pilonnement (flexion)
h_0	Amplitude maximale de pilonnement
H	Enthalpie totale
\hat{h}	Matrice des coefficients de Hooke
h	Enthalpie statique
i	Angle d'incidence
I	Rothalpie
\bar{I}	Tenseur unité
I_α	Moment d'inertie autour de l'axe de rotation
k	Coefficient de conductivité thermique
k_h et k_α	Raideurs des ressorts pour les deux degrés de liberté
K	Matrice nxn des raideurs du système discrétisé
l	Corde du profil
\mathfrak{L}	Lagrangien
m	Masse du profil
M_a	Nombre de Mach
M	Matrice nxn des masses du système discrétisé
$M_{aér}$	Moment aérodynamique
\vec{n}	Normale extérieure à la paroi
N	Matrice (3xn) d'interpolation des déplacements
p	Pression statique
p_{ref}	Pression statique de référence à l'infini amont
$\left[P_{R \rightarrow R_0} \right]$	Matrice de passage entre les deux repères absolu et relatif
q_H	Sources de chaleur autre que la conduction (radiations, réactions chimiques)
$q_j(t)$	Coordonnées généralisées
Q	Vecteur des variables conservatives
r	Constante du gaz considéré
\vec{r}	Vecteur position de composantes x, y, z
$R(O, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$	Repère lié à la structure non déformée
$R_0(O, \vec{X}_0, \vec{Y}_0, \vec{Z}_0)$	Repère galiléen fixe de référence
s	Serrage
S	Surface de contrôle
S_{ref}	Surface de référence
S_α	Moment statique
S_0	Vecteur des termes sources
T	Température absolue (totale)
T_{osc}	Période d'oscillation
T_f	Contrainte de frottement
u, v, w ou v_i ($i = 1, 2, 3$)	Composantes du vecteur vitesse
\vec{U}	Vitesse d'entraînement

U_R	Vitesse réduite
(v)	Domaine de définition d'un système mécanique (3D)
\vec{V}	Vecteur vitesse de l'écoulement
\vec{V}_m	Vitesse méridienne
\vec{V}_p	Vecteur vitesse de déplacement de la paroi
V_{px}, V_{py}	Composantes du vecteur vitesse de déplacement de la paroi
w_r, w_i, w_e	Travail des forces de raideur, d'inertie et extérieures
\vec{W}	Vitesse relative
W_{cyc}	Travail des efforts aérodynamiques instationnaires accompli au cours d'un cycle de vibration
W_f	Travail des forces de volume
W_r, W_θ et W_z	Composantes cylindriques de la vitesse relative
$W(\varepsilon_{ij})$	Densité d'énergie interne de déformation
x_i (x_1, x_2, x_3 ou x, y, z)	Coordonnées cartésiennes
$\vec{X}(\vec{r}, t)$	Vecteur déplacement
X_i	Composantes du vecteur déplacement
\vec{X}	Vecteur des vitesses
\ddot{X}	Vecteur des accélérations

Caractères Grecs

$\alpha(t)$	Amplitude instantannée de tangage (torsion)
α_0	Amplitude maximale de tangage
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
Δt_f	Temps caractéristique du fluide
Δt_s	Temps caractéristique de la structure
$\bar{\varepsilon}$	Tenseur des déformations
\emptyset	Angle de déphasage entre les deux fonctions $\alpha(t)$ et $h(t)$
Φ	Quantité scalaire
$\zeta_{aéro}$	Amortissement aérodynamique
γ	Angle de calage des profils
χ	Rapport des chaleurs spécifiques
λ, μ	Coefficients de Lamé
ν	Coefficient de poisson
$\bar{\omega}$	Vitesse angulaire
Ω	Volume de contrôle
ρ	Masse volumique
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes
σ_e	Densité surfacique de force appliquée sur la structure
σ_{ij}	Composantes du tenseur contraintes
(Σ)	Limite du domaine de définition (v)
$d\Sigma$	Élément de surface
θ	Trace du tenseur des déformations

τ	Taux de pression
$\overline{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses
τ_{ij}	Composantes du tenseur des contraintes visqueuses

Sigles

Titre:	Abréviation
AGARD	Advisory Group for Aerospace Research and Development
ALE	Arbitrary Lagrangian-Eulerian
AMG	Algebraic Multigrid method
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CSS	Conventional Serial Staggered
DDL	Degrés de Liberté
FAS	Full Approximation Storage
GCL	Geometric Conservation Law
Grad	Gradient
HPP	Hypothèse des Petites Perturbations
LCO	Limit Cycle Oscillation
MDOFs	Master Degrees of Freedom
MPI	Message Passing Interface
MUSCL	Monotone Upstream Centred Schemes for Conservation Laws
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NASA	National Administrative for Space and Aeronautics
PTV	Principe des Travaux Virtuels
PVM	Parallel Virtual Machine
SCL	Surface Conservation Law
TVD	Total Variation Diminishing
UDF	User Defined Function
VCL	Volume Conservation Law

Résumé

Dans le cadre de l'interaction fluide-structure, cette thèse s'intéresse à la problématique globale de la simulation numérique des effets de l'air (fluide) en écoulement autour de profils de compresseur axial, notamment l'apparition d'instabilités aéroélastiques caractérisées par des mouvements oscillatoires auto-entretenus (ou vibrations) des aubes (structure), ainsi qu'à la méthodologie pour la prédiction de ces instabilités qui repose sur trois éléments essentiels : un solveur fluide en domaine déformable, un solveur structure et un algorithme de couplage. L'écoulement est régi par les équations générales de Navier-Stokes qui sont résolues par le logiciel Fluent avec la méthode des volumes finis. La dynamique de la structure a été introduite via des UDF (user define function) compilées au logiciel principal. La structure étant en mouvement rigide, nous avons effectué des simulations numériques en mouvement forcé en translation ou en rotation (le profil d'aube possédant deux degrés de liberté relatifs aux mouvements de flexion et de torsion).

Pour simuler le mouvement libre de la structure, la cinématique du mouvement du solide a été décomposée en deux translation (deux degrés de liberté) et une rotation (un degré de liberté) pour un problème bidimensionnel. On s'est basé dans ce travail sur un algorithme modulaire décalé qui permet un échange d'informations entre le fluide et la structure de façon interactive. La mobilité de la géométrie du domaine est construite par déformation du maillage. A cet effet, deux profils d'aubes ont été étudiés pour des régimes de fonctionnement subsonique et transsoniques, le NACA 0012 et le NACA 65-10%. Beaucoup de simulations ont été effectuées et les résultats comparés à d'autres obtenus par ailleurs sont qualitativement et quantitativement très prometteurs. Nous disposons ainsi d'un outil qui permet en particulier de déterminer de façon précise les conditions de fonctionnement pour lesquelles l'instabilité aéroélastique va apparaître ainsi que l'amplitude et la nature des mouvements vibratoires (flottement, cycles limites) afin, soit de les éviter, soit de mieux les contrôler. Cet outil pourra notamment profiter aux constructeurs de turbomachines soucieux des écoulements induisant des vibrations destructives et devant alors disposer d'outils d'analyse de plus en plus fins et précis dès le stade de conception.

Mots clés : *Interaction Fluide-Structure, Aéroélasticité, Instabilité, Compresseur axial, Ecoulement Instationnaire, Simulation Numérique, Aérodynamique, Navier-Stokes, Profil NACA, Turbomachine, CFD, UDF.*

Abstract

Within the frame of fluid-structure interaction, this thesis aims to study the global problematic of the numerical simulation of air (fluid) effects in the flow around axial compressor blade profiles. We are particularly interested by the occurrence of aeroelastic instabilities characterized by blade (structure) auto oscillations, as well as by the methodology to predict these instabilities based on the three main elements: a dynamic fluid code, a structure code and a coupling algorithm. The fluid flow is governed by the Navier-Stokes equations which are solved by mean of the Fluent software using finite volume method. The motion of the structure is taken into account via User Defined Functions (UDF) compiled to the main software. As the structure motion is considered rigid, we have carried out numerical simulations with bending or pitching forced motion (the blade profile has two degrees of freedom relatively to the flexion and torsion). To simulate the structure free motion in two dimensions, the motion kinematics was decomposed into two bending (two degrees of freedom) and a pitching (one degree of freedom). The whole simulation is based on a fluid structure partitioned procedure for interactive exchange information between the fluid and the structure. Two blade profiles, NACA 0012 and NACA 65-10%, are investigated at subsonic and transonic regimes. Several simulations have been performed and compared to those available in publications. Thus, the obtained results are quite promising, qualitatively and quantitatively as well. We have here developed a code allowing to determine precisely the operating conditions leading to aeroelastic instability as well as amplitude and the type of vibration (flutter; limit cycle oscillations), and then to either avoid their occurrence or to better control them. This informatics tool can notably benefit to turbomachinery manufacturers, concerned with fluid flow leading to destructive vibrations and who have then to dispose tools of analysis which have to be fine and precise from the conception stage.

Key words: *Fluid-Structure Interaction, Aeroelasticity, Instability, Axial Compressor, Unsteady Flow, Numerical Simulation, Aerodynamics, Navier-Stokes, NACA Airfoil, Turbomachine, CFD, UDF.*

Introduction

Les écoulements en turbomachines sont parmi les plus complexes rencontrés en mécanique des fluides. Tant la description géométrique du domaine fluide et les structures physiques de l'écoulement sont extrêmement compliquées [1].

Le fonctionnement et les performances des turbomachines, en général, sont influencés par différents processus physiques en forte interaction, comme la dynamique des fluides et la mécanique des structures. Aussi, pour augmenter le rendement de ces machines, une connaissance approfondie de ces phénomènes physiques, entrant en jeu dans les différentes étapes de fonctionnement, apparaît de plus en plus indispensable.

Sous certaines conditions aérodynamiques, un transfert d'énergie instationnaire peut s'établir entre l'écoulement et la structure, l'écoulement autour des aubes d'une turbomachine peut engendrer l'apparition de phénomènes aéroélastiques dynamiques dûs à l'interaction fluide-structure gouvernés par un couplage favorable entre d'une part, les forces élastiques et inertielles de la structure et d'autre part les forces aérodynamiques instationnaires. Ce phénomène aéroélastique se manifeste par des oscillations instables qui vont modifier à leur tour les formes aérodynamiques et produire une perturbation du nombre de Mach local qui introduit une variation des efforts aérodynamiques. Ce phénomène est caractérisé par l'absence de source d'excitation extérieure. Les amplitudes des oscillations peuvent s'amplifier c'est le flottement ou bien rester constantes au cours du temps c'est les oscillations de cycles limites.

Le couplage donc entre le fluide en écoulement et la structure en oscillation peut induire des instabilités vibratoires qui conduisent très rapidement les structures à leur ruine.

La maîtrise des conditions pour lesquelles on peut observer ces phénomènes constitue actuellement un axe de recherche important [2].

Une multitude de méthodes et de modèles sont utilisés pour résoudre l'interaction fluide-structure. Ceci révèle l'extrême complexité de ce type de problèmes, malgré l'ajout de certaines simplifications [3].

Pour traiter ces problèmes d'interaction fluide-structure on fait appel à deux disciplines de la mécanique : la mécanique des fluides et la mécanique des solides à travers les lois de la dynamique associées à ces deux domaines. Leur interaction est basée sur une procédure de couplage. La technique de couplage la plus rigoureuse consiste à considérer les domaines en présence à l'intérieur d'un même schéma numérique. A l'opposé, on rencontre couramment des couplages très faibles basés sur l'utilisation de calculs effectués indépendamment.

Avec le développement des codes de calcul en mécanique des fluides et l'augmentation des ressources informatiques, la simulation numérique devient une alternative intéressante et complémentaire pour l'étude des couplages fluide-structure.

Dans le cas d'un corps solide rigide, la cinématique de son mouvement peut être décomposée en une translation (deux ou trois degrés de liberté) et/ou une rotation (un ou trois degrés de liberté) suivant que le problème est plan ou tridimensionnel [4 à 10].

Le présent travail peut rentrer dans le cadre de la conception des turbomachines et contribuer à développer une "démarche intégrale" pour le dimensionnement et l'optimisation des machines de compression axiales dans la mesure où il permet de prévoir l'apparition de phénomènes vibratoires selon les conditions de fonctionnement et éviter ainsi un processus long et coûteux d'essais et de modification de profils. La notion de reproductibilité et la capacité à tester de nombreux paramètres sont des avantages qui font de la simulation numérique un outil adaptable, performant et le moins coûteux, dans le cadre de l'étude de ces phénomènes.

Les objectifs de cette thèse se résument comme suit:

1. Contribuer à la compréhension et à la maîtrise des écoulements internes par la détermination des caractéristiques de l'écoulement tels que la répartition de la pression autour de l'aube et la cinématique qui est représentée par le nombre de Mach et le champ des vitesses.
2. Valider un outil de calcul instationnaire adapté à la simulation d'écoulements dans les turbomachines et élargir le type de problèmes pouvant être résolus à partir de cet outil, notamment celui de l'interaction fluide-structure.
3. Mettre en équation le système couplé aéroélastique et fournir ainsi un outil de simulation du phénomène de aéroélasticité dans le domaine temporel permettant de prédire les modes de vibration et les niveaux de réponses de la structure ainsi que les niveaux d'énergie échangée entre le fluide et la structure.
4. Aider à la compréhension des phénomènes aérodynamiques, induits par les vibrations auto-entretenues des profils d'aubes, par l'analyse détaillée de l'écoulement instationnaire généré par celles-ci
5. Poser le problème de la stabilité du profil d'aube et définir ainsi une méthode numérique fiable permettant la détermination des conditions d'instabilité pour le système couplé et relier les conditions de fonctionnement telles que l'incidence, le nombre de Mach, le taux de pression et la vitesse de rotation des aubes à l'apparition de ces instabilités. Et pour pouvoir agir, et réduire de façon significative l'apparition de ces instabilités, il est également nécessaire de cerner les paramètres pouvant influencer sur son évolution.

L'ensemble du travail de cette thèse, auquel nous avons volontairement conféré un aspect "pédagogique" afin d'apporter une aide aux numériciens des fluides et des structures désireux de se tourner vers l'aéroélasticité, est retranscrit à travers six chapitres.

S'appuyant sur une analyse bibliographique, le premier chapitre a pour objectif de présenter une vue d'ensemble des instabilités aérodynamiques afin de comprendre quelles en sont les manifestations et les conséquences et de synthétiser par la suite l'ensemble des travaux réalisés jusqu'à ce jour sur le thème de ces instabilités dans les turbomachines. L'apport récent de la simulation numérique face au problème étudié est également mis en avant ; ce qui permet de mieux positionner l'apport de la thèse.

Dans le deuxième chapitre, une première partie s'attache à décrire et à positionner les principales sources d'instationnarité dans les turbomachines. La deuxième partie consiste à la modélisation des écoulements internes dans les turbomachines. Après avoir exposé les équations générales régissant ces écoulements et le modèle de turbulence à une équation de Spalart-Allmaras utilisé dans la présente étude, nous établissons le modèle bidimensionnel de l'écoulement aube à aube. Nous porterons enfin notre attention sur les définitions générales concernant les turbomachines et des notions d'aérodynamique utilisées dans le présent travail.

Le troisième chapitre est consacré à la formulation des équations régissant le mouvement de la structure à partir de l'application du principe des travaux virtuels ; nous avons aussi présenté le modèle discret de la structure dans un cadre éléments finis à travers une approximation pour le champ de déplacement de Rayleigh-Ritz. S'agissant de structure

pouvant être en rotation (aube de turbomachines) nous avons terminé ce chapitre par l'introduction des effets dus à la rotation de la structure dans les équations régissant son mouvement.

Une classification des problèmes aéroélastiques, en particulier dans les turbomachines, est établit dans le quatrième chapitre. Nous exposons aussi les différentes techniques de couplage temporel et spatial utilisées pour une résolution dans le domaine temporel.

La modélisation du système aéroélastique englobant les modélisations physique, numérique et informatique, est présentée. Nous avons aussi abordé une étude associée à la théorie de l'aéroélasticité et la formulation du couplage fluide-structure correspondante. L'accent sera tout d'abord mis sur une approche linéaire, qui une fois exposée ainsi que ses limites, sera étendue aux modèles non linéaires. Enfin, le critère de stabilité basé sur l'amortissement du système est introduit.

Les méthodes numériques de résolution des équations de Navier-Stokes présentes dans le code de calcul Fluent et celles utilisées pour la résolution de l'équation de mouvement de la structure sont rappelées dans le cinquième chapitre. Le code Fluent utilise la méthode des volumes finis. De nombreux schémas de discrétisation spatiale sont disponibles (centrés,

décentrés) ainsi que différentes méthodes d'intégration temporelle (implicites, explicites). Les différentes techniques de déformations de maillages aérodynamiques sont exposées. Dans notre étude la prise en compte de maillage mobile est effectuée grâce à la méthode à maillage dynamique introduite avec les équations de Navier-Stokes.

La capacité de l'outil numérique Fluent à prédire l'aérodynamique instationnaire de profil est démontrée dans le sixième chapitre. Pour cela des tests de validation numérique de modèle fluide proposé sont effectués et discutés. Ils concernent des écoulements autour du profil NACA 0012 habituellement utilisé en aérodynamique théorique et autour de profils utilisés dans des configurations standards.

Dans ce même chapitre nous décrivons la réalisation d'une simulation 2D de deux canaux d'un compresseur axial. Nous avons défini les paramètres physiques à prendre en compte, et justifié le choix des paramètres numériques. Les résultats obtenus sont ensuite analysés et comparés aux mesures. Différentes configurations sont testées et présentées dans ce même chapitre, afin de mettre en évidence l'effet des paramètres de fonctionnement tels que l'incidence, le nombre de Mach, le taux de pression et la vitesse de rotation des aubes sur la structure de l'écoulement ainsi que sur la stabilité du système aéroélastique. Un changement de la géométrie des canaux permet également d'étudier la relation qui lie la configuration géométrique de la machine à celle du régime instable. L'étude de ces différents paramètres permet de mieux cerner les mécanismes physiques relatifs à l'instabilité aéroélastique.

Le dernier chapitre apporte les conclusions ainsi que des perspectives de poursuite de ces études et d'ouverture pour de futures recherches.

Préambule

Cette section a pour ambition de décrire d'une manière générale les principales approches utilisées pour l'étude numérique des phénomènes aéroélastiques, désignés aussi par couplage fluide-structure. Bien que sommaire et ne prétendant nullement être complète, elle permet de proposer un cadre d'étude apportant à la fois une description des phénomènes physiques qui en sont à l'origine et un certain état de l'art des principales méthodes de calcul utilisées.

I. Généralités

Tout système évolutif est intimement lié au milieu qui l'environne. Il est ainsi pour tout phénomène naturel. Le couplage d'un fluide et d'une structure est un phénomène naturel qui traduit les effets de deux milieux continus de nature différente en action réciproque l'une de l'autre. Plus particulièrement étudié dans la seconde moitié du vingtième siècle aussi bien dans l'industrie que dans les laboratoires, ce sujet reste d'intérêt essentiel dans les avancées scientifiques et pratiques contemporaines.

Le couplage fluide-structure étudie l'interaction fluide structure, il s'intéresse au comportement d'un système constitué par deux entités mécaniques considérées comme distinctes : une structure (solide) fixe ou mobile, rigide ou déformable, et un fluide (en écoulement ou au repos) liquide ou gazeux, compressible ou incompressible, visqueux ou non visqueux s'écoulant autour, ou à l'intérieur de la structure [15].

L'évolution dans le temps de chacune des deux entités dépendant étroitement de celle de l'autre, un phénomène de couplage apparaît. Plus précisément, le mouvement de la structure est influencé par l'écoulement du fluide à travers les efforts transmis à l'interface, et réciproquement, le mouvement de la structure influence l'écoulement du fluide par les déplacements de l'interface qui entraîne le fluide dans son mouvement [15].

Le couplage s'effectue à l'interface par l'égalité des vitesses fluide et structure et par le principe d'action – réaction en particulier. Les domaines fluide et structure dépendent du temps et le problème est non linéaire.

Les domaines d'application du couplage fluide-structure sont très nombreux : effet du vent sur les ponts ou les grandes constructions, écoulement autour de corps immergé (sous-marin, coque de bateaux), écoulement autour des profils d'aile d'avions ou de turbomachines, déformation des vaisseaux sous l'effet des écoulements sanguins etc....

Globalement, on peut distinguer les phénomènes hydro élastiques (interaction fluide en phase liquide-structure) et les phénomènes aéroélastiques (interaction fluide en phase gazeuse-structure). L'hydro élasticité se rencontre le plus souvent dans le domaine biomédical (circulation sanguine) ou l'hydraulique (écoulement autour d'un navire). L'aéroélasticité possède, quant à elle, de nombreuses applications aussi bien dans le génie civil (ponts suspendus...) que dans les domaines aéronautiques et spatial (ailes d'avions, turbomachines, lanceurs spatiaux...).

Les efforts aéroélastiques sont donc les forces aérodynamiques, elles sont engendrées exclusivement par les déformations de la structure.

II. Instabilités aéroélastiques

Le couplage entre le fluide en écoulement et une structure peut induire des instabilités vibratoires qui conduisent très rapidement les structures à leur ruine. Il suffit pour cela qu'une portion infime de l'énergie cinétique contenue dans l'écoulement soit transférée à la structure [16]. On désigne couramment par "aéroélasticité" la discipline qui traite ces vibrations.

Les vibrations mécaniques apparaissent dans toutes les structures, construction de génie civil, machines et éléments de machines automobile, aéronautique etc... ; elles ont une influence non négligeable sur le fonctionnement et la durée de vie de ces structures.

Ces phénomènes vibratoires peuvent être classés en deux catégories :

1. le flottement qui se caractérise par l'absence de source d'excitation extérieure et par des fréquences de vibration proches des fréquences propres de la structure.
2. les excitations forcées en présence d'une source extérieure (par exp. des sillages) agissant à une certaine fréquence, la structure répandant sur cette fréquence.

Les instabilités dites de flottement peuvent endommager la structure concernée. En effet, il se peut, qu'à partir d'un seuil de vitesse du fluide, des mécanismes de couplage instables apparaissent, où une partie de l'énergie cinétique du fluide se transforme en énergie vibratoire de la structure.

L'une des manifestations les plus connues de l'aéroélasticité a été le flottement de torsion du pont de Tacoma en 1940 qui a conduit à sa rupture. L'instabilité semble ici trouver ses origines dans les forces de torsion consécutives aux détachements tourbillonnaires périodiques. Mais c'est en aéronautique que les problèmes se posent avec le plus d'acuité. La divergence (mouvements divergents apériodiques) et le flottement (mouvements pseudo-périodiques) ont été à l'origine de nombreux accidents dès le début de l'aviation. La divergence et le rôle de la rigidité de la structure ont été identifiées très tôt, mais la nature du flottement n'a été bien comprise que pendant la première guerre mondiale [17]; notamment par F.W.Lanchester qui semble avoir été le premier, en 1916, à identifier le flottement comme une vibration auto-excitée [18].

Dans le domaine de l'aéronautique, on peut citer l'accident du chasseur « F117 » lors d'une rencontre aérienne en 1997 aux Etats-Unis. L'origine de cet accident a été attribuée au flottement d'un aileron, problème générique de cet avion qui semblait pourtant avoir été résolu par le renforcement des structures.

Les phénomènes vibratoires sont aussi fréquemment à l'origine des incidents mécaniques rencontrés sur les turbomachines [19]. Il est donc très important de pouvoir prévoir l'apparition de ces phénomènes à un stade avancé de la conception pour ainsi éviter un processus long et coûteux d'essais et de modification de profils.

III. Intérêt de l'étude de l'interaction fluide-structure

L'appréhension de la complexité multi physique de certains phénomènes constitue un défi important pour la recherche et l'industrie. Celle-ci a d'ailleurs de plus en plus recours à l'outil informatique pour modéliser ces phénomènes.

Parmi les défis présents et futurs, il y'a l'aérodynamique qui est un sujet fondamental où l'interaction fluide- structure est l'un des éléments clés.

Bien que le couplage puisse dans bien des cas être négligé et ainsi grandement simplifier l'étude numérique de son comportement, il ne peut toujours pas être justifié. Une rapide étude bibliographique montre qu'en général ce sont des critères de sûreté qui sont à l'origine du développement des méthodes actuelles de calcul et de l'intérêt qu'y porte l'ingénieur. De plus, l'évolution actuelle des calculateurs est telle qu'elle permet de rendre les critères de sûreté et d'efficacité de plus en plus exigeants. Citons notamment :

1. La sécurité d'une enceinte nucléaire avec le couplage entre la structure de l'enceinte et le comportement du fluide qui y circule. Ce thème fut amplement exposé dans la référence [20] où les auteurs s'interrogent sur la réponse de l'enceinte face à une onde de choc au sein du fluide ou suite à un comportement périodique de ce dernier.
2. Le domaine de l'aéronautique est aussi un sujet bien spécifique avec l'apparition notamment, pour des vitesses critiques, du phénomène de flottement (flutter) [21] qui se traduit par une instabilité pouvant mener à l'endommagement voire la destruction de la structure. Les conditions de vol transsoniques sont aussi à la base de nombreux problèmes de conception, la plupart des avions évoluant aujourd'hui dans cette gamme de vol en dehors de conditions de vol critiques, la flexibilité d'une structure en vol requiert la prise en compte de l'interaction mutuelle entre les deux domaines.
3. Nous pouvons aussi citer l'interaction omniprésente pour une structure architecturale placée dans le lit du vent citant pour exemple, la fin tragique du fameux "Tacoma Narrows Bridge" en 1947 [22, 23].
4. Bien que la liste soit exhaustive, nous citerons enfin la médecine, qui elle aussi, présente toutes les caractéristiques nécessaires à la prise en compte de ce couplage [24], un dense réseau dédié à la circulation sanguine constituée d'artères et de veines aux parois souples et déformables. Le cœur, formidable pompe à l'origine des mouvements du fluide sanguin, en est un parfait exemple.

En dehors de ce souci constant de sécurité, on voit apparaître des études de couplage liées au concept d'optimisation comme la recherche de la forme optimale d'une voile de bateau par exemple [25]. Pour les domaines de l'aéronautique et de l'astronautique, rigidifier suffisamment la structure est un moyen d'éviter les problèmes de couplage. Malheureusement, cette approche est incompatible avec les contraintes de coût, de poids (fusée avec une charge utile affaiblie), etc.... [26].

IV. Simulation numérique de l'interaction fluide-structure

Avant l'avènement du calcul scientifique, les interactions fluide-structure étaient étudiées exclusivement de manière expérimentale, dans des configurations particulières. Ces méthodes demeurent extrêmement coûteuses à mettre en œuvre, la construction d'une maquette demande le respect des échelles réelles du phénomène, et dans les cas destructifs, plusieurs maquettes doivent être construites pour explorer le domaine de sûreté de la structure [27, 28].

A la fin des années 80, les codes de calcul disciplinaires sont devenus des outils couramment utilisés. A partir des années 90, des besoins de plus en plus importants en

matière d'études pluridisciplinaires ont été exprimés : interaction entre le réseau de transport électrique et les tranches de production d'énergie, interaction fluide structure, calculs de contraintes mécaniques d'origine thermique... Ces études nécessitent de réaliser des simulations numériques intégrant des couplages entre différentes disciplines.

De nombreuses études à la fois expérimentales et numériques sont menées pour mieux comprendre et prévoir les phénomènes de couplage [29].

Nombreux sont les laboratoires de recherche à commencer à s'intéresser à ces simulations numériques innovantes. Pour s'en convaincre, il suffit, par exemple, de consulter les travaux que l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique) a menés, en collaboration avec plusieurs laboratoires du CNRS, sur le thème du "calcul réparti et couplage d'applications multi physiques" [30]. Les applications traitées dans le cadre de ces travaux européens concernaient des disciplines très variées. En effet, on peut citer les sciences de l'environnement (couplage entre les cycles hydrologiques et atmosphériques), la combustion turbulente (couplage entre le rayonnement et la combustion), l'astrophysique (couplage entre la dynamique gravitationnelle de la matière noire et la dynamique dissipative du gaz baryonique résultant des chocs hydrodynamiques...) ou encore la mécanique (couplage fluide-structure).

Les méthodes numériques (sans exclure les procédés expérimentaux) permettent une description très fine des phénomènes grâce à, l'accès immédiat à de nombreuses informations qu'il est difficile d'obtenir par l'expérience, telles que le champ de vitesses et pression sur la totalité du domaine. Le calcul numérique permet de faire varier, à moindre coût, une gamme de paramètres déterminants pour la conception du système en question : géométrie de la structure, vitesse de l'écoulement, etc. Ainsi une prédiction paramétrique des instabilités avec cette dernière approche est envisageable.

Depuis environ dix ans, la simulation numérique des problèmes couplés (multi physiques) connaît un essor constant. Deux facteurs peuvent expliquer cette évolution :

1. Les succès, aussi bien passés que présents, de la simulation numérique en général. Les numériciens ont développé, au fil des années, des codes de calcul de plus en plus complexes pour décrire des problèmes physiques spécifiques. Certains cherchent maintenant à étendre le domaine d'application de ces outils en prenant en compte les interférences entre le milieu étudié et son environnement.
2. Le progrès et l'accroissement de performances des calculateurs et techniques de parallélisation de calculs.

Les simulations numériques en aéroélasticité ont beaucoup avancé ces dernières années. Certains calculs sont menés maintenant avec des modèles complexes tridimensionnels pour le fluide et la structure [29].

Cependant devant la réalisation, la complexité et le coût des tests expérimentaux, la simulation numérique du couplage fluide structure est indispensable afin d'essayer de prévoir, de comprendre et d'améliorer la qualité ou le rendement de ses phénomènes physiques. Pour atteindre cet objectif une phase de modélisation de ces systèmes physiques est nécessaire.

C'est néanmoins la pertinence d'approche et la consistance avec le système physique de départ qui permettra de choisir le modèle le plus adapté.

Il est inutile de rappeler la complexité des écoulements ; écoulements turbulents fortement compressibles, discontinuités multiples, réflexions régulières ou singulières de choc, décollements turbulents libres ou restreints, zones de recirculation, couches de mélange etc... De même, la mécanique des structures fait intervenir de nombreux concepts comme la

plasticité, les non linéarités géométriques ou de contact. A cela viennent s'ajouter des difficultés spécifiques (physiques et numériques) aux simulations aéroélastiques elles mêmes. En effet, les sollicitations exercées par le fluide peuvent modifier les fréquences de vibration de la structure (coalescence de modes...), les échelles caractéristiques du fluide et de la structure peuvent différer de plusieurs ordres de grandeur..., ce qui rend difficile la résolution numérique du problème. Il convient donc de simplifier l'analyse du couplage fluide- structure.

Un modèle même simplifié doit permettre d'approcher qualitativement le système physique qu'il est sensé représenter. Pour cela des choix ad hoc sont évidemment nécessaire [31], d'une part pour le fluide qu'il soit Newtonien ou non ; visqueux ou parfait ; compressible ou incompressible et d'autre part, pour la structure qu'elle soit rigide ; élastique ou hyper élastique, mono ; bi ou tridimensionnelle, que ce soit une poutre ; une plaque ou une coque. Vient ensuite la partie de couplage entre ces modèles, l'interaction doit permettre la traduction des échanges des efforts et de la cinétique du système global.

Sur le graphique de la figure I.1 ont été regroupés les "ingrédients" de base qui permettent de concevoir un modèle de couplage fluide-structure, allant des plus simples (en général dédiés à une application particulière) aux plus généraux. Ceci constitue un portrait sommaire de l'approche des techniques de couplage fluide-structure bien d'un point de vue théorique que numérique. Il ne prétend nullement être complet tant les publications à son sujet sont nombreuses. Cependant, il permet une première classification sur l'utilisation de telle ou telle méthode, le choix devant plutôt être conduit par le problème lui-même et les hypothèses simplificatrices justifiables ou non s'y rattachant.

A ce tableau s'ajoute le choix d'une technique de discrétisation spatiale. Quatre tendances se détachent aujourd'hui : les différences finies, les volumes finis, les éléments finis et les méthodes spectrales.

Aujourd'hui, pour les calculs de structure, la méthode des éléments finis est de loin la plus performante et la plus adaptée. Elle propose un vaste choix de techniques de résolution robustes, performantes et précises [26].

Concernant les calculs d'écoulements, la méthode des volumes finis est actuellement la plus développée et répondue et ce essentiellement pour ce qui touche à la turbulence ou à la combustion. Pour le reste, volumes finis et éléments finis sont à peu près équivalents.

Il semblerait que le choix d'une méthode mixte privilégiant les volumes finis pour le traitement des termes convectifs et les éléments finis pour les termes diffusifs soit le meilleur compromis [26].

De plus, au sein d'une technique de résolution, le choix doit ensuite se porter sur les algorithmes de résolution surtout lorsque le système à résoudre s'avère non linéaire. Le choix étant vaste, il ne sera pas détaillé ici.

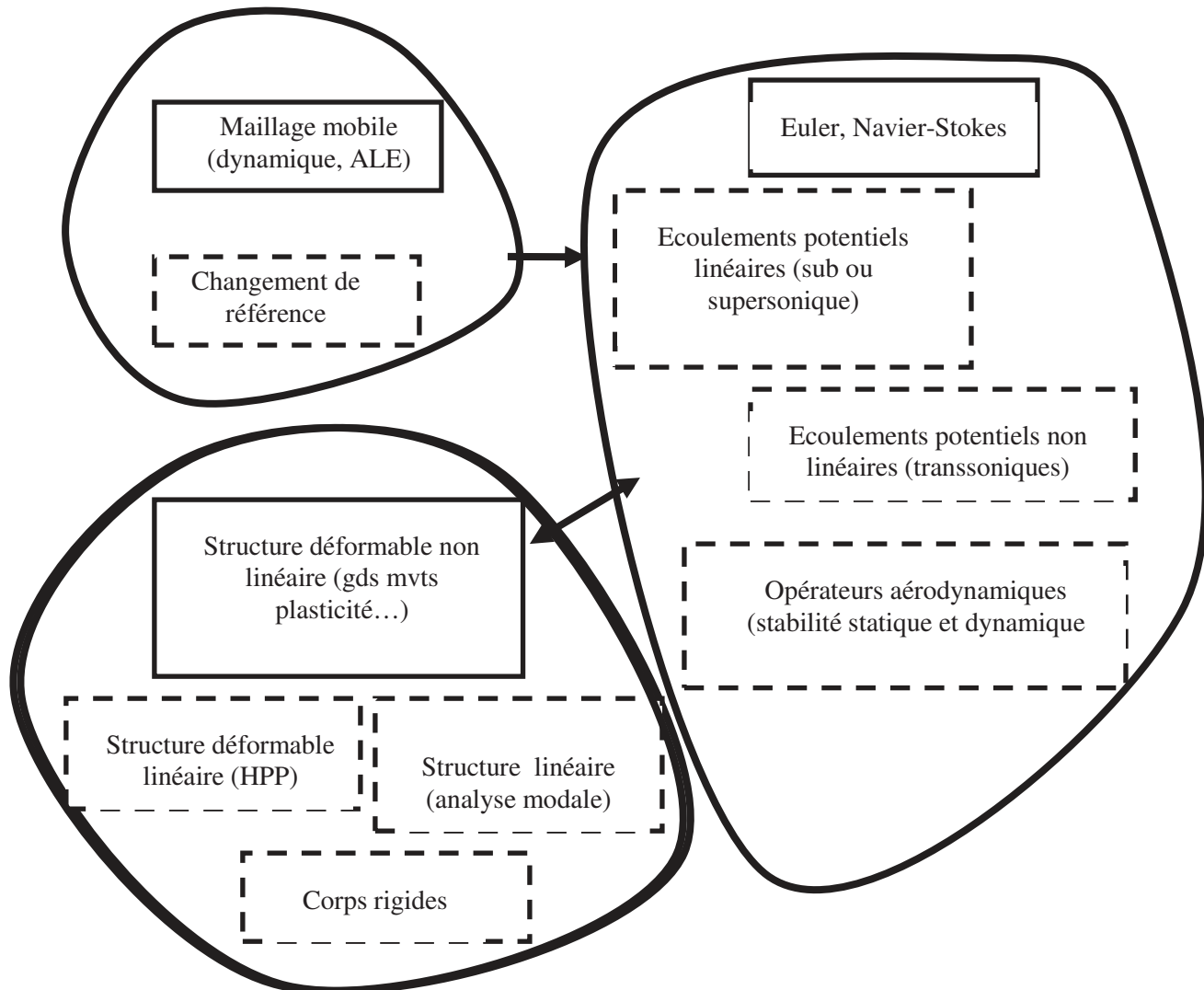


Figure I.1 : Vue d'ensemble des "ingrédients" du couplage [26]

V. Couplage fluide-structure

L'étude numérique du couplage entre une structure et le fluide qui le contourne peut présenter différents degrés de couplage selon les non linéarités en jeu. Ces dernières peuvent être d'origine physique (phénomènes en présence) ou géométriques. Le cas extrême correspondant à la technique de couplage la plus rigoureuse consiste à considérer les deux systèmes physiques en un seul et de le résoudre [26]. Il constitue un couplage numérique dit "fort". Dans ce couplage les équations des deux milieux sont parfaitement

liées et sont résolues en simultanée. Les deux codes s'échangent mutuellement des informations éventuellement plusieurs fois lors d'un pas de temps.

Ce type de couplage, développé dans le cadre de l'aéroélasticité, présente des inconvénients majeurs : il demande la mise en place d'outils lourds, très spécifiques et peu souples.

Au contraire de son différent dit couplage "faible" qui revient à maintenir isolé chaque système se limitant à définir sur les frontières qui leur sont communes, des variables elles aussi communes. Les équations de base dans les deux milieux solide et fluide sont résolues de manière découplée et en échangeant séquentiellement les données à l'interface. Les deux systèmes restent donc indépendants et seules les données sont échangées. Les deux codes s'échangent unilatéralement des informations lors d'un pas de temps.

Le niveau de complexité des programmes des deux systèmes rend peu opérationnels les échanges dynamiques massifs de données.

Ce type de couplage peut présenter un risque de pertes d'information. Cependant, lorsqu'il est traité avec suffisamment de précision, il présente des avantages majeurs. Tout d'abord, il permet d'utiliser des modèles existants, validés et bénéficiant de l'expérience des spécialistes des différentes disciplines. Ensuite, il conduit à des outils généraux et évolutifs puisque le remplacement ou l'ajout de modèles peut se faire sans changements lourds [32].

VI. Nature des écoulements dans les turbomachines

Il est bien connu que l'écoulement dans une roue de turbomachine est extrêmement complexe, en particulier dans un environnement multi étagé. Ceci est schématisé sur la *figure 1.2*, où l'on peut connaître, dans le cas d'un compresseur axial, les composantes suivantes: une surface de choc quand l'écoulement incident est supersonique ; les écoulements secondaires ; les tourbillons dues aux jeux ; les tourbillons de coins, en pied et en tête des aubages ; les couches limites pariétales. De plus, dans une configuration multi étage l'écoulement perd progressivement de son uniformité au fur et à mesure que l'on progresse dans la direction de l'écoulement [33]. L'écoulement est alors de nature instationnaire, tridimensionnel et turbulent.

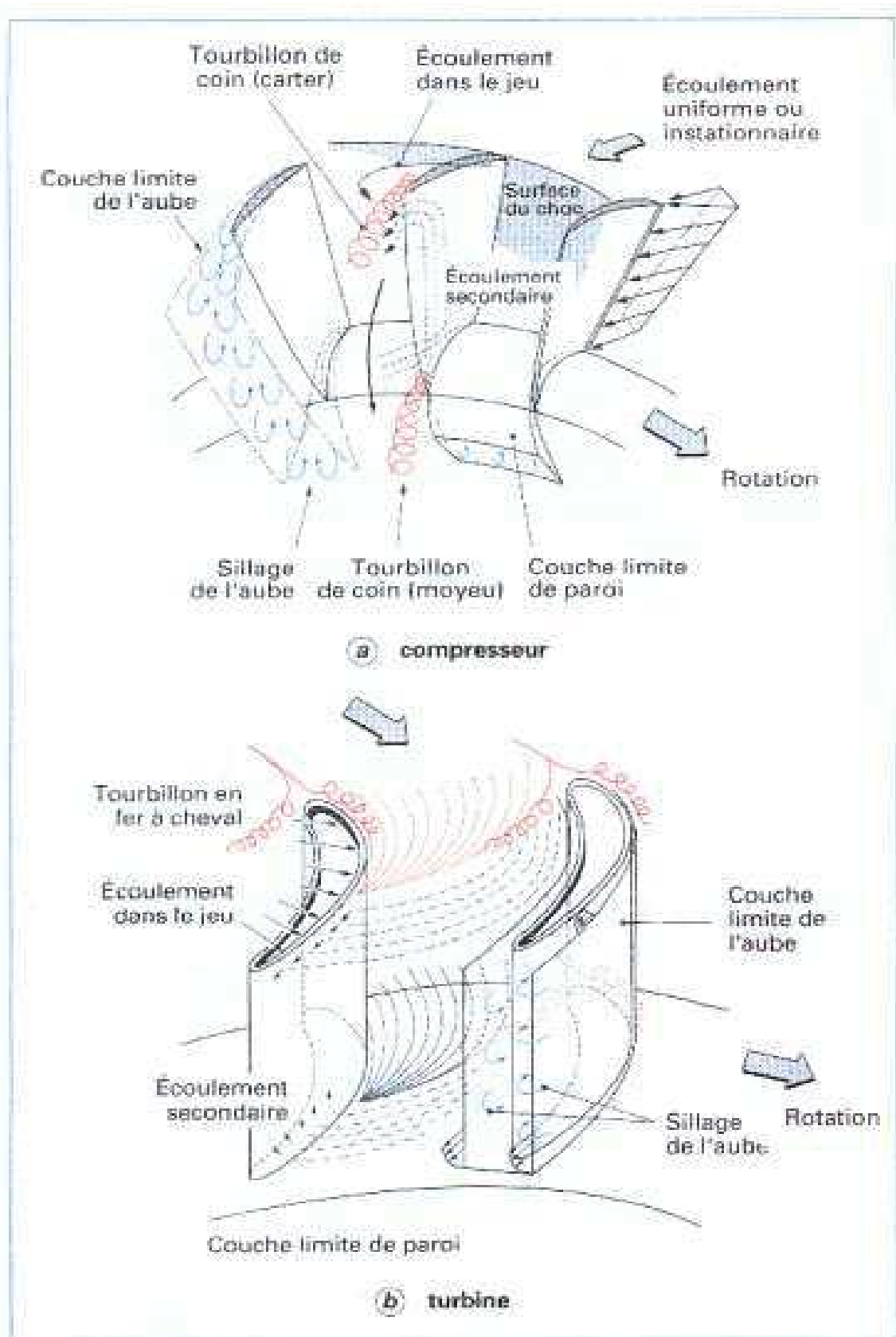


Figure I.2 : Représentation schématique des principaux phénomènes de l'écoulement dans un rotor de compresseur axial et de turbine [34]

VII. Flottement et oscillations de cycle limite dans les turbomachines

Les sources d'instationnarité rencontrées dans les turbomachines sont multiples. Tout d'abord, nous distinguerons les instationnarités périodiques des instationnarités non périodiques. Dans ce dernier cas, il s'agit de phénomènes liés aux régimes transitoires de la machine (arrêt, démarrage...), ou encore dus à la nature chaotique de l'écoulement turbulent. Les phénomènes instationnaires périodiques se divisent également en deux catégories : ceux corrélés avec la vitesse de rotation de la machine et ceux décorrélés avec la vitesse de rotation, tels que les lâchers tourbillonnaires des bords de fuites des aubes, le décrochage tournant, le pompage, ou encore le flottement aéroélastique [35].

Les instabilités de flottement sont des instabilités aéroélastiques d'un système couplé fluide-structure. Les oscillations de la structure sont induites par l'interaction entre l'écoulement et les modes élastiques de la structure. Les deux types de flottement le plus souvent cités dans la littérature sont d'une part le flottement de décrochage (stall flutter) qui se produit quand il y a séparation de l'écoulement du profil. Le décollement du flux entraîne alors des réactions aérodynamiques non linéaires par rapport au mouvement de la structure. En ce qui concerne les ailes d'avions, une séparation se produit notamment pour des angles d'incidences importants. Le deuxième type de flottement est le flottement bimode (coalescence flutter) qui est lié à l'existence de deux fréquences propres voisines, en général les modes de flexion et de torsion, qui sont mises en coïncidence pour une certaine gamme de vitesses de l'écoulement. Contrairement au flottement de décrochage, le flottement bimode peut se produire même pour des angles d'incidence faibles.

L'étude des systèmes structure- fluide en écoulement est d'une grande importance pratique , en effet l'écoulement étant un réservoir d'énergie, des instabilités sont possible, conduisant souvent à des niveaux vibratoires dangereux .

Le phénomène de flottement et l'influence que peuvent avoir des non linéarités structurales sur ce dernier ont été mis en évidence par un grand nombre d'auteurs. Ces travaux concernent aussi bien l'aspect théorique que des études expérimentales [36].

Si l'on prend en compte des non linéarités d'origine structurale ou aérodynamique, le comportement dynamique du système couplé est plus complexe. Au lieu d'un départ directement en flottement, on peut observer des oscillations périodiques pour une certaine gamme de valeurs de paramètres. Ces oscillations sont appelées les oscillations de cycles limites (LCO comme *Limit Cycle Oscillations*). Les méthodes classiques basées sur l'utilisation de méthodes linéarisées pour le fluide ne sont pas en mesure de prévoir l'amplitude des LCOs et leurs apparitions. Ceci est logique dès que les LCOs sont provoquées par les non-linéarités du fluide. De plus, la plupart des méthodes de résolution classique du flottement sont basées sur une approche fréquentielle alors que la résolution des systèmes non-linéaires nécessite une résolution dans le domaine temporel.

Même si la dangerosité des cycles limites est moindre, le vieillissement prématuré des structures nécessite leur prédiction. Seule une simulation directe temporelle peut être utilisée pour la prédiction des LCOs. De plus, l'aérodynamique transsonique est fortement pilotée par les effets visqueux et il est préférable alors d'utiliser des méthodes aérodynamiques résolvant les équations de Navier-Stokes.

VIII. Résolution des écoulements en turbomachines

Comme l'aéroélasticité s'occupe de l'interaction entre la dynamique de la structure et l'aérodynamique, dans le contexte des turbomachines, les modèles développés doivent décrire avec précision les déformations des aubes ainsi que l'écoulement dans ces machines.

Quoique la dynamique de la structure puisse être bien représentée par une analyse linéaire, il est généralement convenu que les effets aérodynamiques instationnaires sont extrêmement complexes. Au moins il faut modéliser quelques détails de l'écoulement comme les efforts des aubes, la viscosité, les conditions aux limites pour obtenir une analyse réaliste. Une meilleure compréhension des phénomènes physiques est essentielle pour améliorer les performances et la conception des turbomachines modernes.

La plupart des techniques de dessins actuelles sont basées sur une analyse aérodynamique stationnaire, alors qu'une turbomachine génère un écoulement hautement 3-D, instationnaire et périodique en temps. Il devient donc important de pouvoir évaluer le plus précisément possible l'influence des instationnarités périodiques, notamment sur la génération des pertes, et d'étendre les techniques de conception de manière à prendre en compte les phénomènes instationnaires. Les simulations numériques instationnaires se placent donc comme un outil prometteur pour la conception de turbomachines performantes, à condition toutefois d'être d'un coût de calcul abordable [35].

Au cours des dernières années, le développement des moyens informatiques accompagné par la réduction des temps de calculs et des coûts, ont permis de mieux connaître la structure fine des écoulements en turbomachines, d'approcher de façon plus approfondie les processus physiques qui gouvernent leur fonctionnement et d'analyser, avec une précision accrue, les phénomènes internes. Pour ce faire, la solution idéale est la résolution des équations de Navier-Stokes tenant compte du caractère tridimensionnel, instationnaire et visqueux de l'écoulement. Cependant, cette modélisation est mal adaptée au stade de dimensionnement d'une machine. Confronté à ces problèmes, le souci de la majorité des constructeurs de turbomachines est de disposer d'outils de conception et d'analyse rapide suffisamment précis. Ces outils doivent donc opérer avec des modèles moins sophistiqués en décomposant l'écoulement tridimensionnel en deux écoulements bidimensionnels, permettant à la fois une précision suffisante et une réduction importante des délais des coûts de développement.

L'un des objectifs du groupe thématique GT1 du LEMFI (Laboratoire d'Energétique et Mécanique des Fluides Interne de l'école Nationale Supérieure d'Arts et de Métiers de Paris) « Analyse et conception des turbomachines » est le développement de codes rapides, précis, expérimentalement validés et utilisables sur PC pour satisfaire les exigences de ce type de constructeurs.

Dans ce cadre, depuis vingt ans, les codes développés par le GT1 permettaient, à partir du cahier des charges (hauteur, débit et vitesse de rotation) fourni par le constructeur, d'obtenir à la fois la géométrie de la machine et ses caractéristiques globales à savoir : déflexion, hauteur, pertes et rendement en fonction du débit. Ces calculs répondent aux divers critères de dimensionnement et d'analyse. Selon ses actions spécifiques, ces codes sont destinés aussi bien au dimensionnement et à l'analyse des machines classiques axiales, centrifuges et mixtes. Ces codes validés, la politique du groupe s'est orientée vers le développement d'outils d'analyse plus fine de l'écoulement interne dans les turbomachines. Ces outils tiennent donc compte de la décomposition de l'écoulement 3D et traitent soit l'écoulement aube à aube soit l'écoulement méridien [37].

VIII.1 Approches linéaire et non linéaire

Actuellement il existe deux approches distinctes pour la résolution des écoulements instationnaires dans les turbomachines. La première est l'approche linéaire (time linearized approach) et la seconde est l'approche non linéaire (the non linear time marching approach).

Plusieurs recherches ont été dirigées pour la résolution des équations non linéaires d'Euler et de Navier-Stokes. Les tentatives de résolution de ces équations ont été réussies mais à des coûts prohibitifs. Les méthodes non linéaires demandent beaucoup de temps de calcul et de moyens comparées aux méthodes linéaires. Cet inconvénient a empêché la possibilité d'utiliser ces méthodes non linéaires dans le processus de la conception des turbomachines. Au cours des dernières années beaucoup d'analyses des écoulements basées sur l'approche linéaire ont été développées pour le calcul des écoulements instationnaires dans les grilles d'aubes et spécialement les écoulements instationnaires qui sont produits par le phénomène de flottement.

Les premières méthodes linéaires développées par Verdon et Caspar [38] étaient basées sur l'hypothèse de l'écoulement potentiel en deux dimensions. Donc ces méthodes n'étaient pas appropriées pour les écoulements transsoniques avec chocs importants.

Lorsqu'on se place dans un cadre simplifié linéaire, l'analyse du système couplé prédit que, en présence de petites perturbations et pour une certaine valeur critique d'un paramètre caractéristique de l'écoulement, l'amplitude des oscillations croît exponentiellement. Le système subit alors une instabilité appelée flottement conduisant à sa rupture. Remarquons que le paramètre caractéristique de l'écoulement généralement choisi est la vitesse de l'écoulement en amont ou la pression totale. D'un point de vue mathématique, et toujours en se plaçant dans un cadre linéaire, les mouvements du système couplé sont solution d'un système différentiel linéaire. Dans ce contexte, le flottement apparaît quand la plus grande partie réelle d'une valeur propre de ce système dynamique (auparavant négative) devient positive.

Dans les années 30, les premiers modèles mathématiques destinés aux calculs de réponses aérodynamiques instationnaires ont été introduits par Wagner [39], Küssner [40] et Theodorsen [41]. Ils développèrent des méthodes permettant le calcul des forces aérodynamiques pour un profil bidimensionnel dans un écoulement incompressible subsonique. Ces méthodes, qui s'appuient sur l'utilisation de fonctions indicielles, permettent de calculer les forces aérodynamiques dans le domaine fréquentiel d'un profil soumis à une rafale discrète (fonction de Wagner [39]), à un saut unitaire de l'angle d'attaque (fonction de Küssner [40]) ainsi que pour un profil soumis à un mouvement sinusoïdal (fonction de Theodorsen [41]). L'analyse de la stabilité est généralement effectuée dans le domaine fréquentiel, Breitbach [42] a été parmi les premiers dans les années 70 à introduire des non linéarités structurales dans ces modèles.

Hall et Grawly [43], Hall et Clarck [44] et Holmes et Chuang [45] ont traité les équations d'Euler en deux dimensions suivis par les travaux de Hall et Lorence [46] qui ont développé le modèle d'Euler en trois dimensions.

Au cours de travaux récents Clarck et Hall [47] ont utilisé l'approche de linéarisation des équations de Navier-Stokes pour analyser les écoulements visqueux instationnaires dans les grilles d'aubes mais leur travail était limité aux écoulements laminaires.

Holmes et Lorence [48] ont présentés une analyse des équations de Navier-Stokes en trois dimensions avec un modèle de turbulence $k-\omega$.

Récemment Clark et Hall [49] ont appliqué la technique de linéarisation pour les équations de Navier-Stokes moyennées en deux dimensions pour analyser l'écoulement visqueux instationnaire résultant des vibrations des aubes d'une grille de ventilateur en mode de

torsion. Suite aux travaux qui ont été réalisés et aux résultats qui ont été obtenus par les chercheurs cités dans la littérature on peut conclure que la méthode linéaire est très efficace pour analyser un écoulement instationnaire, dans une turbomachine, dont l'instationnarité est due aux mouvements des aubes. Le seul inconvénient de cette méthode est le fait qu'elle soit limitée aux excitations de faibles amplitudes [50].

Des études plus récentes concernent la prise en compte de non-linéarités structurales et aérodynamiques dans un écoulement transsonique. Dans les références [51, 52] et plus récemment dans la référence [53], les calculs sont effectués pour un profil 2D en utilisant les équations d'Euler. Dans ces approches on néglige la viscosité et par conséquent, les résultats ainsi obtenus ne permettent pas de prendre en compte la couche limite ou encore de décrire le cas où un décollement de l'écoulement a lieu.

IX. Méthodes d'analyse des instabilités aéroélastiques

Les techniques actuelles pour la détection des instabilités en interaction fluide-structure rentrent dans deux catégories bien différenciées [54]. On peut situer, dans une première catégorie, les méthodes d'analyse instationnaires des phénomènes aéroélastiques. Il s'agit de résoudre le problème instationnaire couplé fluide-structure en prenant comme donnée initiale un mode structural associé à l'instabilité, ou à défaut, une combinaison des modes plus représentatifs du mouvement de la structure. Puis une analyse de l'amortissement du déplacement de la structure permettra de conclure sur la stabilité ou l'instabilité du système. Ces méthodes, pouvant devenir inabordables en temps de calcul, permettent d'utiliser des codes de calcul fluide-structure évolués et précis. Ce type de méthodes ne sera pas abordé dans cette thèse. Dans une deuxième catégorie on peut classer les méthodes de recherche de conditions d'instabilités. Il s'agit de déterminer pour une gamme précise de paramètres (vitesse de l'écoulement, géométrie, etc.) les conditions dans lesquelles le système est prédisposé à être instable. En se plaçant dans un cadre linéaire, le problème se réduit à la détermination des fréquences propres de vibration du système couplé autour d'une configuration d'équilibre donnée. L'étude de l'amortissement (partie réelle de la fréquence complexe) permet alors de conclure sur la stabilité ou l'instabilité de l'état d'équilibre en considération. Plus précisément, si l'amortissement est positif les déformations de la structure seront amorties ; par contre si l'amortissement est négatif, les oscillations vont s'amplifier et le système devient instable. Le problème consiste alors en la détermination des fréquences de plus petite partie réelle [54].

Dépendant du cas étudié (tablier de pont, aile d'avion, faisceau tubulaire, aube de turbomachine, tuyau sous écoulement axial, etc...) la structure est modélisée comme un corps rigide ou comme un corps déformable. Ce choix est caractérisé par le type de mouvement jugé plus représentatif du phénomène en question. En ce sens, dans le cas déformable, le mouvement de la structure est généralement représenté par un petit nombre de déformées modales associées aux petites fréquences ou faibles amortissements (plus susceptibles d'être « excitées »).

Après un calcul préliminaire des modes de vibrations de la structure d'intérêt, une première approche consiste à simplifier le problème couplé, en supposant que la réponse du fluide aux mouvements de la structure, peut être « condensée » à partir d'un développement caractérisé par des matrices de masse, d'amortissement et de rigidité dits « ajoutées » voir référence [28]. L'obtention de ces matrices « ajoutées » demande des calculs

aérodynamiques stationnaires et instationnaires non linéaires associés aux déplacements modaux en question. La détermination des fréquences propres du système se réduit ainsi à

la résolution d'un problème spectral matriciel quadratique, dont la taille est donnée par le nombre de modes structuraux fixés au départ.

Une deuxième approche plus générale, consiste à condenser l'effet du fluide sans aucune hypothèse sur la réponse [55]. Ceci conduit, par contre, à un problème aux valeurs propres non linéaire qui est souvent résolu par une méthode de double balayage: le premier sur les modes pris en considération et le deuxième sur la vitesse aérodynamique. Cette méthode demande des résolutions aérodynamiques linéarisées associés à des mouvements sinusoïdaux de l'interface pour des nombreuses fréquences. Des méthodes d'interpolation linéaire ou de représentation par des fractions rationnelles de la réponse, permettent de réduire le nombre d'appels au solveur fluide linéarisé.

Même si cette dernière méthode n'impose aucune expression particulière sur la réponse de fluide, elle demande la résolution d'un problème aux valeurs propres non linéaire, dont les solutions obtenues par la méthode de double balayage ne correspondent pas forcément aux fréquences de plus petite partie réelle. En d'autres mots la méthode peut ne pas fournir les « pires » amortissements du système.

La méthode de calcul développée et proposée, est basée sur un concept relativement simple. Partant du constat que chaque domaine fluide et structure, ayant développé à ce jour des outils performants qui lui sont propres, la manière la plus simple de les coupler est alors d'établir un dialogue entre les deux domaines pour permettre une remise à jour régulière des données communes. Ces données seront pour la structure, les sollicitations surfaciques comme la pression par exemple. Quand au fluide, il s'agira de la position actuelle des parois flexibles qui l'entourent ainsi que leurs vitesses. Par analogie à un dialogue oral où des personnes parlent successivement, les codes échangent leurs données de la même manière. Le couplage entre codes fluide et structure se fait de la façon suivante: on calcule dans un premier temps, les chargements fluides exercés sur la structure. Ensuite ce chargement est utilisé pour le calcul mécanique et on en déduit le déplacement de la structure utilisé comme condition limite du calcul fluide à l'itération suivante. Toutefois la gestion des conditions limites en particulier pour la prise en compte de parois mobiles avec des écoulements turbulents reste un problème complexe [15].

Cependant, différentes approches existent pour simuler le comportement de la structure et dépendent du type de problème. On peut considérer de petits déplacements dans le cas d'un solide élastique subissant des vibrations de faible amplitude [56 à 61] ou lorsque l'on résout des problèmes de profil d'aile NACA en aérodynamique [62 à 67].

I. INTRODUCTION AUX TURBOMACHINES

Le mot « turbomachine » est généralement utilisé pour les machines tournantes qui transforment l'énergie d'un fluide. Une turbomachine est un ensemble mécanique de révolution comportant une ou plusieurs roues mobiles munies d'aubes, formant des canaux au travers desquels un fluide s'écoule. L'échange d'énergie s'effectue dans le rotor et résulte du travail des forces aérodynamiques exercées sur les aubes par le fluide.

Un premier classement naturel des turbomachines est fait à partir de la nature du fluide utilisé. Selon ce critère, elles peuvent appartenir à deux groupes : les machines à fluides incompressibles telles que les pompes, les ventilateurs et les machines à fluides compressibles, dont les compresseurs.

On distingue les compresseurs axiaux (fig. II.1a) et les compresseurs centrifuges (fig. II.1b). Dans la suite de ce travail, seul le cas du compresseur axial est considéré.

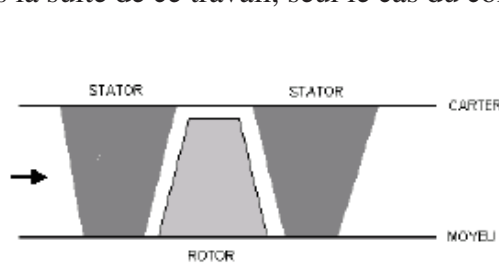


Figure II.1a : Schéma de principe d'un compresseur axial [68]

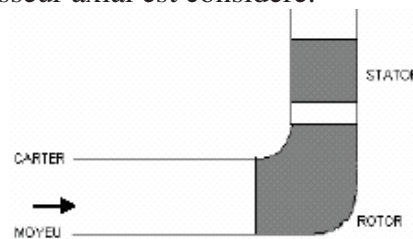


Figure II.1b : Schéma de principe d'un compresseur centrifuge [68]

Les turbomachines sont employées dans de nombreux secteurs et couvrent une gamme d'applications très large. Ces machines sont au cœur de nombreux processus industriels, comme la production d'énergie thermique et nucléaire, la propulsion aéronautique et spatiale ou encore l'automobile et la distribution d'eau,... Une bonne compréhension des écoulements dans ces machines est indispensable pour accroître leurs performances et diminuer leur coût d'exploitation.

Les écoulements dans les turbomachines sont caractérisés par quatre aspects essentiels [33, 70], qui sont : la tridimensionnalité, la viscosité, l'instationnarité (même en régime stationnaire) et les transferts thermiques.

L'instationnarité dont les origines sont multiples, est un phénomène inhérent aux écoulements. La figure II.2 présente un classement des principaux phénomènes instationnaires qu'on peut rencontrer dans les turbomachines, suivant leur origine. Cette classification a été aussi proposée par S. Callot dans le cas d'un compresseur.

Tout d'abord, nous distinguerons les instationnarités périodiques des instationnarités non périodiques. Dans ce dernier cas, il s'agit de phénomènes liés aux régimes transitoires de la machine (arrêt, démarrage...), ou encore dus à la nature chaotique de l'écoulement turbulent. Les phénomènes instationnaires périodiques se divisent également en deux catégories : ceux corrélés avec la vitesse de rotation de la machine et ceux décorrélés avec la vitesse de rotation, tels que les lâchers tourbillonnaires des bords de fuites des aubes, le pompage, ou encore le flottement aéroélastique [35].

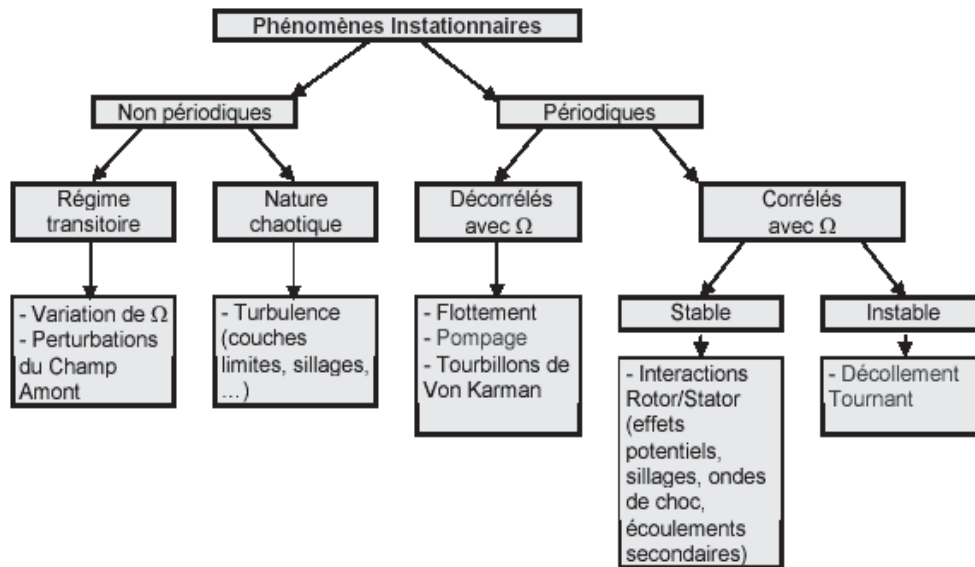


Figure II.2 : Classification des instationnarités présents dans les écoulements de turbomachines [68] [69]

II. EQUATIONS GENERALES

Dans cette section, nous présenterons l'ensemble des équations générales de la mécanique des fluides sur lesquelles sont basées les équations régissant les écoulements dans les turbomachines.

Le mouvement d'un fluide comporte généralement des déplacements et des déformations qui peuvent être très supérieures à ce qu'un solide peut tolérer, cependant la description Lagrangienne traduit mal ces fortes déformations fluides (par exemple : les tourbillons) le maillage devient rapidement inacceptable et les éléments peuvent s'enchevêtrer, ceci entraîne de nombreux problèmes numériques que l'on souhaite éviter. Il est donc plus commode de décrire en variables Eulériennes plutôt qu'en variables Lagrangiennes.

En description Eulérienne le maillage est fixe, le milieu continu se déforme par rapport au maillage. La description Eulérienne est souvent utilisée en mécanique des fluides. Les équations présentent des termes de convection non linéaires qui demandent un traitement numérique particulier.

Les relations nécessaires pour prédire l'évolution d'un écoulement monophasique au sein d'une géométrie donnée sont les équations de Navier-Stokes issues des principes habituels de la mécanique. Les équations de Navier-Stokes tridimensionnelles sont constituées des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Une équation complémentaire associant la masse volumique à la pression et à la température est nécessaire : c'est la loi d'état du fluide.

Les variables qui en découlent dans le cas le plus général sont la masse volumique, les trois composantes de la vitesse, la pression et la température du fluide. Ces variables sont toutes fonction des coordonnées de l'espace et du temps.

Dans beaucoup de cas (telle que la résolution numérique des équations de Navier-Stokes), les équations exprimées en termes de variables "conservatives" sont très utiles [37]. Ces variables, telles que ρ , ρu , ρv , ρw et ρe , qui incluent la masse volumique s'appellent variables conservatives. Quand des variables "conservatives" sont utilisées dans un schéma, les équations discrétisées conservent d'une façon plus précise la masse, la quantité de mouvement et l'énergie. Ceci peut être un avantage dans des écoulements hypersoniques,

parce que les équations sous forme conservative satisfont les relations de Rankine-Hugoniot et produiront les conditions correctes de saut à travers les chocs. Un autre avantage est que la forme de ces équations peut être interprétée en tant que lois intégrales sur le volume de contrôle des mailles de calcul [71].

Les formes différentielles de l'équation de continuité et l'équation de conservation des quantités de mouvement peuvent être obtenues à partir des relations intégrales sur un volume de contrôle et par l'application du théorème de la divergence. Les équations régissant l'écoulement peuvent être exprimées ainsi:

II.1 EQUATION DE CONTINUTE :

L'équation générale de conservation de la masse s'écrit :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho d\Omega + \oint_S \rho \vec{V} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (\text{II.1})$$

ρ : masse volumique, \vec{V} : vecteur vitesse, Ω : volume de contrôle, S : surface de contrôle.

Sous forme différentielle :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{V}) = 0 \quad \text{ou encore} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (\text{II.2})$$

L'équation de continuité formule la conservation de la matière. Le terme $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ est le taux de variation de la masse volumique en un point fixe donné. Le terme $\text{div}(\rho \cdot \vec{V})$ décrit le bilan de flux de matière à travers la frontière d'un volume élémentaire.

II.2 EQUATIONS DE QUANTITE DE MOUVEMENT :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{V} d\Omega + \oint_S \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot d\vec{S}) = \int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega + \oint_S \vec{\sigma} \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.3})$$

\vec{f}_e : forces de volume, $\vec{\sigma}$: tenseur des contraintes.

Ce tenseur des contraintes a pour expression :

$$\vec{\sigma} = -p\vec{I} + \vec{\tau} \quad (\text{II.4})$$

où pour un fluide Newtonien $\vec{\tau}$ représente le tenseur des contraintes visqueuses et p la pression statique, tandis que \vec{I} désigne le tenseur unité.

En appliquant le théorème (de Gauss) de la divergence l'équation (II.3) devient :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{V} d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \otimes \vec{V}) d\Omega = \int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{\sigma} d\Omega$$

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{V} d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \otimes \vec{V}) d\Omega = \int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot (-p\vec{I} + \vec{\tau}) d\Omega$$

Sous forme différentielle :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{V}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{V} \otimes \vec{V}) + \vec{\nabla}(p\bar{I} - \bar{\tau}) = \rho\vec{f}_e \quad (\text{II.5})$$

L'équation de quantité de mouvement formule l'équilibre dynamique d'un volume élémentaire.

Le terme $\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{V}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{V} \otimes \vec{V})$ décrit les effets inertiels dont on peut distinguer deux composantes :

- Le terme $\frac{\partial \rho\vec{V}}{\partial t}$ qui est le taux de variation de la quantité de mouvement du fluide et il est relatif à l'inertie instationnaire.
- Le terme $\text{div}(\rho\vec{V}\vec{V})$ est relatif à l'inertie convective du fluide.

En plus des efforts inertiels l'équation comporte les termes de contraintes issus du tenseur de Stokes, on y distingue :

- Un terme de pression hydrostatique : $g\bar{r}adp$
- Un terme de dissipation visqueuse : $\text{div}\bar{\tau}$

II.3 EQUATION DE CONSERVATION DE L'ENERGIE :

Pour obtenir l'équation de l'énergie, il faut faire appel au premier principe de la thermodynamique qui énonce que la dérivée temporelle de l'énergie totale (énergie interne plus énergie cinétique) est égale à la puissance de tous les efforts extérieurs au domaine agissant sur le fluide contenu dans le domaine, dans le mouvement du fluide, à laquelle il convient d'ajouter le taux de chaleur reçu par le fluide, contenu dans le domaine, et provenant de l'extérieur de celui-ci. En groupant toutes les contributions l'équation de la conservation de l'énergie, sous forme intégrale s'écrit :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \rho E d\Omega + \oint_S \rho E \vec{V} \cdot d\vec{S} = \oint_S \rho E \vec{\nabla} \tau \cdot d\vec{S} + \int_{\Omega} (\rho \vec{f}_e \cdot \vec{V} + q_H) d\Omega + \oint_S (\bar{\sigma} \cdot \vec{V}) d\vec{S} \quad (\text{II.6})$$

Après transformation des intégrales de surface en intégrales de volume l'équation sous forme différentielle s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{V}E) = \vec{\nabla} \cdot (k\vec{\nabla}T) + \vec{\nabla} \cdot (\bar{\sigma} \cdot \vec{V}) + W_f + q_H \quad (\text{II.7})$$

En introduisant l'enthalpie totale du fluide H exprimée par :

$$H = h + \frac{\vec{V}^2}{2} = e + \frac{p}{\rho} + \frac{\vec{V}^2}{2} = E + \frac{p}{\rho} \quad (\text{II.8})$$

Et en développant le terme $\vec{\nabla} \cdot (\bar{\sigma} \cdot \vec{V})$ l'équation (II.7) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \vec{\nabla} \cdot [\rho\vec{V}H - k\vec{\nabla}T - \bar{\tau} \cdot \vec{V}] = W_f + q_H \quad (\text{II.9})$$

$$E = e + \frac{\bar{V}^2}{2} : \text{énergie int erna totale, } e : \text{énergie int erna, } h : \text{enthalpie statique}$$

$$\rho E \bar{V} : \text{flux de convection, } -k \bar{\Delta} T : \text{flux de diffusion}$$

$$k : \text{coefficient de conductivité thermique et } T : \text{température absolue (totale)}$$

$$q_H : \text{sources de chaleur autres que la conduction (radiations, réactions chimiques)}$$

$$W_f = \rho \bar{f}_e \bar{V} : \text{travail des forces de volume } \bar{f}_e, \quad \bar{\sigma} \cdot \bar{V} : \text{travail des forces de surface}$$

Pour des écoulements compressibles, le transport et la génération d'énergie sont couplés à la dynamique du mouvement du fluide, et donc l'équation d'énergie doit être résolue en même temps que les équations de continuité et de quantité de mouvement.

Dans un repère absolu les équations de Navier-Stokes (II.2), (II.5) et (II.9) régissant un écoulement tridimensionnel s'écrivent, sous forme compacte, sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{vmatrix} \rho \\ \rho \bar{V} \\ \rho E \end{vmatrix} + \bar{\nabla} \cdot \begin{vmatrix} \rho \bar{V} \\ \rho \bar{V} \otimes \bar{V} + p \bar{I} - \bar{\tau} \\ \rho \bar{V} H - \bar{\tau} \cdot \bar{V} - k \cdot \bar{\nabla} T \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ \rho \bar{f}_e \\ W_f + q_H \end{vmatrix} \quad (\text{II.10})$$

En posant :

$$Q = \begin{vmatrix} \rho \\ \rho \bar{V} \\ \rho E \end{vmatrix} \quad \text{avec} \quad \bar{V} = \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} ; \quad \mathcal{F} = \begin{vmatrix} \rho \bar{V} \\ \rho \bar{V} \otimes \bar{V} + p \bar{I} - \bar{\tau} \\ \rho \bar{V} H - \bar{\tau} \cdot \bar{V} - k \bar{\nabla} T \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad S_0 = \begin{vmatrix} 0 \\ \rho \bar{f}_e \\ W_f + q_H \end{vmatrix}$$

On obtient la forme générale contractée: suivante :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \mathcal{F} = S_0 \quad (\text{II.11})$$

En coordonnées cartésiennes, cette relation s'exprime :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = S_0 \quad \text{ou} \quad \partial_t Q + \partial_x \mathcal{F}_x + \partial_y \mathcal{F}_y + \partial_z \mathcal{F}_z = S_0 \quad (\text{II.12})$$

\mathcal{F}_x , \mathcal{F}_y et \mathcal{F}_z sont les composantes de \mathcal{F} , soit :

$$\mathcal{F}_x = \begin{vmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho uw - \tau_{xz} \\ \rho uH - (\bar{\tau} \cdot \bar{v})_x - k \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \end{vmatrix} ; \quad \mathcal{F}_y = \begin{vmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{yx} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho uv - \tau_{yz} \\ \rho vH - (\bar{\tau} \cdot \bar{v})_y - k \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \end{vmatrix} , \quad \mathcal{F}_z = \begin{vmatrix} \rho w \\ \rho uw - \tau_{zx} \\ \rho vw - \tau_{zy} \\ \rho w^2 + p - \tau_{zz} \\ \rho wH - (\bar{\tau} \cdot \bar{v})_z - k \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \end{vmatrix} \quad (\text{II.13})$$

tandis que :

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad S_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho f_{ex} \\ \rho f_{ey} \\ \rho f_{ez} \\ W_f + q_H \end{pmatrix} \quad (\text{II.14})$$

II.4 RELATIONS THERMODYNAMIQUES:

En outre, une équation complémentaire associant la masse volumique à la pression et à la température est nécessaire. Le fluide considéré est compressible et visqueux. L'équation d'état associée à la compressibilité du fluide s'écrit :

$$\frac{p}{\rho} = rT \quad (\text{II.15})$$

Pour clôturer le système d'équations régissant l'écoulement nous utilisons des relations thermodynamiques entre les variables d'état.

Dans le cas d'un gaz parfait, en utilisant les équations (II.8) et (II.15), la pression est obtenue par la formule suivante :

$$p = (\chi - 1)\rho e \quad (\text{II.16})$$

où $\chi = \frac{c_p}{c_v}$ désigne le rapport des chaleurs spécifiques c_p et c_v à pression et à volume constants respectivement.

Dans le cas d'un repère fixe nous avons, en tenant compte de (II.14) :

$$E = e + \frac{\vec{V}^2}{2} \Rightarrow e = E - \frac{\vec{V}^2}{2} \Rightarrow p = (\chi - 1)\rho \left(E - \frac{\vec{V}^2}{2} \right) = (\chi - 1)\rho \left(E - \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right) \quad (\text{II.17})$$

Les équations (II.10), (II.15) et (II.16) fournissent six équations (dans l'écoulement tridimensionnel) pour six inconnues : \vec{V} , ρ , p , T .

II.5 EQUATIONS CONSTITUTIVES

Nous nous plaçons dans le cadre des fluides isotropes et Newtoniens compressibles sachant que tous les gaz (donc l'air), mais aussi de nombreux liquides (comme l'eau) vérifient cette hypothèse. Un fluide est isotrope lorsque la relation entre les composantes du tenseur des contraintes visqueuses et celles du taux de déformation est identique dans toutes les directions. Il est par ailleurs Newtonien dans le cas où cette relation est linéaire, via la viscosité qui traduit les effets de frottement interne au fluide.

Pour ce type de fluide (fluide de Navier-Stokes) les composantes du tenseur des contraintes de viscosité s'expriment par la relation suivante :

$$\tau_{ij} = 2\mu \underbrace{\left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{\text{taux de déformations linéaires}} + \lambda \underbrace{\frac{\partial v_k}{\partial x_k}}_{\text{taux de dilatation volumique}} \delta_{ij} \quad (\text{II.18})$$

qui s'écrit encore :

$$\tau_{ij} = \mu(v_{i,j} + v_{j,i}) + \lambda v_{k,k} \delta_{ij} \quad (\text{II.19})$$

où :

τ_{ij} : tenseur des contraintes visqueuses dont les éléments dépendent du taux de déformation du fluide .

μ : viscosité dynamique moléculaire.

λ : deuxième viscosité dynamique moléculaire.

δ_{ij} : symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ quand $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ quand $i \neq j$)

Peu de choses sont connues sur cette deuxième viscosité dynamique dans la mesure où son effet est peu important en pratique. Il semble malgré tout, pour un fluide compressible, une bonne approximation de λ soit donnée par la relation :

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (\text{II.20})$$

II.6 MODELISATION DE LA TURBULENCE

L'aérodynamique stationnaire et instationnaires d'un profil d'aile ou d'une aile en régime transsonique à grand nombre de Reynolds nécessite une modélisation de la turbulence afin d'améliorer la prédiction numérique des grandeurs aérodynamiques. La précision des calculs aérodynamiques pour ce type d'écoulements est fortement dépendante de la précision du traitement de la turbulence [72].

La modélisation de la turbulence est réalisée grâce au modèle de Spalart-Allmaras à une équation de transport. Ce modèle est largement utilisé dans l'industrie aéronautique et aussi très utilisé pour l'analyse des écoulements autour des profils. Il donne de très bons résultats en terme de compromis coût / calcul [72]. D'autant plus, ce modèle nécessite moins de temps de calcul que les autres modèles. Selon Gerolymos et al, (2001) [73] certains auteurs prétendent que les modèles à deux équations de transport sont numériquement difficiles et que les modèles aux tensions de Reynolds sont encore plus instables. Ce mythe a conduit quelques auteurs à développer des modèles très éloignés de la physique comme celui de Spalart-Allmaras qui (sous prétexte de robustesse) proposent une équation de transport pour une quantité qu'il n'est pas possible de définir physiquement : la viscosité tourbillonnaire [14].

Le modèle de Spalart-Allmaras a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de bons résultats pour les couches limites où coexistent des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications des turbomachines [14].

Modèle à une équation de transport de Spalart Allmaras

Le modèle de Spalart Allmaras est apparu en 1992 et a été développé en vue d'applications aérodynamiques industrielles. Contrairement aux différentes approches de construction des modèles de turbulence basés principalement sur une dérivation du modèle k- ϵ , ce modèle définit une équation de transport pour la viscosité turbulente construite de manière empirique. La construction de l'équation de transport est effectuée à partir d'arguments d'analyse dimensionnelle, d'invariance galiléenne et de dépendance sélective par rapport à la viscosité moléculaire. La simplicité d'implémentation, la faible sensibilité au maillage et la robustesse du modèle sont des facteurs importants pour sa construction [72].

Le modèle proposé par Spalart Allmaras résout l'équation de transport pour une quantité pour laquelle la forme de la viscosité cinématique turbulente a été modifiée.

La variable de transport dans le modèle Spalart Allmaras $\tilde{\nu}$ est identique à la viscosité cinématique turbulente à l'exception de la région proche de la paroi.

L'équation de transport définie par le modèle de Spalart Allmaras s'exprime sous la forme :

$$\underbrace{\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j}}_{\text{convection}} = \underbrace{c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu}}_{\text{production}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} [\nabla \cdot (\tilde{\nu} \nabla (\tilde{\nu})) + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2]}_{\text{diffusion}} - \underbrace{c_{\omega 1} f_{\omega}(\tilde{r}) \left(\frac{\tilde{\nu}^2}{d^2} \right)}_{\text{destruction}} \quad (\text{II.21})$$

avec $\mu_T^{SA} = \rho \tilde{\nu}$ la viscosité turbulente. La fonction d'amortissement f_{v1} est introduite pour assurer que $\tilde{\nu}$ vérifie la loi de paroi dans la couche logarithmique, la couche de transition et la couche visqueuse.

Cette fonction d'amortissement est définie sous la forme :

$$f_{v1} = \frac{\xi^3}{\xi^3 + c_{v1}^3} \quad \text{avec} \quad \xi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (\text{II.22})$$

Cette formulation confère à $\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}$ un comportement asymptotique en y^4 compatible avec le schéma de longueur de mélange pondéré par la fonction de Van Driest.

Le terme de production est aussi modifié afin de préserver la couche logarithmique jusqu'à la paroi :

$$\tilde{S} \equiv |S| + \frac{\tilde{\nu}}{kd^2} f_{v2} \quad \text{avec} \quad f_{v2} = 1 - \frac{\xi}{1 + \xi^3 f_{v1}} \quad (\text{II.23})$$

avec

$$|S^2| = 2\Omega_{ij}\Omega_{ij} \quad \text{et} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_j u_i - \partial_i u_j) \quad (\text{II.24})$$

Ω_{ij} est le tenseur des taux de rotation et d la distance normale à la plus proche paroi. La fonction f_{v2} est donnée par la relation suivante :

$$f_{v2} = 1 - \frac{\xi}{1 + \xi^3 f_{v1}} \quad (\text{II.25})$$

Le terme de dissipation (ou destruction) $c_{\omega 1} f_{\omega}(\tilde{\nu}/d)^2$ dans l'équation (II.21) doit s'annuler dans la région externe à la couche limite. Pour assurer cela, le terme de dissipation est pondéré par une fonction f_{ω} définie par la relation suivante :

$$f_{\omega}(r) = g \left[\frac{1 + c_{\omega 3}^6}{g^6 + c_{\omega 3}^6} \right]^{\frac{1}{6}} \quad \text{où} \quad g = r + c_{\omega 2}(r^6 - r) \quad (\text{II.26})$$

g est un limiteur afin de limiter les valeurs de la fonction f_{ω} .

r et f_{ω} sont égaux à 1 dans la couche logarithmique et décroît dans la région externe à la couche limite.

Le jeu de paramètre du modèle de turbulence de Spalart Allmaras est :

$$c_{b1} = 0.1355 \quad c_{b2} = 0.622 \quad c_{v1} = 7.1 \quad \sigma = 2/3 \quad (\text{II.27})$$

II.7 CONDITIONS AUX LIMITES

Un problème d'écoulement consiste à chercher une solution des équations de la mécanique des fluides qui satisfait à certaines conditions. Outre les conditions initiales à considérer si le problème est non stationnaire, il y'a lieu d'écrire les conditions aux limites compte tenu des données. Ce qui est le plus important, pour aboutir à une résolution numérique satisfaisante d'un problème de mécanique des fluides, c'est d'avoir de bonnes équations ou plutôt un bon modèle mathématique. Il faut obtenir des équations et des conditions approchées qui soient bien cohérentes avec les conditions et les équations exactes de Navier-Stokes.

La dernière étape permettant d'achever une passe de calcul est de spécifier les conditions aux limites sur les frontières du domaine de calcul. Pour cela il nous faut d'abord choisir les conditions aux limites physiques que nous souhaitons modéliser puis les traduire « numériquement ».

- Conditions aux limites physiques : la simulation numérique doit non seulement prendre en compte le problème physique intérieur mais aussi les conditions aux limites que l'on doit imposer pour une modélisation correcte d'une situation physique dans un domaine numérique de taille finie [74].
Ainsi, le problème physique impose un certain nombre de conditions aux limites, qui se traduisent par des relations entre les variables du problème. Il nous faut maintenant « traduire » numériquement ces conditions aux limites continues, afin de calculer les valeurs des variables sur les frontières du domaine à l'aide des valeurs que nous connaissons à l'intérieur du domaine de calcul.
- Conditions aux limites numériques : la transposition en termes discrets des conditions aux limites peut être effectuée de multiples manières (voir par exemple l'article de Hayder et al. [75]). Nous avons choisi de traiter le problème des conditions aux limites à l'aide de la méthode des caractéristiques [76], [74].

Pour que le problème soit donc bien posé il est nécessaire d'ajouter au système d'équations un champ solution initial $\{U(\bar{x}, t)\} = \{U_0(\bar{x}, t_0)\}$ et un jeu de conditions aux limites.

Trois différents types de conditions aux frontières sont à considérer.

II.7.1 Conditions pariétales

Pour les écoulements visqueux, une condition de non glissement est imposée aux parois, qu'elles soient fixes ou non. Le cas général consiste à traiter un nœud se déplaçant à la vitesse \vec{V}_p : la condition de non glissement requiert alors l'égalité entre les composantes normales et tangentielles des vitesses du fluide $\vec{V} = (u, v)$ et de la paroi $\vec{V}_p = (V_{px}, V_{py})$.

Ceci s'écrit :

$$\vec{V} \cdot \vec{n} = \vec{V}_p \cdot \vec{n} \quad \text{et} \quad \vec{V} \cdot \vec{\tau} = \vec{V}_p \cdot \vec{\tau} \quad (\text{II.28})$$

Cette condition sera imposée avant la résolution du système en modifiant directement les variables concernées au niveau de la matrice et du résidu.

La manière d'opérer est de projeter les vitesses dans le repère défini par le vecteur normal et le vecteur tangent à la paroi $(\vec{n}, \vec{\tau})$. Ce changement de variables est classiquement obtenu par l'intermédiaire d'une matrice de transformation P :

$$\begin{Bmatrix} V_n - V_{pn} \\ V_\tau - V_{p\tau} \end{Bmatrix} = [P] \begin{Bmatrix} u - V_{px} \\ v - V_{py} \end{Bmatrix} \quad (\text{II.29})$$

Il suffit ensuite d'imposer $V_n = V_{pn}$ et $V_\tau = V_{p\tau}$. Le système résolu, les composantes (u, v) de la vitesse sont alors calculées à l'aide de la transformation inverse P^{-1} .

II.7.2 Frontières entrées et sorties

Le nombre de conditions requises pour les traiter varie selon que l'écoulement est supersonique ou subsonique. Pour ce faire, il est d'usage de faire appel à la théorie des caractéristiques qui peut se résumer de la manière suivante : "*dans tout écoulement, l'information est transmise le long de lignes (dans un espace spatio-temporel) appelées lignes caractéristiques*". Le sens de propagation dépend du signe des valeurs propres du jacobéen $F \cdot n$ à la normale de ces frontières où F est le vecteur flux.

Ces valeurs propres sont : $\vec{V} \cdot \vec{n}$, $\vec{V} \cdot \vec{n} + c$, $\vec{V} \cdot \vec{n} - c$ où \vec{V} est le vecteur vitesse locale de composantes (u, v) et c la célérité locale du son.

Ainsi, toute information entrante doit être fournie (connue) et toute information sortante libre d'évoluer. Numériquement, cela se traduit par :

- **Entrée subsonique** : dans le cas d'une entrée subsonique, les vitesses caractéristiques $\lambda_1^x = \lambda_3^x = u$ et $\lambda_2^x = u + c$ sont toutes positives, leurs caractéristiques associées transportent des informations extérieures au domaine de calcul. Dans ce cas trois conditions sont imposées, généralement les deux composantes u et v de la vitesse et la pression p ou bien u , v et la température à l'entrée et une condition calculée.
- **Entrée / sortie supersoniques** : dans ce cas le traitement des conditions aux limites est plus facile. En effet, toutes les caractéristiques sont du même signe, l'information se propage de l'amont vers l'aval. En pratique on fixe toutes les grandeurs à l'entrée et on laisse la sortie libre en faisant une extrapolation au premier ordre en espace et en temps des variables non conservatives.

- Entrée supersonique : quatre conditions imposées portant généralement sur u , v , p et T .
- Sortie supersonique : zéro condition imposée et quatre conditions calculées.
- Sortie subsonique : dans le cas d'une sortie subsonique, seule la valeur propre λ_4^x est négative, l'amplitude associée, ω_4^x , est modifiée en conséquence afin de prendre en compte l'information venant de l'extérieur. une condition imposée, p_∞ et trois conditions calculées.

III. APPLICATION AUX ECOULEMENTS DANS LES TURBOMACHINES

Les équations utilisées pour résoudre les écoulements dans les turbomachines dérivent, généralement des équations de Navier-Stokes et sont accompagnées d'hypothèses simplificatrices, associées à des considérations sur la géométrie, les bilans énergétiques ou la séparation des vitesses en une valeur moyenne et une partie fluctuante. Les écoulements dans les turbomachines aéronautiques sont principalement gazeux et généralement constitués d'air, ce qui nous permet de négliger les forces volumiques dans le système d'équations.

III.1 EQUATIONS PARTICULIERES POUR LES TURBOMACHINES

D'une manière générale, les écoulements dans les turbomachines sont tridimensionnels, instationnaires, visqueux, turbulents et compressibles [37].

Depuis longtemps, les concepteurs ont traité l'écoulement tridimensionnel complexe dans les machines comme la superposition d'un certain nombre d'écoulements bidimensionnels. La première formalisation de cette idée a été proposée par Wu en 1952 [77]. Ceci a permis une démarche simplifiée du tracé des pales ou des techniques de sélection de profils. Wu a démontré qu'en combinant les différentes composantes des équations dynamiques qui régissent l'écoulement, on peut obtenir des systèmes d'équations pour les deux types de surfaces définies en figure II.3. Cette décomposition est à l'origine de deux types d'écoulements : l'écoulement "méridien" et l'écoulement "aube à aube". C'est ainsi que ces deux types des surfaces S_1 et S_2 sont appelées, respectivement, surfaces aube à aube et surfaces méridiennes. On peut définir un nombre arbitraire de surfaces de chaque type, mais Les méthodes les plus utilisées considèrent une seule surface méridienne moyenne.

Cette simplification équivaut à négliger les différences induites par la proximité des pales sur les surfaces aube à aube. Néanmoins, la méthode proposée par Hirsch et Warzee [78] prend en compte ces différences par les moyennes azimutales des équations dynamiques.

L'écoulement qui se développe sur chaque surface S_1 peut être étudié à l'aide de la transformation conforme qui transforme le système de coordonnées (m, θ) en (ξ, η) et qui permet de ramener la grille circulaire à la grille plane de la figure II.4.

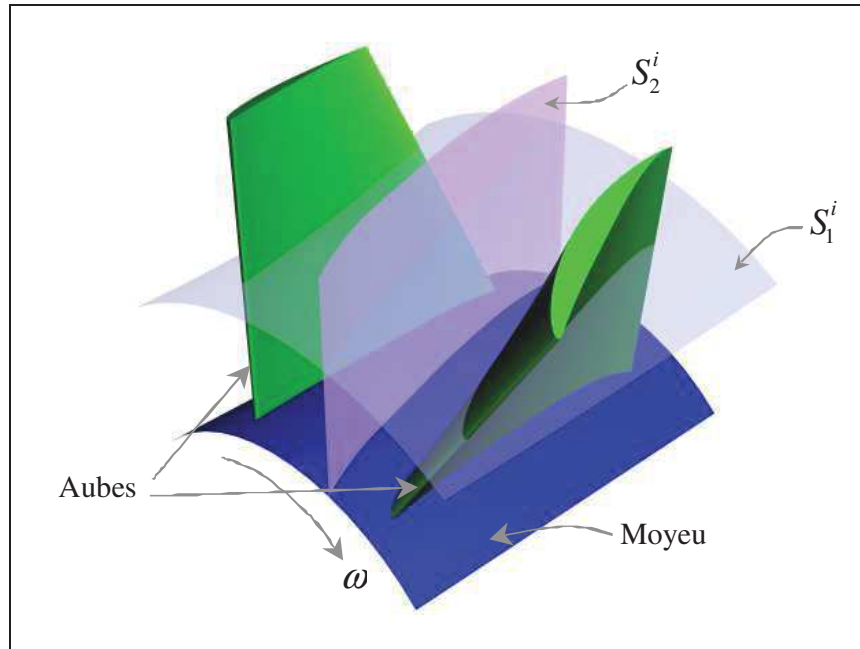


Figure II.3 : Surfaces de courant au sein d'une turbomachine [66]

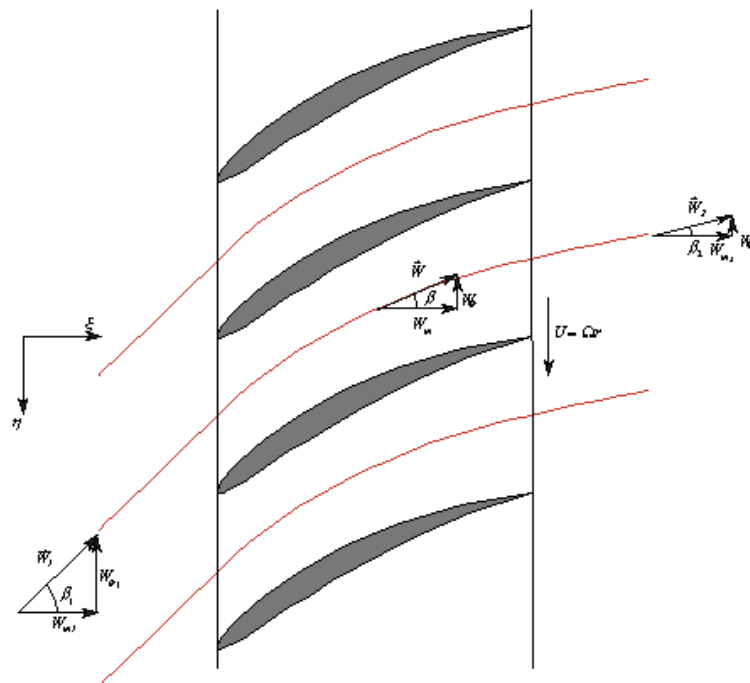


Figure II.4 : Définition des paramètres de l'écoulement dans le plan aube à aube transformé [37]

L'écoulement tridimensionnel complet peut donc être modélisé par une série de grilles planes bidimensionnelles, chacune correspondant à une surface S_1 axisymétrique, plus ou moins régulièrement distribuées dans l'espace annulaire. Normalement, six à dix sections seront suffisantes pour représenter correctement l'écoulement dans une machine classique [37].

L'avantage de cette approche simplifiée réside dans le fait que l'équation de l'écoulement peut être appliquée à chaque section de façon indépendante pour déterminer les triangles de vitesse à l'entrée et à la sortie de chaque section. La tâche du concepteur consiste à sélectionner la forme du profil pour obtenir la déflection requise entre l'angle β_1 à l'entrée et l'angle β_2 à la sortie tout en limitant les pertes d'énergie par frottement.

La mécanique des fluides des aubages peut être considérée sous deux aspects [79]:

- dans l'aspect canaux, on considère que le fluide est guidé par des parois qui délimitent un canal ; cette conception est plus particulièrement applicable aux machines centrifuges.
- Dans l'aspect profils, on considère que le fluide s'écoule autour de profils ressemblant à de petites ailes d'avion et cette conception est plus particulièrement recommandée dans l'étude des machines axiales.

Si on veut arriver à un prix de revient faible associé à un bon rendement, tout aubage doit être examiné successivement sous les deux aspects.

L'utilité du calcul de l'écoulement aube à aube s'explique par le fait que [50]:

- Il s'agit souvent d'une étape utile avant l'élaboration de cas plus compliqués, en particulier au niveau des méthodes de calcul.
- Les calculs 2D sont souvent suffisants pour analyser l'influence de certains paramètres comme par exemple le pas relatif, la répartition de la courbure du squelette, la répartition de la loi d'épaisseur etc....
- La conception de profils de base est souvent effectuée en 2D.

L'approche quasi 3D est bien adaptée et suffisante pour de nombreuses applications. Cependant si l'on veut réellement optimiser une machine en cherchant des performances très élevées, il est nécessaire de déterminer de plus en plus finement l'écoulement pour connaître d'abord tous les phénomènes qui se produisent et ensuite améliorer le comportement du fluide en tout point. L'étape directement 3D devient alors indispensable. L'aspect réellement 3D de l'écoulement provient essentiellement du gauchissement des nappes de courant dans les roues sous l'effet des gradients de pression radiaux qui varient azimuthalement par suite de la charge des aubes.

III.2 EXPRESSION DES EQUATIONS DANS LE REPERE RELATIF (repère en rotation)

Dans les turbomachines les systèmes sont en rotation donc il est nécessaire de pouvoir décrire le comportement du fluide par rapport à un système de coordonnées d'un référentiel en rotation, Il est souvent utile, pour ce qui concerne l'étude des turbomachines, d'exprimer les équations régissant l'écoulement en termes de la vitesse relative ce qui revient à les

exprimer dans le repère relatif qui constitue le repère d'étude des turbomachines. Nous considérons que les deux repères cartésiens, absolu et relatif, possèdent la même origine. Nous supposons que le système est en rotation continue avec une vitesse angulaire ω autour d'un axe (z) la composition du mouvement s'écrit :

$$\vec{V} = \vec{W} + \vec{U} = \vec{W} + \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (\text{II.32})$$

\vec{V} : vitesse absolue ; \vec{W} : vitesse relative et \vec{U} : vitesse d'entraînement

\vec{r} : vecteur position de composantes (x, y, z) perpendiculaire à l'axe de rotation z

ω : vitesse angulaire de composantes (0, 0, ω)

III.2.1 Equation de continuité

Puisque la vitesse d'entraînement ne contribue pas dans l'équilibre de la masse, l'équation de continuité demeure invariante et peut être écrite dans le système relatif comme suit:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{W}) = 0 \quad (\text{II.33})$$

III.2.2 Equations de quantité de mouvement

En ce qui concerne les équations de quantité de mouvement, elles ne restent pas les mêmes dans les deux systèmes de référence. Nous devons prendre en considération les effets dus à la force de Coriolis ainsi ceux dus à la force centrifuge. La force de Coriolis par unité de masse est définie par :

$$\vec{f}_{cor} = -2(\vec{\omega} \times \vec{W}) \quad (\text{II.34})$$

La force centrifuge par unité de masse est définie par :

$$\vec{f}_{cent} = -\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) = \omega^2 \cdot \vec{r} \quad (\text{II.35})$$

En introduisant la vitesse relative dans l'équation de quantité de mouvement (II.3) et après calculs, les équations de la quantité de mouvement dans le système relatif prennent la forme suivante :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \rho \vec{W}}{\partial t} d\Omega + \int_S \rho \vec{W} (\vec{W} \cdot d\vec{S}) = \int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega + \int_{\Omega} \rho \vec{f}_{cor} d\Omega + \int_{\Omega} \rho \vec{f}_{cent} d\Omega - \int_S p d\vec{S} + \int_S \vec{\tau} \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.36})$$

Après transformation des intégrales de surface en intégrales de volume on obtient :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \rho \vec{W}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{W} \otimes \vec{W}) d\Omega = \int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega + \int_{\Omega} \rho \vec{f}_{cor} d\Omega + \int_{\Omega} \rho \vec{f}_{cent} d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot (-p \vec{I} + \vec{\tau}) d\Omega$$

Sous forme différentielle l'équation ci-dessus s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \vec{W}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{W} \otimes \vec{W}) = \rho \vec{f}_e + \rho \vec{f}_{cor} + \rho \vec{f}_{cent} + \vec{\nabla} \cdot (-p \vec{I} + \vec{\tau}) \quad (\text{II.37})$$

En introduisant les expressions (II.34) et (II.35) on obtient :

$$\frac{\partial \rho \vec{W}}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{W} \otimes \vec{W}) = \rho \vec{f}_e - 2\rho(\vec{\omega} \times \vec{W}) - \rho \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) - \vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \bar{\tau} \quad (\text{II.38})$$

III.2.3 Equation de conservation de l'énergie :

L'équation de conservation de l'énergie dans le système relatif est obtenue en additionnant le travail des forces centrifuges ; les forces de Coriolis ne contribuant pas dans l'équilibre de l'énergie de l'écoulement. L'équation différentielle sous forme conservatrice s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(e + \frac{\vec{W}^2}{2} - \frac{\vec{U}^2}{2} \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{W} \left(h + \frac{\vec{W}^2}{2} - \frac{\vec{U}^2}{2} \right) - k \vec{\nabla} T - \bar{\tau} \cdot \vec{W} \right] = W_f + q_H \quad (\text{II.39})$$

avec $W_f = \rho \vec{f}_e \cdot \vec{W}$. En considérant :

$$E = e + \frac{\vec{W}^2}{2} - \frac{\vec{U}^2}{2} ; \quad I = h + \frac{\vec{W}^2}{2} - \frac{\vec{U}^2}{2} = H - \vec{u} \cdot \vec{v} \quad (\text{II.40})$$

la relation (II.39) s'écrit aussi :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{W} I - k \vec{\nabla} T - \bar{\tau} \cdot \vec{W} \right] = W_f + q_H \quad (\text{II.41})$$

où :

E : énergie totale relative par unité de masse.

I : appelée la rothalpie, elle représente l'énergie totale dans un repère en rotation ; il s'avère qu'elle est approximativement constante le long des lignes de courant.

III.2.4 Relations thermodynamiques :

Dans le cas d'un repère en rotation nous avons :

$$E = e + \frac{\vec{W}^2}{2} - \frac{\vec{U}^2}{2} \Rightarrow e = E - \frac{\vec{W}^2 - \vec{U}^2}{2} \quad (\text{II.42})$$

D'où en tenant compte de (II.16), on en déduit :

$$p = (\chi - 1) \rho \left(E - \frac{\vec{W}^2 - \vec{U}^2}{2} \right) \quad (\text{II.43})$$

Dans les deux repères l'enthalpie totale est exprimée par la relation suivante :

$$H = E + \frac{p}{\rho} = e + \frac{\vec{W}^2}{2} - \frac{\vec{U}^2}{2} + \frac{p}{\rho} \quad (\text{II.45})$$

Dans le repère relatif, les équations régissant un écoulement tridimensionnel sous forme compacte prennent la même forme que dans un repère absolu, seulement, le vecteur S prend la forme suivante :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \vec{f}_e + \rho \vec{f}_{Cor} + \rho \vec{f}_{cen} \\ W_f + q_H \end{pmatrix}$$

En remplaçant les différentes forces et le travail des forces extérieures par leurs expressions on retrouve la forme suivante :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho f_{ex} + \rho \omega (\omega x + 2W_y) \\ \rho f_{ey} + \rho \omega (\omega y - 2W_x) \\ \rho f_{ez} \\ \rho \vec{f}_e \cdot \vec{W} + q_H \end{pmatrix} \quad (\text{II.46})$$

III.3 ETUDE AERODYNAMIQUE

L'aérodynamique a pour but d'étudier les phénomènes qui se produisent lorsqu'un corps solide est en mouvement relatif dans un fluide qui l'entoure [80].

L'aérodynamique des profils d'aile est une science très récente dans le domaine de la mécanique, puisque les premiers travaux de recherches numériques et/ou expérimentaux remontent aux vingt unième siècle [81]. L'aérodynamique d'un profil d'aile portant en mouvement par rapport à son milieu environnant, a suscité, de longue date, l'intérêt des chercheurs tant sur le plan fondamental qu'appliqué, et aussi bien numérique qu'expérimental Kutta [82]; Joukovski [83]; Prandtl [84]; Sherwood [85]; Blum [86]; McCormick [87]; Rasmussen [88].

Les motivations profondes de ces recherches trouvent leurs origines dans la connaissance et la détermination des caractéristiques aérodynamiques des ailes de différents angles d'incidences [89] numériquement et expérimentalement et dans leurs applications à un très grand nombre de problèmes d'intérêt pratique se situant dans les domaines les plus variés, des secteurs technologiques les plus avancés de l'industrie aéronautique. En se limitant au domaine de l'aérodynamique pure, cette dernière catégorie de phénomènes, constitue l'un des thèmes favoris de la grande majorité des recherches actuelles.

Les méthodes numériques et expérimentales en aérodynamiques reposent essentiellement sur les notions de base régissant le mouvement d'un corps dans un fluide réel Klunder [90]; Henderson [91]; Eppert [92].

Ce chapitre ne constitue pas une présentation générale de l'aérodynamique. Il s'attache seulement à en présenter les principaux concepts qui interviennent dans l'étude du comportement des structures (profils), notamment en turbomachines, soumises aux actions d'un fluide (ici l'air).

En aérodynamique, on se limite à l'étude des fluides faiblement visqueux dont les mouvements sont caractérisés par des nombres de Reynolds très grands, le cas des faibles nombres de Reynolds relevant plutôt de la mécanique des fluides.

L'aérodynamique couvre différents régimes d'écoulement, en fonction du nombre de Mach

M_a , caractéristique des effets de compressibilité du fluide : $M_a = \frac{V}{a}$

où V est la vitesse de l'écoulement et a la célérité du son.

Ainsi, en relation avec la valeur du nombre de Mach on distingue différents régimes d'écoulement :

- **Subsonique** ($M_a < 1$) où les perturbations de l'écoulement se propagent aussi bien en amont qu'en aval
- **Transsonique** ($0,8 < M_a \leq 1$) qui présente des zones d'écoulement subsonique et des zones d'écoulement supersonique. Remarque : l'écoulement est dit sonique pour $M_a = 1$
- **Supersonique** ($1 < M_a < 5$) où les perturbations de l'écoulement ne peuvent pas se propager en amont, cet écoulement est aussi marqué par des zones de discontinuité (du fait des ondes de choc)
- **Hypersonique** ($M > 5$) avec des ondes de choc très intenses et de très hautes températures près des parois ; ce qui entraîne des réactions chimiques (dissociation des molécules) et la création d'un plasma.

III.3.1 Efforts aérodynamiques

L'aubage d'une turbomachine devant fournir (ou recevoir) un travail au fluide est donc nécessairement soumis à des efforts aérodynamiques provenant d'une différence de pression entre l'intrados (surpression) et l'extrados (sous pression).

Les charges aérodynamiques peuvent s'évaluer localement sur une structure à l'aide de la distribution de pression à la paroi ou bien globalement grâce à un torseur d'efforts.

Connaissant la distribution de pression pariétale, il est assez aisé d'en réaliser l'intégration afin d'obtenir les efforts globaux correspondants.

Dans les écoulements compressibles on rapporte les contraintes à $1/2 \rho V_{ref}^2$.

En pratique la pression est rendue adimensionnelle. Comme elle dépend de la vitesse de l'écoulement, on a coutume de la présenter sous la forme d'un coefficient de pression noté C_p et donné par :

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho V_{ref}^2} = \frac{2}{\chi M_a^2} (\bar{p} - 1) \quad (II.48)$$

avec : $\bar{p} = \frac{p}{p_{ref}}$

La pression de référence choisie en pratique est souvent la pression statique en amont.

p_{ref} : pression statique de référence à l'infini amont, p : pression statique moyenne

$\frac{1}{2} \rho V_{ref}^2$: pression dynamique moyenne à l'infini amont, χ : rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants et enfin M_a : nombre de Mach

De même la contrainte de frottement, est ramenée à celle du coefficient de frottement pariétal C_f tel que :

$$C_f = \frac{T_f}{\frac{1}{2} \rho V_{ref}^2} \quad (II.35)$$

T_f : contrainte de frottement.

L'expérience montre qu'un corps solide en mouvement dans un fluide de vitesse V subit de la part du fluide, des forces de résistance. Ce système de forces qui s'appliquent sur l'obstacle peut se réduire à une force \vec{F} et un couple \vec{C} .

On décompose généralement \vec{F} (Fig. II.5) en une composante parallèle à \vec{V} , la traînée d'intensité F_x , et une composante perpendiculaire à \vec{V} , la portance d'intensité F_z . Le moment résultant \vec{M} du système de forces est pris par rapport à un point ou un axe. Ces forces sont quantifiées par leurs coefficients respectifs : coefficient de traînée, C_x , de portance C_z , et de moment, C_m . Ces coefficients adimensionnels dépendent de la densité ρ du fluide, de la vitesse \vec{V} , de la taille, du profil, et de l'orientation du corps. Ces notions sont des grandeurs très importantes. Elles modélisent sous forme de vecteur les différentes forces exercées sur le profil.

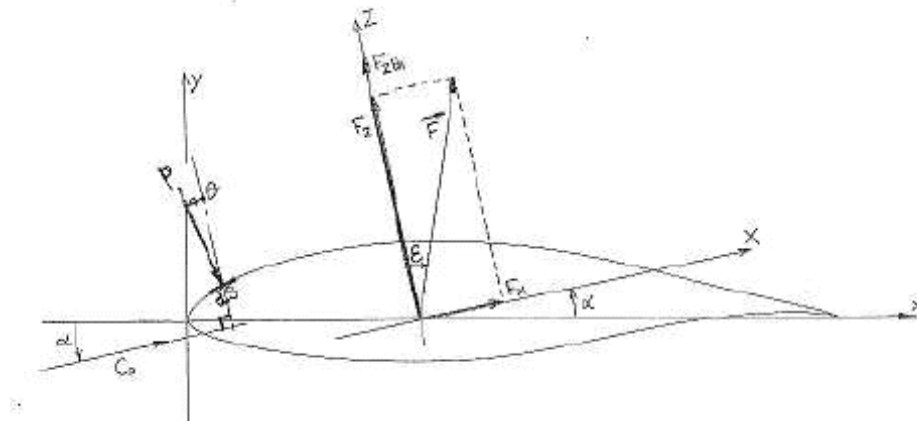


Figure II.5 : Efforts caractéristiques sur le profil aérodynamique

La composante de l'effort dans la direction x est noté F_x et s'écrit :

$$F_x = \frac{1}{2} \rho V_{ref}^2 S_{ref} C_x \quad (II.36)$$

S_{ref} étant la surface de référence (maître couple égal à l'aire projetée du corps sur un plan perpendiculaire à V).

Quant à l'effort F_z perpendiculaire à F_x , il est caractérisé par un coefficient de portance C_L (L : lift en anglais) noté aussi C_z et s'écrit :

$$F_z = \frac{1}{2} \rho V_{ref}^2 S_{ref} C_z \quad (II.37)$$

Le torseur d'efforts tridimensionnel dans le trièdre structure est constitué de trois forces et de trois moments :

La force de traînée F_x ; la force de dérive F_y et la force de portance F_z

Dans le cas bidimensionnel, en considérant le plan vertical, seuls, les forces de traînée, de portance et le moment de tangage sont significatifs.

La portance est due à la différence de pression entre l'extrados et l'intrados. En raison de cette différence de pression, les filets d'air sont déviés. Lorsqu'ils se rejoignent au bord de fuite, ils créent des tourbillons qui génèrent de la traînée induite.

La traînée est la force exercée par le fluide sur le profil. Elle a le même axe que le fluide.

La traînée est une source de pertes de performances aérodynamiques. Elle dépend, comme la portance, de la pression qui s'exerce sur l'aile, de la surface de l'aile et des caractéristiques du profil.

On aura donc une force résultante sur l'aile qui est la somme de la portance et de la traînée. Dans le cas d'un profil 2D, ou d'une aile d'envergure infinie, on définit les forces et moments par unité d'envergure ($b = 1$ m),

Les efforts aérodynamiques sont généralement donnés sous forme de coefficients sans dimensions, ce qui permet facilement de transposer un effort mesuré sur une maquette à un effort sur l'ouvrage réel. Ils sont rapportés à la contrainte de référence $\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2$ multipliée par une surface de référence S_{ref} . On définit donc les coefficients de force par :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 S_{ref}} \quad C_y = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 S_{ref}} \quad C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 S_{ref}} \quad (II.38)$$

Lorsque les efforts sont donnés dans un contexte bidimensionnel, on raisonne sur des efforts par unité de longueur et la surface de référence S est remplacée habituellement par la largeur B de la structure. Les coefficients des moments sont donnés par :

$$C_l = \frac{M_x}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 \cdot S_{ref} \cdot B} \quad C_M = \frac{M_y}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 \cdot S_{ref} \cdot B} \quad C_N = \frac{M_z}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 \cdot S_{ref} \cdot B} \quad (II.39)$$

En deux dimensions, seul le coefficient de tangage C_M est utilisé et caractérise le moment de torsion par unité de longueur.

Contrairement aux coefficients de pression et de frottement qui sont locaux et sont fonction de la position sur le profil ces deux coefficients sont globaux.

Pour les fluides compressibles les coefficients de traînée C_x , de portance C_z et de moment C_M sont fonction de la forme géométrique du corps ; la rugosité des parois ; la viscosité du fluide ; le nombre de Mach ; le nombre de Prandtl et le rapport des chaleurs spécifiques χ .

Pour un profil donné, lorsque la vitesse augmente, la tendance au décollement s'accroît. Pour faire reculer le point de décollement on utilise des profils minces à faible courbure du

squelette. Les profils classiques usuels ont une épaisseur relative $\frac{e_{max}}{l}$ de 6 à 20 %.

e_{max} : épaisseur maximale du profil, l : corde du profil.

Les performances aérodynamiques d'une aile, représentées par la polaire, varient en fonction de son allongement (rapport envergure / corde) et du nombre de Reynolds, lequel est lié aussi aux dimensions de l'aile (par la corde).

III.3.2 Couche limite

Le mécanisme du contact faisant intervenir les forces moléculaires, dans un solide, les molécules occupent une position fixe, en moyenne, et la surface de ce solide a un aspect très accidenté présentant des cases vides dans lesquelles certaines molécules du fluide sont piégées. Les couches fluides suivantes subissent de moins en moins cette rétention.

Il y a donc entre la paroi solide et le fluide libre une couche de transition qui peut, suivant les cas, être plus ou moins épaisse et où la vitesse varie progressivement depuis zéro jusqu'à la vitesse du fluide. C'est surtout dans cette région, où les gradients de vitesse

$\frac{\partial u}{\partial y}$ sont importants, que les forces de viscosité se manifestent avec le plus d'intensité.

Cette région est appelée couche limite.

Dans un écoulement, le nombre de Reynolds caractérise le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité. Or, en aérodynamique, ce nombre est très grand devant l'unité. On pourrait en conclure que les forces de viscosité sont négligeables. C'est vrai presque partout mais il existe des régions, comme la couche limite, où les effets visqueux restent significatifs. De ce fait, la couche limite est définie comme étant le lieu où les effets visqueux sont du même ordre que les effets d'inertie.

En A, (*fig.II.6*) la vitesse du fluide est nulle. En B, (*fig.II.6*) la vitesse n'est plus influencée par les frottements.

Il est à noter que l'hypothèse de l'aérodynamique conduit en fait à une double approximation. Près de la paroi, c'est le domaine de la couche limite, et au-delà, c'est le domaine du fluide parfait, où les effets visqueux sont négligeables en première approximation.

L'épaisseur de la couche est en général très petite (quelques microns ou quelques mm suivant les cas et elle varie en sens inverse du nombre de Reynolds) de sorte qu'on a souvent l'impression que les fluides réels glissent sur les parois.

La théorie des fluides parfaits suppose que le fluide peut glisser sur les parois avec lesquelles il est en contact. Il n'en va pas de même pour les fluides réels, on constate que le fluide réel reste attaché à la paroi.

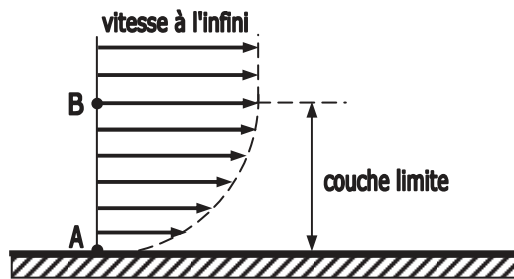


Figure II.6: Evolution de la vitesse près de la paroi (couche limite)

La connaissance du profil de vitesse sur un aubage permet de prévoir le comportement de la couche limite sur cet aubage, en particulier les ralentissements de vitesse trop importants (extrados principalement) peuvent faire décoller la couche limite.

Le terme visqueux constitue un élément important de l'aérodynamique car on ne peut pas le négliger dans un écoulement à proximité d'une paroi solide à cause de la couche limite qui s'y développe.

L'air a une certaine viscosité, c'est-à-dire qu'une couche d'air qui se déplace entraîne la couche voisine avec laquelle elle est en contact. Par rapport au profil, l'air en contact est quasiment immobile, sa vitesse augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la

surface. La couche limite est la couche d'air dans laquelle la vitesse évolue de 0 vers la vitesse de l'écoulement. Lorsqu'elle perd de son énergie la couche limite devient turbulente puis décolle aspirée par la dépression. Dans ce travail, nous allons nous intéresser à l'écoulement réel compressible autour d'une aube. Cela revient à considérer un fluide visqueux, la viscosité entraîne la présence de couches limites sur la surface du profil, et pour certains angles d'incidence de l'aube ces couches limites vont décoller.

III.3.3 Profils utilisés

Au cours du temps, les profils ont évolué et chaque nation a développé son propre programme de recherche sur les profils. Le plus fameux fut le programme américain NACA. Il existe bien sûr beaucoup d'autres profils mais ils demeurent assez peu utilisés dans l'ensemble. La famille la plus connue après les profils NACA est celle des Clark [93]. La NACA a fait un nombre d'essais considérable sur les profils élaborés dans le monde entier. Ces essais ont été pour la plupart réalisés à de très grands nombre de Reynolds et les résultats ne sont pas tous acceptables et utilisables pour les modèles réduits; ils permettent toutefois d'établir une liste de règles simples : la courbe des C_z d'un profil dépend principalement de la courbure de la ligne moyenne du profil. Si elle est nul (biconvexe symétrique), la portance est nulle à une incidence égale à zéro. D'autre part, ces profils sont incapables d'assurer une portance élevée car ils décrochent avant d'arriver à des C_z importants. La valeur maxi de C_z est d'autant plus élevée que la courbure est prononcée; c'est pourquoi les profils très épais et les profils creux permettent d'atteindre une portance importante. La courbure de l'extrados est cependant limitée sous peine de décrochage et ceci limite la portance maxi de ces profils à des valeurs de l'ordre de 1,3. La traînée dépend principalement de l'épaisseur du profil et de la courbure de la ligne moyenne. Si le rayon du bord d'attaque est important, le décrochage est sans brutalité. Le C_x est plus fort pour un profil creux que pour un biconvexe de même épaisseur.

Notre étude est basée sur un profil de type NACA65-10%. Les principales définitions géométriques sont données sur la figure II.7.

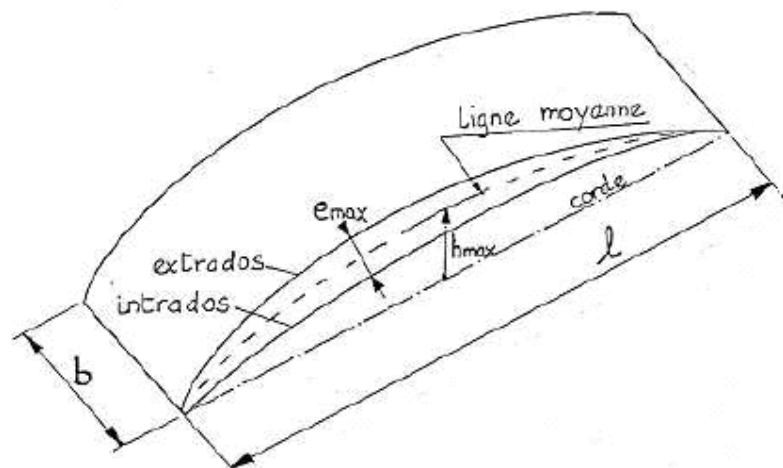


Figure II.7 : Définitions géométriques relatives au profil aérodynamique NACA65-10% [94]

On retiendra principalement les rapports caractéristiques :

- Cambrure géométrique : $\frac{h_{\max}}{l} : 0 \text{ à } 20\%$
- Epaisseur relative : $\frac{e_{\max}}{l} : 4 \text{ à } 20\%$
- Allongement : $\lambda = \frac{b}{l}$

où b est l'envergure du profil étudié.

On introduit également la cambrure aérodynamique $C_{z0\alpha}$ qui peut être relevée expérimentalement, c'est le coefficient de portance en aubage isolé mesuré sous incidence nulle. $C_{z0\alpha}$ est lié directement à la cambrure géométrique par la relation :

$$C_{z0\alpha} = \frac{(h_{\max} / l)}{K} \quad (\text{II.40})$$

où h_{\max}/l est en % et K coefficient d'origine expérimentale, est lié à la série constructive.

Dans la série NACA 65, la plus répandue dans la construction de machines axiales de compression, le coefficient K est égal à 5,515. Dans cette même série, la cambrure aérodynamique varie de 0 à 2,7 (du profil symétrique au profil le plus cambré).

On étudie ici le cas d'une grille plane infinie (*Fig. II.8*) attaquée par un écoulement plan infini, uniforme et permanent. L'angle d'incidence de l'écoulement est toujours repéré entre la corde des profils et la vitesse incidente (repère lié au profil).

La vitesse d'entrée C_1 et la vitesse de sortie C_2 sont repérées par rapport à l'axe d'écoulement perpendiculaire au front de grille (repère lié à la grille) par les angles α_1 et α_2 .

La grille est définie par trois paramètres géométriques principaux :

- γ : l'angle de calage des profils
- s : serrage des profils, rapport entre la corde et le pas, $s = \frac{c}{t}$
- $C_{z\alpha 0}$: identifie les profils mis en grille

Sous l'effet de ces paramètres géométriques, l'écoulement subit en bloc une déflexion ou déviation caractérisée par : $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$

Cette déflexion, dans le cas d'une grille mobile, est à l'origine du travail moteur échangé entre la grille et le fluide.

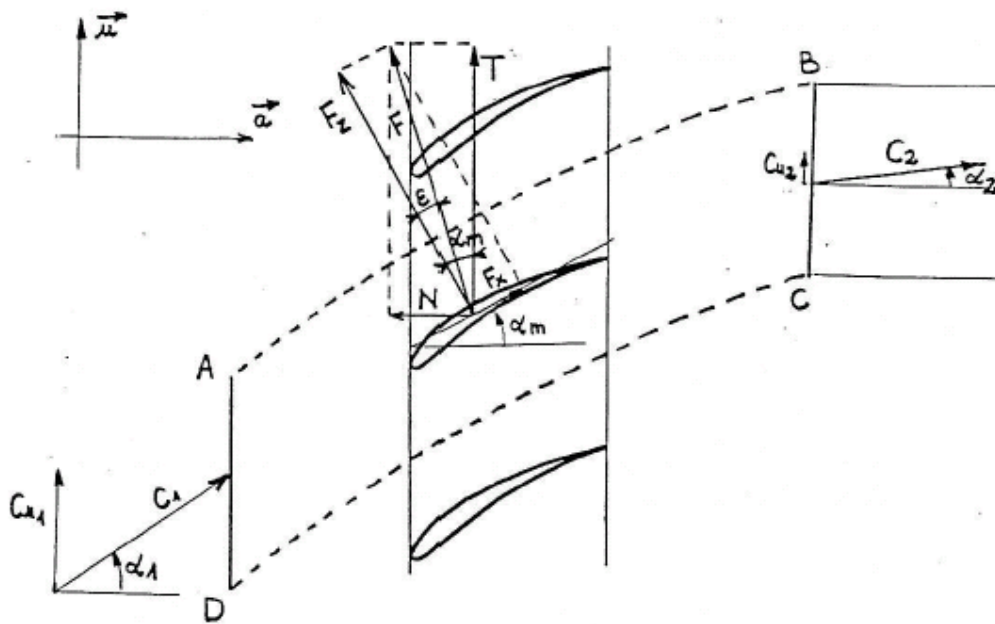


Figure II.8 : Définition de l'espace fluide étudié [94]

La détermination théorique des écoulements autour d'obstacles, se heurte à des difficultés variées qui tiennent aussi bien aux caractéristiques des équations à résoudre (équations non linéaires, fortement couplées) qu'à la complexité même des écoulements auxquels on a affaire (complexité géométrique des obstacles, diversité des conditions aux limites parfois délicates à définir, champs illimités, effets physiques avec des échelles de longueur et/ou de temps très différentes). En particulier, la très faible viscosité des fluides usuels tels que l'air et l'eau (qui se traduit par de très grandes valeurs du nombre de Reynolds) conduit à l'existence de couches visqueuses minces, comparées aux dimensions de l'obstacle, et de surfaces de quasi-discontinuité des propriétés de l'écoulement (les ondes de choc).

I. INTRODUCTION

Après avoir présenté, dans le deuxième chapitre, la modélisation des écoulements dans les turbomachines, nous nous intéressons maintenant à l'autre partie du système couplé : la structure. Nous n'avons pas l'intention de présenter toutes les méthodes relevant de la dynamique des structures mais juste les grandes lignes des modélisations généralement retenues sont décrites. Nous nous limitons ici à des structures linéaires élastiques. Nous présenterons dans la suite les modèles et les discrétisations utilisés.

Dans ce chapitre, nous nous attacherons à décrire la démarche employée pour le passage du modèle continu au modèle discret de la structure. Cela constitue l'étape finale avant la programmation.

Les références à ce sujet sont nombreuses. L'étude qui suit s'est principalement appuyée sur les références [95] et [96].

Un corps solide soumis à des sollicitations externes subit des déplacements, des rotations et des déformations. Différentes quantités permettent de caractériser son évolution. Ainsi, la configuration C_t définit la région de l'espace occupée par le solide à l'instant t , les quantités cinématiques (gradients de déformation...) traduisent le mouvement local ou le changement de forme de ce solide, alors que les quantités mécaniques (tenseur de Cauchy, Piola Kirchhoff...) représentent les efforts internes.

Lorsque les déformations et déplacements, auxquels le solide élastique est soumis, sont petits, le comportement de celui-ci est linéaire et sa description mathématique repose sur les aspects suivants [97] :

- les configurations déformée et initiale sont proches et peuvent être confondus ;
- les déformations sont des fonctions linéaires des déplacements ;
- la loi de comportement du matériau est linéaire ;
- enfin, la discrétisation par éléments finis du principe des travaux virtuels (PTV) conduit à un système linéaire.

Dans le cas contraire, en mécanique non linéaire, le comportement du solide n'est plus proportionnel aux différentes quantités cinématiques et mécaniques mises en jeu. Trois principaux types de non-linéarités peuvent être distinguées [97] :

- la non-linéarité géométrique caractérise un solide soumis à d'importants changements géométriques induits par de grands déplacements. Ces non-linéarités peuvent être classées en deux catégories. La première est constituée des non-linéarités géométriques avec grande déformation de la matière (emboutissage...), alors que la seconde regroupe les non-linéarités géométriques en petites déformations (coques minces, membranes...);
- la non-linéarité matérielle (physique ou naturelle) est rencontrée pour des matériaux dont le comportement mécanique obéit à une fonction non-linéaire des déformations (plasticité...);
- la non-linéarité de contact apparaît lors d'un mouvement relatif entre deux solides.

II. EQUATIONS MODELES POUR LA STRUCRURE

La structure est au départ continue, et le champ des déplacements décrit donc un espace de dimension infinie. On utilise en général une discrétisation en éléments finis, qui ramène les déplacements dans un espace de dimension finie. Ensuite nous utilisons l'équation de Lagrange pour obtenir l'équation d'évolution de la structure, sous l'action des forces aérodynamiques.

Etudier dans des conditions données, l'équilibre d'un système élastique S c'est trouver le champs des tenseurs des contraintes et le champs des déplacements à partir de la configuration de référence supposée connue c'est à dire les neufs fonctions à valeurs scalaires $\sigma_{ij}(\bar{x})$, $X_i(\bar{x})$ définies dans S.

σ_{ij} : Composantes du tenseur contrainte ; X_i : Composantes du vecteur déplacement.

L'état du système est défini par le vecteur déplacement $\vec{X}(\vec{r}, t)$, \vec{r} caractérise, soit les points de l'espace dans lequel on étudie le mouvement (description Eulérienne), soit les points matériels du milieu dont la position évolue au cours du temps (description Lagrangienne). Mais dès lors qu'on se limite à de petits mouvements, champs Lagrangien et Eulérien se confondent.

Dans le cas des solides déformables, la déformation peut être caractérisé par un champ de tenseur dit de Green-Lagrange, qui s'exprime de façon non linéaire par rapport aux dérivées partielles du déplacement. Cependant, pour les milieux solides, les déplacements varient très lentement lorsqu'on passe de l'état initial à l'état déformé : on peut alors négliger les termes non linéaires (quadratiques) du tenseur de Green-Lagrange et obtenir un tenseur des déformations linéarisé [96]. Autrement dit, pour un solide se déformant lentement, le tenseur des déformations $\bar{\varepsilon}$ est donné par l'expression suivante :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left[\overline{\text{grad } \vec{X}} + \overline{\text{grad}' \vec{X}} \right] \quad (\text{III.1})$$

Dans le système de coordonnées cartésiennes, les coefficients de $\bar{\varepsilon}$ sont donnés par :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial X_i}{\partial x_j} + \frac{\partial X_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.2})$$

x_i sont les coordonnées de position d'un point du corps dans l'espace cartésien lorsque le système est à l'état non déformé.

La théorie de l'élasticité linéaire se situe d'une part dans le cadre de la description des solides lentement déformables et d'autre part on impose que la loi de comportement élastique reliant le tenseur des contraintes à celui des déformations est linéaire.

Lorsque de plus le solide élastique a un comportement isotrope, on obtient la loi de comportement de Hooke. Le tenseur des contraintes est donné par :

$$\bar{\sigma} = \lambda \theta \bar{I} + 2\mu \bar{\varepsilon} \quad (\text{III.3})$$

Et en terme de composantes on a :

$$\sigma_{ij} = \lambda \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{kk}(x) \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}(x)$$

$\bar{\bar{I}}$: Tenseur unité ; θ : Trace de $\bar{\bar{\varepsilon}}$
 λ et μ coefficients de Lamé ; μ est dit aussi module de cisaillement

Dans la pratique, ce sont, le module de Young et le coefficient de Poisson, qui sont connus expérimentalement pour un matériau homogène donné.

En fonction du module de Young E et du coefficient de poisson ν , les coefficients de Lamé peuvent s'écrire :

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1-2\nu)(1+\nu)} \quad \text{Et} \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (\text{III.4})$$

Toujours dans le cas d'un matériau homogène, les coefficients introduits ci-dessus sont, à température donnée, des constantes.

II.1 PRINCIPE DES TRAVAUX VIRTUELS

Lorsqu'un solide est soumis à des sollicitations externes, il développe des efforts internes qui génèrent des déformations. Son équilibre est alors régi par des lois de conservations pouvant être exprimées soit sous une forme locale (équations aux dérivées partielles), soit sous une forme globale (principe des travaux virtuels) [97].

Le principe des travaux virtuels pour un déplacement δx est traduit par la relation suivante :

$$\delta w = \delta w_r + \delta w_i + \delta w_e = 0 \quad (\text{III.5})$$

w_r : Travail des forces de raideur (des forces internes de déformation)

w_i : Travail des forces d'inertie

w_e : Travail des forces extérieures

II.1.1 Expression du travail des forces de raideur

L'énergie potentielle de déformation est donnée par :

$$E_{p\text{int}} = \frac{1}{2} \int_{(v)} \bar{\bar{\sigma}} \otimes \bar{\bar{\varepsilon}} dv \quad (\text{III.6})$$

En remplaçant $\bar{\bar{\sigma}}$ par l'expression III.3 on obtient :

$$E_{p\text{int}} = \frac{\lambda}{2} \int_{(v)} \theta \bar{\bar{I}} \otimes \bar{\bar{\varepsilon}} dv + \mu \int_{(v)} \bar{\bar{\varepsilon}} \bar{\bar{I}} \otimes \bar{\bar{\varepsilon}} dv$$

$$\int_{(v)} \theta \bar{\bar{I}} \otimes \bar{\bar{\varepsilon}} dv = \int_{(v)} \theta^2 dv$$

En utilisant l'équation III.2 on aura :

$$\int_{(v)} \theta \bar{\bar{I}} \otimes \bar{\bar{\varepsilon}} dv = \int_{(v)} (\text{div} X)^2 dv$$

En utilisant l'équation III.1 on a :

$$\begin{aligned} \int_{(v)} \overline{\varepsilon} \otimes \overline{\varepsilon} dv &= \frac{1}{4} \int_{(v)} \left[\overline{\text{grad} X} + \overline{\text{grad}' X} \right]^2 \\ &= \frac{1}{2} \int_{(v)} \overline{\text{grad} X} \otimes \overline{\text{grad} X} dv + \frac{1}{2} \int_{(v)} \overline{\text{grad} X} \otimes \overline{\text{grad}' X} dv \\ \Rightarrow E_{\rho \text{int}} &= \frac{\lambda}{2} \int_{(v)} (\text{div} X)^2 dv + \frac{\mu}{4} \int_{(v)} \left[\overline{\text{grad} X} + \overline{\text{grad}' X} \right]^2 \end{aligned}$$

Ou bien :

$$E_{\rho \text{int}} = \frac{\lambda}{2} \int_{(v)} (\text{div} X)^2 dv + \frac{\mu}{2} \int_{(v)} \overline{\text{grad} X} \otimes \overline{\text{grad}' X} dv + \frac{\mu}{2} \int_{(v)} \overline{\text{grad} X} \otimes \overline{\text{grad} X} dv$$

Le travail des forces de raideur est exprimé par la relation suivante :

$$\begin{aligned} -\delta w_r &= \delta E_{\rho \text{int}} = \lambda \int_{(v)} \text{div} X \text{div} \delta X dv + \mu \int_{(v)} \overline{\text{grad} X} \otimes \overline{\text{grad} \delta X} dv + \mu \int_{(v)} \overline{\text{grad}' X} \otimes \overline{\text{grad} \delta X} dv \\ &= \lambda \int_{(\Sigma)} (\text{div} X) \delta X n d\Sigma - \lambda \int_{(v)} \text{grad}(\text{div} X) \cdot \delta X dv + \mu \int_{(\Sigma)} \left[\left(\overline{\text{grad} X} + \overline{\text{grad}' X} \right) n \right] \cdot \delta X d\Sigma \\ &\quad - \mu \int_{(v)} \text{div}(\overline{\text{grad} X}) \cdot \delta X dv - \mu \int_{(v)} \text{div} \overline{\text{grad}' X} \cdot \delta X dv \\ \Rightarrow \delta w_r &= (\lambda + \mu) \int_{(v)} \text{grad}(\text{div} X) \cdot \delta X dv + \mu \int_{(v)} \Delta(X) \cdot \delta X dv - \int_{(\Sigma)} \overline{\sigma} n \cdot \delta X d\Sigma \end{aligned}$$

II.1.2 Expression du travail des forces d'inertie

L'énergie cinétique est exprimée par :

$$E_c = \frac{1}{2} \int_{(v)} \rho (\dot{X})^2 dv \quad (\text{III.7})$$

Le travail des forces d'inertie est exprimé par la relation suivante :

$$\delta w_i = - \int_{(v)} \rho \ddot{X} \cdot \delta X dv$$

II.1.3 Expression du travail des forces extérieures

Le travail des forces extérieures est donné par :

$$w_e = \int_{(v)} f \cdot X dv + \int_{\Sigma} \sigma_e \cdot X d\Sigma \quad (\text{III.8})$$

$$\text{et} \quad \delta w_e = \int_{(v)} f \cdot \delta X \, dv + \int_{(\Sigma)} \sigma_e \cdot \delta X \, d\Sigma$$

f : Densité volumique de force ; σ_e : Densité surfacique de force

En appliquant le principe des travaux virtuels et en identifiant à zéro les termes de volume et de surface dans l'équation III.5 on obtient :

- L'équation d'équilibre dynamique suivante :

$$(\lambda + \mu) \text{grad div} X + \mu \Delta(X) - \rho \ddot{X} + f = 0 \quad (\text{III.9})$$

qui s'écrit encore :

$$(\lambda + 2\mu) \text{grad div} X - \mu \text{rot}(\text{rot} X) - \rho \ddot{X} + f = 0 \quad (\text{III.10})$$

Les équations III.9 et III.10 sont équivalentes en vertu d'une identité d'analyse vectorielle bien connue.

- Et l'équation des conditions aux limites:

$$\bar{\sigma} \cdot n = \sigma_e . \quad (\text{III.11})$$

L'équilibre du solide considéré requiert donc que deux équations vectorielles soient satisfaites. La première est l'équation d'équilibre local qui doit être vérifié en tout point du volume, la seconde est l'équation des conditions aux limites qui doivent être vérifié en tout point de la frontière. D'une façon générale les conditions aux limites se présentent sous la forme d'une relation linéaire de type :

$$\alpha \bar{\sigma} n + \beta X = \sigma_e . \quad (\text{III.12})$$

En fonction du module de Young E et du coefficient de Poisson ν l'équation de l'équilibre dynamique s'écrit :

$$\frac{E}{2(1+\nu)(1-2\nu)} \text{grad}(\text{div} X) + \frac{E}{2(1+\nu)} \Delta X - \rho \ddot{X} + f = 0$$

Ou bien :

$$\frac{E}{(1-\nu)} \text{grad}(\text{div} X) - \frac{E}{2(1+\nu)} \text{rot}(\text{rot} X) - \rho \ddot{X} + f = 0 \quad (\text{III.13})$$

La méthode des éléments finis peut être envisagée comme une procédure particulière d'application de la méthode de Rayleigh-Ritz. Elle consiste à subdiviser le corps déformable ou la structure en un certain nombre fini d'éléments de géométrie simple (segment de droite en monodimensionnel, triangle ou quadrangle en bidimensionnel, tétraèdre ou hexaèdre en tridimensionnel) et de fonction structurale bien identifiée (barre, poutre, membrane, plaque, coque, solide) [98].

II.2 APPROXIMATION DE RAYLEIGH-RITZ POUR LE CHAMP DES DEPLACEMENTS

La procédure de Rayleigh-Ritz pour un problème d'élastodynamique commence par le choix de fonctions d'approximation pour le champ des déplacements [99]. Chaque composante u_i du champ $X_i(x_1, x_2, x_3, t)$ $i=1, 2, 3$ est décrite par une série dont le terme caractéristique est une fonction $f_{ij}(x_1, x_2, x_3)$ multipliée par une amplitude fonction du temps, notée $q_j(t)$. L'approximation de Rayleigh-Ritz s'écrit sous la forme suivante :

$$X_i(x, y, z, t) = \sum_{j=1}^n f_{ij}(x, y, z)q_j(t) \quad i = 1, 2, 3 \quad (\text{III.14})$$

$X_i(x, y, z, t)$: champ des déplacements ; $f_{ij}(x, y, z)$: fonctions et $q_j(t)$: coordonnées généralisées.

$$f_j(x, y, z) = \begin{bmatrix} f_{1j}(x, y, z) \\ f_{2j}(x, y, z) \\ f_{3j}(x, y, z) \end{bmatrix}$$

Sous forme matricielle, cette approximation s'écrit :

$$\begin{aligned} X(x, y, z, t) &= \sum_{j=1}^n f_j(x, y, z)q_j(t) \\ X(x, y, z, t) &= N(x, y, z)q(t) \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

où $q(t) = [q_1, \dots, q_n]^T$ représente le vecteur des coordonnées généralisées.

$$N(x, y, z) = \begin{bmatrix} f_{11}(x, y, z) \dots \dots \dots f_{1n}(x, y, z) \\ f_{21}(x, y, z) \dots \dots \dots f_{2n}(x, y, z) \\ f_{31}(x, y, z) \dots \dots \dots f_{3n}(x, y, z) \end{bmatrix} \quad (\text{III.16})$$

N est la matrice d'interpolation des déplacements, elle est de dimension $(3 \times n)$
Les composantes de la déformation sont exprimées par :

$$\varepsilon(x, t) = DN(x, y, z)q(t) = B(x, y, z)q(t) \quad (\text{III.17})$$

B est la matrice d'interpolation des déformations, elle est de dimension $(6 \times n)$
 D : opérateur de dérivation.

$$D^T = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial z} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (\text{III.18})$$

II.2.1 Expression de l'énergie cinétique :

$$E_c(X) = \frac{1}{2} \int_V \rho \dot{X}_i \dot{X}_i dv \quad (\text{III.19})$$

En substituant l'équation III.15 dans l'équation III.19 on obtient :

$$E_c = \frac{1}{2} \int_V \rho \dot{q}^T N^T N \dot{q} dv = \frac{1}{2} \dot{q}^T M \dot{q} \quad \text{avec} \quad M = \int_V \rho N^T N dv \quad (\text{III.20})$$

M : matrice des masses du système discrétisé, de dimension $n \times n$, elle est symétrique et définie positive ; E_c : énergie cinétique ; ρ : masse volumique ; X : champ des déplacements

II.2.2 Expression de l'énergie potentielle :

L'énergie potentielle totale E_p résulte de l'addition de l'énergie de déformation de la structure E_{pint} et de l'énergie potentielle des forces extérieures E_{pext} :

$$E_p = E_{pint} + E_{pext} \quad (\text{III.21})$$

a. Expression de l'énergie potentielle interne :

L'énergie potentielle interne s'écrit :

$$E_{pint} = \int_V W(\varepsilon_{ij}) dv \quad (\text{III.22})$$

Avec :

$$W(\varepsilon_{ij}) = \int_0^{\varepsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}$$

$W(\varepsilon_{ij})$ est la densité d'énergie interne de déformation

En substituant les équations III.3 et III.17 dans l'équation III.22 on aura :

$$E_{pint} = \frac{1}{2} \int_V \varepsilon^T \hat{h} \varepsilon dv = \frac{1}{2} \int_V q^T B^T \hat{h} B q dv = \frac{1}{2} q^T K q \quad \text{avec} \quad K = \int_V B^T \hat{h} B dv \quad (\text{III.23})$$

\hat{h} : matrice des coefficients de Hooke

K : matrice des raideurs du système discrétisé, de dimension $n \times n$ et elle est symétrique.

b. Expression de l'énergie potentielle externe :

L'énergie potentielle externe est calculée en supposant l'existence de forces de volume f et de tractions de surface extérieures \bar{t} sur la portion S_σ de la surface.

$$E_{pext} = -\int_V f(t)X_i dV - \int_{S_\sigma} \bar{t}(t)X_i dS \quad (III.24)$$

f : forces de volume

\bar{t} : forces de tractions de surface extérieures sur la portion S_σ de la surface

En substituant l'équation III.15 dans l'équation III.24 on aura :

$$E_{pext} = -\int_{S_\sigma} (Nq)^T \bar{t} dS - \int_V (Nq)^T f dV = -q^T g \quad \text{avec } g = \int_{S_\sigma} N^T \bar{t} dS + \int_V N^T f dV$$

g : vecteur des charges

II.2.3 Expression du principe de variation des déplacements :

Le principe de variation des déplacements est le principe de Hamilton qui permet d'étendre le formalisme Lagrangien au cas des systèmes continus [99]. C'est une approche énergétique qui offre plusieurs avantages par rapport à la démarche Newtonienne. Ce principe est exprimé par la relation suivante :

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \mathfrak{S}[u] dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} (E_c - E_p) dt = 0 \quad (III.25)$$

\mathfrak{S} étant le lagrangien.

En regroupant tous les termes, on obtient l'expression discrétisée du principe de variation des déplacements :

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{1}{2} \dot{q}^T M \dot{q} - \left(\frac{1}{2} q^T K q - q^T g \right) \right\} dt = 0 \quad (III.26)$$

On procède ensuite à la variation des coordonnées généralisées q qui fournit les équations du mouvement sous la forme discrétisée :

$$M\ddot{q} + Kq = g(t) \quad (III.27)$$

Le terme $g(t)$ est associé aux efforts volumiques et surfaciques, ces derniers, à l'origine du couplage fluide structure, sont relatifs aux efforts exercés par le fluide sur la structure.

Les systèmes mécaniques réels ne sont jamais conservatifs, donc si on prend en considération l'effet du frottement visqueux qui est décrit par la force généralisée $[\tilde{Q}]$ sous la forme :

$$[\tilde{Q}] = [C_{am}] [\dot{q}] \quad (III.28)$$

$[C_{am}]$ étant la matrice d'amortissement visqueux, on doit donc introduire cette force non conservative dans l'équation dynamique de la structure. Il est à souligner que ce modèle est

en fait le seul possible, si l'on veut obtenir des équations linéaires du second ordre en temps et à coefficients constants. Les seules qui se prêtent à des méthodes systématiques de résolution, analytiques ou numériques. On l'adopte donc, beaucoup plus en raison de cette commodité mathématique, qu'en raison de son réalisme physique. Lequel d'ailleurs, se trouve souvent pris en défaut [100]. La matrice amortissement $[C_{am}]$ peut être une combinaison des matrices raideur K et masse M comme suite :

$$[C_{am}] = \alpha[K] + \beta[M] \quad (\text{III.29})$$

où α et β sont des constantes à déterminer à partir de deux rapports d'amortissement correspondant à deux fréquences différentes de vibration [100].

Dans ce cas le système d'équations régissant le comportement dynamique de la structure devient :

$$M\ddot{q} + C_{am}\dot{q} + Kq = g(t) \quad (\text{III.30})$$

II.3 METHODE MODALE

Plusieurs méthodes modales résolvant l'équation dynamique de la structure ont été introduites. En prenant en considération l'amortissement de la structure, les équations du mouvement à n degrés de liberté s'écrivent :

$$M\ddot{q} + C_{am}\dot{q} + Kq = g(t)$$

Avec M la matrice des masses, C_{am} la matrice d'amortissement et K la matrice des raideurs.

Dans le cas de l'aéroélasticité, les forces extérieures $g(t)$ se réduisent aux forces aérodynamiques. La solution de ce système peut s'obtenir en étudiant les modes de vibrations libres, c'est-à-dire la superposition de solution sans second membre, soit :

$$M\ddot{q} + C_{am}\dot{q} + Kq = 0$$

Les solutions propres du système sans second membre sont les modes de vibrations de la structure. Dans le cas général, ces modes propres sont complexes et leur interprétation physique n'est pas évidente. Pour éviter cela, l'amortissement de la structure est supposé nul et les modes de vibrations libres sont obtenus en cherchant les solutions du système :

$$M\ddot{q} + Kq = 0$$

Les solutions harmoniques sont du type $q = xe^{j\omega t}$, d'où les équations modales :

$$Kx = \omega^2 Mx$$

Le système homogène de dimension n ci-dessus a n valeurs propres réelles (carré des pulsations propres) : $\lambda_1 = \omega_1^2, \lambda_2 = \omega_2^2 \dots \lambda_n = \omega_n^2$ auxquelles correspondent n solutions propres réelles non triviales qui sont les modes propres de vibration du système sans amortissement, souvent appelés modes réels [90], soient : $x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)}$

On appelle la matrice modale, la matrice (n, n) dont les colonnes sont constituées par les n vecteurs propres solution de :

$$Kx = \omega^2 Mx$$

$$\Phi = [x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)}]$$

En utilisant une base modale tronquée ($m < n$), on a l'expression fondamentale suivante :

$$q = \sum_{i=1}^m x^{(i)} \eta_i(t) = \psi \eta \quad (III.31)$$

avec $\eta = [\eta_1(t), \dots, \eta_m(t)]^t$ le vecteur des coordonnées modales, $\psi = [x^{(1)}, \dots, x^{(m)}]^t$ la matrice modale tronquée.

Le système des équations modales du mouvement est obtenu en utilisant la relation (III.31):

$$\tilde{M} \ddot{\eta} + \tilde{K} \eta = \psi^T g(t) = F(t)$$

avec $F(t)$ le vecteur des forces modales.

La méthode de superposition modale est largement utilisée dans les milieux industriels, cependant cette méthode est basée sur l'utilisation de bases modales tronquées. Cette troncature modale peut induire des erreurs inacceptables sur les réponses dynamiques [72]. Cette approche modale a été utilisée dans la plus part des études disponibles. Elle permet de manipuler un nombre, de variables, fixé par l'utilisateur, qui sont les coordonnées du champ de déplacement sur ces modes. Cette approche a cependant l'inconvénient de tout rapporter aux modes propres de la structure seule. Pour des modes propres de couplage aéroélastique différents des modes structurels, cette approche peut être insuffisante [61]. Le coût de l'intégration en temps de la partie structure d'une simulation aéroélastique dépend fortement du nombre de degrés de liberté utilisé. L'emploi d'une approche modale permet de réduire considérablement le temps de calcul nécessaire.

III. COMPORTEMENT DYNAMIQUE DES ENSEMBLES TOURNANTS

La modélisation du comportement dynamique des structures en rotation nécessite la définition de deux repères. Le repère $R(O, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ lié à la structure non déformée, il est animé d'un mouvement de rotation $\vec{\omega}$ par rapport à un repère galiléen fixe de référence $R_0(O, \vec{X}_0, \vec{Y}_0, \vec{Z}_0)$.

De manière classique, le mouvement de la structure, discrétisée par la méthode des éléments finis, est décrit par une formulation Lagrangienne. Deux approches sont généralement utilisées : l'approche de type dynamique des rotors et l'approche de type dynamique des ensembles aubés.

La dynamique des rotors s'intéresse au comportement de l'arbre en flexion / torsion. Dans ce cas les roues sont supposées rigides. L'ensemble tournant est supposé axisymétrique et la mise en équation est effectuée dans le repère fixe (R_0). L'arbre est généralement discrétisé par la méthode des éléments finis, les roues n'interviennent que par leurs masses et inerties.

De nombreux travaux utilisent avec succès cette approche. Elle permet notamment de prévoir les vitesses critiques du système en établissant un diagramme de Campbell et de

calculer les réponses à des excitations diverses afin de quantifier les déplacements maximaux et d'établir les cartes de stabilité des machines.

L'approche de type dynamique des ensembles aubés s'intéresse au comportement des roues encastées en leurs moyeux. Ces ensembles, considérés non axisymétriques, sont composés d'un disque et d'aubes discrétisées par la méthode des éléments finis. La mise en équation est effectuée dans le repère tournant (R).

La nécessité de prédire, avec une précision suffisante, le comportement dynamique global d'un ensemble tournant complet aux fluides environnants et prenant en compte tous les couplages possibles, conduit à retenir une modélisation tridimensionnelle. La méthode des éléments finis, quant à elle, est très adaptée à la discrétisation des structures aux formes et aux comportements complexes [101].

Le repère $R(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, lié à la structure non déformée est animé du même mouvement de rotation $\vec{\omega}$ que la structure par rapport à un repère galiléen fixe de référence $R_0(O, \vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$.

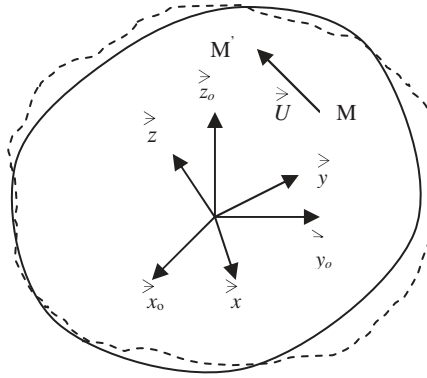


Figure III.1 : repères de travail

Lors de la déformation de la structure, le point $M(x, y, z)$ se déplace en M' d'une quantité :

$$\vec{U} = \langle u, v, w \rangle^t$$

Ainsi, la position de M' est repérée dans R par :

$$\vec{OM}' = \begin{Bmatrix} x + u \\ y + v \\ z + w \end{Bmatrix}_R$$

La structure étant animée d'un mouvement de rotation supposé quelconque, la vitesse absolue du point M , par rapport à R_0 , exprimée par ses coordonnées dans R , est :

$$\vec{V}^{R_0}(M) = \begin{Bmatrix} \dot{u} \\ \dot{v} \\ \dot{w} \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{Bmatrix}_R \wedge \begin{Bmatrix} x + u \\ y + v \\ z + w \end{Bmatrix}_R$$

Où $\langle \omega_1, \omega_2, \omega_3 \rangle^t_R$ est le vecteur rotation instantanée de R par rapport à R_0 exprimé dans R .

L'expression de la vitesse s'écrit également :

$$\vec{V}^{R_0}(M) = \begin{Bmatrix} \dot{u} \\ \dot{v} \\ \dot{w} \end{Bmatrix} + [R] \begin{Bmatrix} x+u \\ y+v \\ z+w \end{Bmatrix}_R$$

Avec :

$$[R] = \begin{bmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{bmatrix}$$

Dans la pratique, les axes \vec{z}_0 et \vec{z} sont souvent confondus et la rotation est définie autour de cet axe commun. Dans ce cas ω_1 et ω_2 sont nulles.

La discrétisation par la méthode des éléments finis et l'application des équations de Lagrange conduisent au système différentiel suivant, qui correspond aux équations dynamiques du mouvement du système:

$$[M] \left\{ \ddot{X} \right\} + [C(\omega)] \left\{ \dot{X} \right\} + [K_E + K_S(\omega^2) + K_G(\delta) + K_A(\dot{\omega})] \{X\} = \{F_{cent}(\omega^2)\} + \{F_E(X, \dot{X}, \ddot{X})\} \quad (\text{III.32})$$

Les vecteurs $\{X\}$, $\{\dot{X}\}$, $\{\ddot{X}\}$ sont respectivement les déplacements, vitesses et accélérations nodaux exprimés dans le repère R.

Les matrices $[M]$ et $[K_E]$ correspondent aux termes de masse et de raideur élastique, rencontrés pour toute structure. $[C]$: matrice des effets gyroscopiques (de Coriolis et / ou d'amortissement), $[K_S]$: matrice de raideur supplémentaire, $[K_G]$: matrice de raideur géométrique, $[K_A]$: matrice de raideur centripète, $\{F_{cent}\}$: efforts centrifuges, $\{F_E\}$: forces extérieures.

Les effets dus à la rotation se traduisent de la manière suivante :

- L'effet gyroscopique $[C]$: s'agissant de la dynamique des rotors, cet effet a une influence importante sur les comportements des arbres, il provoque un couplage des déplacements perpendiculaires (orthogonaux à l'axe de rotation) ; ce qui a par conséquent de séparer les fréquences en rotation en deux branches (mode en précession directe et mode en précession inverse).
Les effets gyroscopiques sont négligeables dans le cas d'aubes radiales, ce qui est majoritairement le cas pour les machines axiales [101] ; [102].
- Le raidissement supplémentaire $[K_S]$: cet effet linéaire diminue la raideur de la structure. Il correspond à l'ajustement de la raideur pour prendre en compte les changements de géométrie liés à la vibration.
- Le raidissement géométrique $[K_G]$: cet effet non linéaire est lié à l'état de contraintes dans la structure et en augmente la raideur. Il couple les déplacements plans et transverses. Son influence est importante pour les structures minces avec une raideur en flexion faible devant la raideur axiale.

- L'effet du à la variation de la vitesse de rotation $[K_A]$: il a une influence sur l'amplitude maximale des déplacements de la structure lors de montées en vitesse.

L'amortissement structural est le plus souvent considéré visqueux et est introduit directement dans les équations du mouvement sous forme modale [101]. Mais en règle générale, l'amortissement interne au matériau est négligeable et c'est l'amortissement aérodynamique qui compose le terme principal [103].

Le système matriciel III.32 est non linéaire dans la mesure où la matrice de raideur dépend de la contrainte σ induite par les efforts centrifuges, elle-même fonction des déplacements.

Les forces extérieures sont également fonction des déplacements, elles sont cependant considérées comme nulles dans le cas du calcul des fréquences et modes du système.

La maîtrise du comportement dynamique des ensembles tournants de turbomachines passe encore largement par l'utilisation de modèles spécifiques basés sur des approches différentes. Ces modèles, souvent utilisés indépendamment avec succès, doivent être nécessairement liés de manière plus ou moins étroite lorsqu'il s'agit de traiter des problèmes couplés [101].

La connaissance précise du comportement dynamique des structures en rotation, telles que les aubes de turbomachines, est indispensable pour assurer un bon fonctionnement des machines tournantes. Ainsi, pour éviter les réponses de fortes amplitudes qui peuvent mener à leur ruine, les fréquences naturelles du système doivent être distinctes des fréquences d'excitations dans tout le domaine de fonctionnement.

Le déplacement total $\{X\}$ est décomposé en un déplacement statique $\{X_{st}\}$ du aux effets de la rotation et un déplacement oscillatoire de petite amplitude $\{X_{vib}\}$ autour de cette nouvelle position d'équilibre. De cette façon le système III.32 se décompose en deux systèmes d'équations résolues successivement :

$$[K_E + K_G(\sigma) + K_S]\{X_{st}\} = \{F_{cent}(\Omega^2)\} + \{F_{E\ st}\}$$

$$[M]\{\ddot{X}_{vib}\} + [C]\{\dot{X}_{vib}\} + [K_E + K_G(\sigma) + K_S]\{X_{vib}\} = \{F_{E\ inst}\}$$

$\{F_{E\ st}\}$: forces extérieures statiques et $\{F_E\}$: forces extérieures instationnaires

Le premier système d'équations donne les expressions de K_G et X_{st} à une vitesse de rotation donnée. Dans le cas où la structure n'est pas en rotation $K_S = 0$ et il ne reste que le deuxième système à résoudre.

I. INTRODUCTION

On parle de phénomènes couplés du moment où l'évolution dans le temps de l'un est étroitement liée à l'autre. Le couplage fluide-structure est parmi ces phénomènes.

Il étudie l'interaction fluide structure et il s'intéresse au comportement d'un système constitué par deux entités mécaniques considérées comme distinctes : une structure (solide) fixe ou mobile, rigide ou déformable [178], et un fluide (en écoulement ou au repos) liquide ou gazeux, compressible ou incompressible [179], visqueux ou non visqueux s'écoulant autour, ou à l'intérieur de la structure.

L'évolution dans le temps de chacune des deux entités dépendant étroitement de celle de l'autre, conduit à l'apparition du phénomène de couplage. Plus précisément, le mouvement de la structure est influencé par l'écoulement du fluide à travers les efforts transmis à l'interface, et réciproquement, le mouvement de la structure influence l'écoulement du fluide par les déplacements de l'interface qui entraîne le fluide dans son mouvement [15].

Les domaines d'application du couplage fluide-structure sont très nombreux : effet du vent sur les ponts ou les grandes constructions, écoulement autour de corps immergé (sous-marin, coque de bateaux), écoulement autour des profils d'aile d'avions ou de turbomachines, déformation des vaisseaux sous l'effet des écoulements sanguins.

Pour la dynamique des ensembles aubés, deux types principaux de problèmes couplés fluide-structure sont rencontrés. Le premier concerne le comportement dynamique des structures fonctionnant dans des fluides lourds. Dans ce cas, le fluide apporte masse et amortissement ajoutés et l'effet de confinement du fluide est important. Le second concerne les fluides légers et la possibilité d'apparition du flottement ou l'effet des lames d'air sur le comportement de disques en rotation [101].

Globalement, on peut distinguer les phénomènes hydro élastiques (interaction fluide en phase liquide-structure) et les phénomènes aéroélastiques (interaction fluide en phase gazeuse-structure). L'hydro élasticité se rencontre le plus souvent dans le domaine biomédical (circulation sanguine) ou l'hydraulique (écoulement autour d'un navire). L'aéroélasticité possède, quant à elle, de nombreuses applications aussi bien dans le génie civil (ponts suspendus...) que dans les domaines aéronautiques et spatial (ailes d'avions, turbomachines, lanceurs spatiaux...).

D'une façon générale, l'aéroélasticité est la discipline de la mécanique appliquée qui traite du mouvement d'un corps déformable dans un écoulement gazeux. Bien que l'aéroélasticité ait trouvé son origine en aéronautique, où les problèmes d'aéroélasticité se sont avérés critiques dès les débuts du vol propulsé, les phénomènes aéroélastiques se sont également révélés très importants par la suite dans d'autres domaines des sciences appliquées (génie civil, conception des turbomachines, des ouvrages hydroélectriques, des véhicules terrestres ou maritimes, etc.), les problèmes aéro ou hydro-élastiques se révèlent de plus en plus comme des facteurs à prendre en compte, d'où le fait que le domaine de l'aéroélasticité soit toujours un thème de recherche scientifique et industriel important [104].

Sous certaines conditions aérodynamiques, un transfert d'énergie instationnaire peut s'établir entre l'écoulement et la structure, provoquant l'apparition de vibrations qui peuvent entraîner la détérioration, voire la destruction de la structure (l'aubage dans le cas des turbomachines).

Le couplage donc entre le fluide en écoulement et une structure vibrante peut induire des instabilités vibratoires qui conduisent très rapidement les structures à leur ruine. Il suffit

pour cela qu'une portion infime de l'énergie cinétique contenue dans l'écoulement soit transférée à la structure.

On désigne couramment par « aéroélasticité » la discipline qui traite ces vibrations. Ce terme est considéré comme satisfaisant, bien qu'il ne mentionne pas le rôle joué par les forces d'inertie de la structure.

Les vibrations mécaniques apparaissent dans toutes les structures, construction de génie civil, machines et éléments de machines automobile, aéronautique etc.... Elles ont une influence non négligeable sur le fonctionnement et la durée de vie de ces structures.

II. CLASSIFICATION DES PROBLEMES AEROELASTIQUES

Les phénomènes aéroélastiques résultent de l'interaction entre différents types de force :

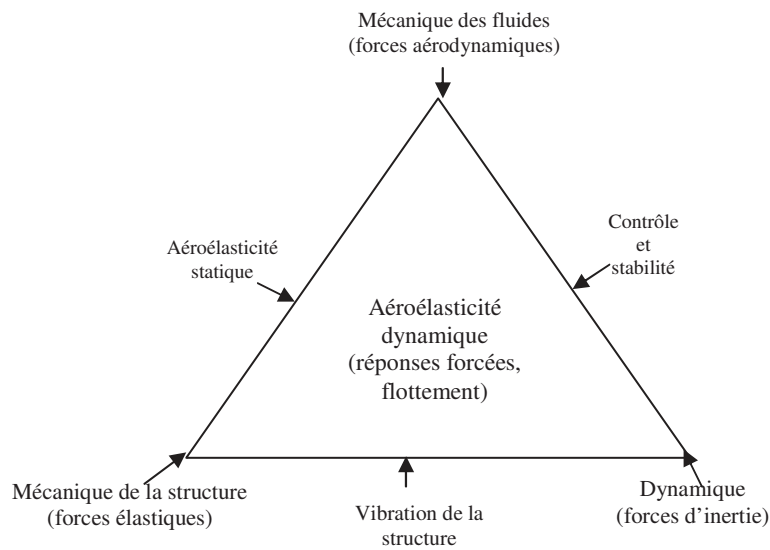
1. les forces élastiques, liées au comportement de la structure,
2. les forces d'inertie, liées également à la structure,
3. les forces aérodynamiques, induites par les déformations (stationnaires ou oscillatoires) de la structure d'une part, et résultant de perturbations extérieures d'autre part.

Les effets inertiels peuvent également jouer un rôle très important, et on différenciera donc l'aéroélasticité dynamique, impliquant l'ensemble des trois forces indiquées ci-dessus, et l'aéroélasticité statique, impliquant uniquement les forces élastiques et aérodynamiques [104], [105]. Il est classique de répertorier les divers phénomènes aéroélastiques selon le triangle des forces (*fig.IV.1*) défini par Collar [106].

Les trois types de force résultant du mouvement : élastiques, aérodynamiques, et inertielles sont représentés par les trois sommets du triangle, chaque phénomène aéroélastique peut être localisé sur ce diagramme selon sa relation avec les sommets. Ainsi, les phénomènes relatifs à l'aéroélasticité dynamique, sont placés au centre du triangle on prend en considération les trois forces (aérodynamiques, d'inertie et élastiques). Tandis que ceux relatifs à l'aéroélasticité statique sont placés sur le côté gauche. Le côté droit regroupe les phénomènes n'impliquant que les forces aérodynamiques et d'inertie, il traduit donc l'aspect statique des efforts agissant sur la structure. La base du triangle est relative aux problèmes de vibration traités en dynamique des structures, il considère la relation entre les forces d'inertie et les forces élastiques [107], [108], [104].

Collar indique que d'autres forces comme les forces gravitationnelles peuvent aussi agir dans ce triangle mais ces forces sont négligeables par rapport aux autres.

Aujourd'hui la définition conventionnelle de Collar est étendue pour englober des forces dérivant d'autres sources [107], [108].



FigureIV.1 : Triangle de Collar [108]

L'aéroélasticité statique correspond à l'étude des interactions entre les forces aérodynamiques et les forces élastiques. Les phénomènes les plus importants en aéroélasticité statique sont [104] :

- la divergence : par exemple dans le cas d'un avion flexible en vol stationnaire, un équilibre s'établit entre les forces aérodynamiques d'une part et les forces de rappel élastiques d'autre part, mais au-delà d'une certaine vitesse cet équilibre devient instable, ce qui peut conduire à la ruine brutale de la structure.
- la redistribution de portance: même en deçà de la vitesse de divergence, la déformation des ailes entraîne une modification de la portance sur celles-ci, dont il importe de tenir compte pour prévoir les performances réelles de la structure.

L'aéroélasticité dynamique correspond à l'étude des interactions entre les forces élastiques, inertielles et aérodynamiques. Dans le cadre de l'aéroélasticité dynamique on s'intéressera plus particulièrement aux phénomènes suivants :

- le flottement : il s'agit d'une instabilité dynamique, couplant un écoulement instationnaire aux modes de vibration de la structure, se traduisant par des oscillations d'amplitude croissante pouvant conduire à la ruine.
- La réponse dynamique.

III. AEROELASTICITE EN TURBOMACHINES

En turbomachines, l'aéroélasticité revient à l'étude dynamique de l'interaction fluide structure, elle regroupe alors les trois disciplines représentées sur le triangle de Collar. D'une manière générale les phénomènes aéroélastiques dans les turbomachines peuvent être divisés en deux types ; ceux qui sont dues à la nature oscillatoire des écoulements et ceux qui résultent de couplages entre l'écoulement et le mouvement vibratoire des aubes. Les premiers sont de type « oscillations forcées », en présence d'une source extérieure agissant à une certaine fréquence, la structure répondant sur cette fréquence. Les forces qui

provoquent ces oscillations sont entièrement indépendantes du mouvement des aubes et elles existent au sein même du fluide : turbulence, excitations à des fréquences multiples de la vitesse de rotation, décollement tournant, pompage, etc. La réponse forcée est une contrainte d'écoulement dynamique externe provoquant la vibration de l'aube. Ces contraintes peuvent aussi être provoquées par les sillages des aubages situés en amont ou encore par des champs de pression développés par les aubages avoisinants [109].

Pour les vibrations forcées la première contribution pour les forces aérodynamiques est due à la perturbation externe de l'écoulement, la seconde contribution dérive du mouvement des aubes [110], [111].

Les seconds phénomènes aéroélastiques dans les turbomachines, sont dues à des forces, agissant sur les aubes, et qui sont provoquées par leur propre mouvement (forces couplées) ils sont caractérisées par l'absence de source d'excitation extérieure et par des fréquences de vibration proches des fréquences propres de la structure c'est le phénomène de flottement.

Les phénomènes vibratoires sont fréquemment à l'origine des incidents mécaniques rencontrés sur les turbomachines.

Les turbomachines sont les pièces maîtresses de domaines stratégiques comme le transport (moteurs d'avions, turbocompresseurs de véhicules automobiles...) et la production d'énergie (turbines à vapeur de centrales, turbines à gaz..). Du fait des impératifs forts de fiabilité, de flexibilité d'utilisation et de respect de l'environnement imposés à ces machines, les constructeurs doivent disposer d'outils d'analyse de plus en plus fins et précis dès le stade de conception. Dans ce contexte, les roues aubées font l'objet d'attentions particulières [102].

Cependant, compte tenu de la complexité de leur comportement dynamique et de la richesse des excitations possibles, il est constaté que les aubes de turbomachines subissent encore des ruptures non prévues, avec des conséquences considérables en terme de coût de réparation et surtout de perte d'exploitation [102].

Il est donc très important de pouvoir prévoir l'apparition des phénomènes vibratoires à un stade avancé de la conception et d'éviter ainsi un processus long et coûteux d'essais et de modification de profils.

IV. PHENOMENE DE FLOTTEMENT

Le phénomène de flottement a été défini dans AGARD (Advisory Group for Aerospace Research and Development) [112] comme "une oscillation due à l'interaction entre les forces aérodynamiques, les réponses élastiques et les forces d'inertie" et il est relié au terme "aéroélasticité".

Le flottement étant une instabilité d'écoulement dynamique résultant en un mouvement auto-excité de l'aube, cela signifie qu'aucune contrainte externe n'est nécessaire pour provoquer des vibrations de grandes amplitudes.

A mesure que le degré de sophistication des turbomachines augmente, que l'on atteint des rapports de pression de plus en plus élevés, une efficacité de plus en plus grande et des étages de plus en plus réduits, la probabilité d'occurrence du phénomène de flottement augmente. En aéronautique comme ailleurs, il est malheureusement très rare de pouvoir obtenir un gain significatif en performance sans payer de contrepartie. Dans ce cas, la pénalité correspond à une réduction de la durée de vie du composant [109].

La théorie de flottement a été développée par Theodorsen [113]; Glauert [114] et Küssner [115]. Les recherches sur les flottements et les derniers développements ont été menés par Ashley [116], Platzer et Carta [117], [118] et récemment par Srinivasan [119].

Les deux types de flottement le plus souvent cités dans la littérature sont d'une part le flottement de décrochage (stall flutter) qui se produit quand il y'a séparation de l'écoulement du profil. Le décollement du flux entraîne alors des réactions aérodynamiques non linéaires par rapport au mouvement de la structure. Ce type de flottement est dû à des non linéarités aérodynamiques.

Le deuxième type de flottement est le flottement bimode (coalescence flutter) qui est lié à l'existence de deux fréquences propres voisines, en général les modes de flexion et de torsion, qui sont mis en coïncidence pour une certaine gamme de vitesses de l'écoulement. Contrairement au flottement de décrochage, le flottement bimode peut se produire même pour des angles d'incidence faibles [36].

Le flottement à deux ou plusieurs degrés de liberté est un phénomène bien connu surtout dans le domaine de l'aéronautique. Il s'agit d'un couplage entre plusieurs modes de la structure engendré par l'aérodynamique instationnaire. Pour que ce couplage puisse s'effectuer, il faut que les fréquences propres des modes soient suffisamment voisines. Dans ces conditions, il est possible que les efforts aéroélastiques arrivent à faire à peu près coïncider les fréquences et qu'alors le transfert d'énergie d'un mode vers un autre produise un amortissement négatif de l'un des modes [120].

Le phénomène de flottement et l'influence que peuvent avoir des non linéarités structurales sur ce dernier ont été mis en évidence par un grand nombre d'auteurs. Ces travaux concernent aussi bien l'aspect théorique que des études expérimentales.

Les aubes des compresseurs axiaux sont sujettes, dans certaines conditions, à des instabilités aéroélastiques qui induisent des vibrations de très grande amplitude pouvant entraîner des ruptures. Ces instabilités peuvent se manifester en différentes zones du domaine de fonctionnement du compresseur, chaque zone pouvant être le siège d'un flottement à caractère particulier. La figure IV.2 montre les domaines de flottement connus sur un diagramme pression- débit typique.

Les flottements peuvent exister dans des conditions tout à fait normales d'alimentation de la machine, mais une mauvaise alimentation peut modifier les frontières des zones d'instabilité existantes ou en faire apparaître d'autres.

Afin de comprendre l'origine des flottements rencontrés et éventuellement de les prévoir, des études sont menées. Ces recherches sont fondamentales mais doivent permettre aux constructeurs d'anticiper les difficultés éventuelles sur des compresseurs en projet [111].

Les concepteurs de turbomachines connaissent depuis longtemps la nécessité d'établir un compromis entre les performances aérodynamiques, l'intégrité structurale, et les propriétés dynamiques de l'aube. En raison des vibrations excessives induites par l'écoulement la tenue en fatigue de l'aube devient trop faible, et les flottements de l'aube peuvent conduire à des défaillances catastrophiques. Par conséquent, le comportement aéroélastique du profil des aubes, et particulièrement la réponse aérodynamique instationnaire, doit se trouver au centre des préoccupations pour l'optimisation des performances aérodynamiques des compresseurs. Au vu de la tendance actuelle, qui est l'augmentation de la charge, des vitesses et de l'efficacité, la capacité à prédire le comportement instationnaire prend de plus en plus d'importance. Les deux principaux phénomènes impliqués sont le flottement et la réponse forcée [109].

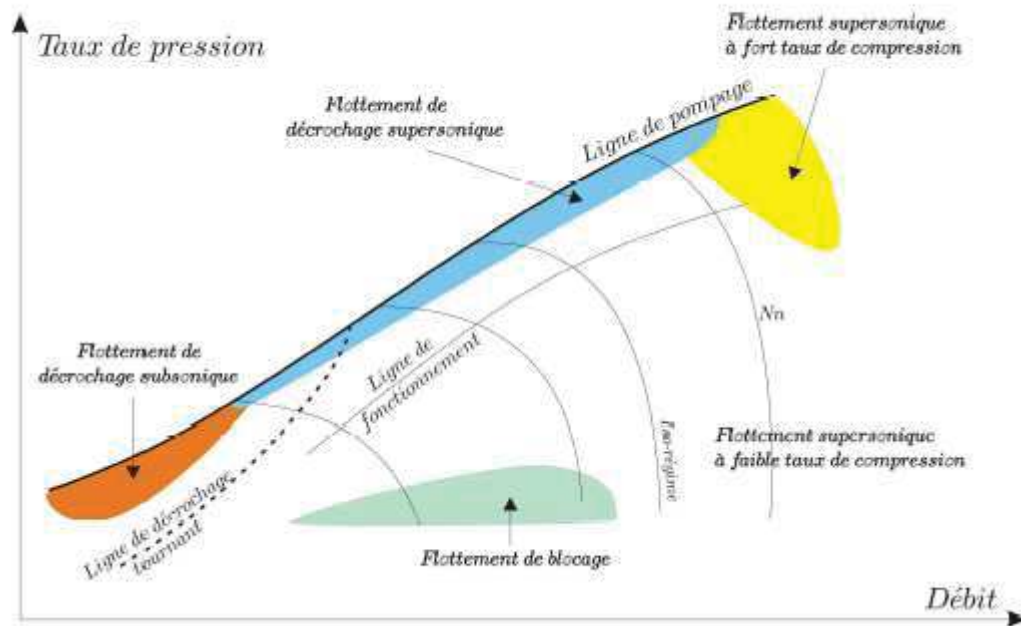


Figure IV.2 : Courbes caractéristiques des compresseurs [121]

V. PHENOMENE D'OSCILLATIONS DE CYCLES LIMITES

Si l'on prend en compte des non linéarités d'origine structurale ou aérodynamique, le comportement dynamique du système couplé est plus complexe. Au lieu d'un départ directement en flottement, on peut observer des oscillations périodiques pour une certaine gamme de valeurs de paramètres. Ces oscillations sont appelées les oscillations de cycles limites (LCO comme limit cycle oscillation) [36].

Une des particularités de l'aéroélasticité non-linéaire est l'apparition du phénomène des cycles limites. Ces oscillations sont harmoniques entretenues, elles sont provoquées par des non linéarités de modèles qui peuvent être d'origines variées. On distingue notamment les non linéarités de nature aérodynamique et de nature structurale. Lorsque la structure est linéaire, ce sont les fortes non linéarités de l'écoulement aérodynamique qui sont à l'origine de ce phénomène. Les cycles limites peuvent être observés sur des systèmes aéroélastiques en régime transsonique ou lorsque les effets visqueux introduisent de fortes non linéarités [72]. En fait, ces oscillations entretenues sont généralement de faible amplitude. Néanmoins, elles contribuent à la fatigue des composants de la structure et peuvent ainsi provoquer une ruine à long terme. Même si la dangerosité des LCOs est moindre, le vieillissement prématuré des structures nécessite leur prédiction. Seule une simulation directe temporelle peut être utilisée pour la prédiction des LCOs. De plus, l'aérodynamique transsonique est fortement pilotée par les effets visqueux et il est préférable d'utiliser des méthodes aérodynamiques résolvant les équations de Navier-Stokes. Ce phénomène d'oscillations de cycle limite a été étudié par un grand nombre d'auteurs [36].

Les cycles de contraintes vibratoires résultant d'une grande variété de forces aéromécaniques provoquent la fatigue polycyclique. Les fréquences impliquées sont de l'ordre de plusieurs milliers de cycles par seconde. La fatigue polycyclique concerne particulièrement les avions, puisqu'elle est la principale cause des défaillances moteur constatées, pouvant parfois mener à la perte de l'appareil. Mais ce phénomène n'est pas

seulement limité aux domaines militaire et aéronautique, il peut également toucher des équipements commerciaux et terrestres. En fait, la fatigue polycyclique est un problème potentiel pour toutes les machines tournantes : compresseurs, pompes, turbines, ventilateurs, etc. mais heureusement dans une moindre mesure. Car si un générateur à turbine projette une aube, il y aura certes un arrêt imprévu, mais pas de perte humaine [109]. Parce que les ingénieurs sont habitués à utiliser des outils sophistiqués en phase de conception et de développement de turbomachines, il est rare que le phénomène de fatigue polycyclique se produise en un point de fonctionnement nominal du système. En général celui-ci se produit à vitesse partielle, ou à proximité de la ligne de pompage.

Le caractère non destructif des LCOs a amené un grand nombre d'aéroélasticiens à séparer le phénomène du flottement de nature destructive, des LCOs non destructives. L'un des principaux arguments qui a décidé la communauté des aéroélasticiens de cette séparation est l'incapacité des méthodes classiques de prédiction du flottement à prévoir l'amplitude des LCOs et leurs apparitions. Cette incapacité des méthodes classiques basées sur l'utilisation de méthodes linéarisées pour le fluide est logique dès que les LCOs sont provoquées par les non-linéarités du fluide [72]. De plus, la plupart des méthodes de résolution classique du flottement sont basées sur une approche fréquentielle alors que la résolution des systèmes non-linéaires nécessite une résolution dans le domaine temporel.

L'étude des LCOs nécessite l'utilisation d'une simulation directe du système aéroélastique utilisant un modèle aérodynamique non-linéaire. La plupart des études concernant les LCOs sont réalisées sur des systèmes aéroélastiques à peu de degrés de liberté [122], [123], [124]. Ces études ont permis de mettre en évidence numériquement les LCOs.

Les cycles limites sont un phénomène purement non linéaire. En régime transsonique, les oscillations de type cycles limites sont provoquées par les non-linéarités des équations de Navier-Stokes à travers la présence d'onde de choc. En réalité, il est possible d'observer le phénomène des cycles limites en régime amont subsonique. Dans ce cas, les non-linéarités donnant naissance aux cycles limites sont toujours d'origine aérodynamique et sont induites par l'apparition d'ondes de choc durant l'oscillation du profil.

VI. TYPES DE COUPLAGE

L'appréhension de la complexité multi physique de certains phénomènes constitue un défi important pour la recherche et l'industrie. Celle-ci a d'ailleurs de plus en plus recours à l'outil informatique pour modéliser ces phénomènes.

La simulation numérique des phénomènes couplés connaît un développement constant ces dernières années. Ce développement rapide est dû aux avancées dans les modèles physiques et mathématiques des différents domaines physiques en général, et aussi aux progrès et accroissement de performances des calculateurs et techniques de parallélisation de calculs.

A la fin des années 80, les codes de calcul disciplinaires sont devenus des outils couramment utilisés. A partir des années 90, des besoins de plus en plus importants en matière d'études pluridisciplinaires ont été exprimés : interaction entre le réseau de transport électrique et les tranches de production d'énergie, interaction fluide structure, calculs de contraintes mécaniques d'origine thermique...

Ces études nécessitent de réaliser des simulations numériques intégrant des couplages entre différentes disciplines.

Une solution consiste à développer de nouveaux codes intégrant les différentes disciplines et leurs couplages, cette solution est envisageable dans certains cas mais demande une généralisation des codes de calcul qui n'est pas toujours possible. Une autre voie a donc été retenue consistant à réutiliser les codes existants et les coupler via un coupleur. La voie la plus prometteuse est donc le couplage des codes de calcul qui permet de faire communiquer

des outils informatiques et d'éviter de programmer dans un logiciel unique qui traite souvent qu'une seule partie du problème.

La simulation numérique d'écoulements instationnaires autour de structures souples nécessite la résolution simultanée de problèmes de dynamique des structures et de dynamique des fluides en domaine déformable.

Pour pouvoir faire une simulation d'un phénomène d'interaction fluide- structure, dans le cas le plus général ou aucune hypothèse n'est faite, les éléments suivants sont nécessaires [29]:

1. Un code de dynamique des structures :

Ce code permet d'avancer en temps la structure, c'est-à-dire résout les équations aux dérivées partielles du modèle choisi pour la structure. Plus précisément, ce code doit être capable de :

- Recevoir (ou lire) des informations représentant les forces physiques variables dans le temps (et inconnues avant la simulation) exercées par le fluide sur l'interface fluide- structure, ces informations sont reçues ou lues dans un certain format. D'autre part, elles sont censées être exprimées dans la formulation adoptée par le code structure (par exemple, relativement au maillage structure, aux éléments finis choisis, etc...) ;
- Avancer d'un pas de temps ;
- Envoyer des déplacements, voire des vitesses (en général liés aux sommets du maillage), pendant la simulation, dans un format défini à l'avance.

2. Un code de dynamique des fluides en domaine mobile :

Ce code permet d'avancer en temps le fluide, c'est-à-dire résout les équations aux dérivées partielles du modèle choisi pour fluide. Plus précisément, ce code doit être capable de :

- Recevoir (ou lire) des informations représentant les déplacements d'une partie de son bord ;
- Avancer en temps en domaine déformable, le plus souvent en maillage mobile (topologie constante ou variable) pour cela , on utilise le plus généralement des formulations de type ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) qui permettent de réécrire les équations du fluide dans un repère mobile, lié au point considéré. Ceci permet d'adopter une approche plutôt Lagrangienne près de la structure (le maillage fluide la suit) et plutôt Eulérienne loin de celle-ci ;
- Envoyer des forces exercées sur l'interface fluide- structure, dans un format prédéfini, lié à la formulation adoptée par le code fluide(liée à son maillage , ses éléments finis, etc).

3. Une interface de couplage en espace :

Cette interface (sous- procédures dans les deux codes ou au sein d'un code indépendant pilotant les deux codes) assure la "traduction" des forces et des déplacements mentionnés

ci-dessus, lorsque les maillages ou les formulations adoptés dans chaque code fluide et structure sont différents, cette tâche est remplie indépendamment des schémas en temps retenus dans chaque code.

4. Un algorithme de couplage en temps :

Cet algorithme de couplage (pareillement inséré dans les solveurs ou existant au sein d'un code coupleur) organise l'échange des informations dans le temps et rend effectif le couplage entre les codes fluide et structure.

En interaction fluide structure nous avons à distinguer deux niveaux de couplage, le couplage en espace et le couplage en temps et c'est au niveau du choix de l'algorithme en temps que le couplage retenu est plus ou moins faible ou fort.

L'action de couplage fluide-structure doit nécessairement commencer par une phase de mise en place d'algorithme de couplage entre trois opérateurs principaux : un solveur de l'écoulement du fluide, un solveur pour la structure et une procédure de mise à jour du maillage fluide [15].

VI.1 COUPLAGE EN ESPACE

L'utilisation de discrétisations spatiales différentes pour le fluide et la structure nécessite des techniques de couplage en espace. En effet, la discrétisation spatiale pour la résolution des équations de la dynamique de la structure est générée afin de permettre une représentation précise des principaux modes de structure. La discrétisation spatiale utilisée pour la résolution des équations de la dynamique des fluides est effectuée en considérant les paramètres géométriques des surfaces aérodynamiques afin de prédire correctement l'apparition de structures aérodynamiques (choc, couche limite, tourbillon...). L'incompatibilité entre les deux discrétisations est généralement totale et le transfert des données aérodynamiques vers le solveur structure nécessite une procédure d'interpolation spatiale. Ce couplage est assuré par l'interface de traduction mentionnée ci-dessus. La complexité de la tâche qu'il remplit est très variable. En fait, tout dépend des discrétisations en espace retenues dans chacun des codes fluide et structure. On entend ici par discrétisations en espace, non seulement le maillage, mais aussi le type d'approximation en espace (volumes finis, éléments finis de différents degrés etc...). L'idée de base est explicitée dans la référence [29]. Les quelques configurations représentatives que l'on peut rencontrer sont :

- les maillages et les formulations des codes fluide et structure sont identiques (par exemple des éléments finis). Le transfert est intuitif, il suffit de communiquer les degrés de liberté correspondants (*fig.IV.3*)
- les maillages sont identiques mais pas les formulations, par exemple éléments finis pour la structure et volumes finis centrés aux nœuds pour le fluide (*fig.IV.4*)
- les formulations sont identiques (par exemple éléments finis) mais pas les maillages par exemple, le maillage structure est bien plus grossier (*fig.IV.5*); on se place dans le cas où les surfaces décrites par les deux maillages sont identiques.
- Même cas que précédemment, mais avec des surfaces décrites par les deux maillages différentes (*fig.IV.6*).

- Dans le cas le pire, on peut imaginer des formulations très différentes sur des géométries très différentes ; c'est par exemples le cas d'études qui peuvent être menées sur la coiffe d'une fusée : le maillage fluide est précis, tandis que la description de la structure du lanceur est sommaire (une poutre) (*fig.IV.7*). Il faut alors ajouter un opérateur de transfert géométrique entre les géométries très différentes des objets.

Suivant la configuration du calcul, la manière dont les échanges d'information "en espace" sont faits peut s'avérer crucial. Si l'on continue à considérer qu'aucune erreur n'est produite par le schéma en temps (par exemple, le pas de temps est pris extrêmement petit), alors des approximations dans l'échange des forces peuvent modifier significativement les résultats numériques et polluer leur interprétation.

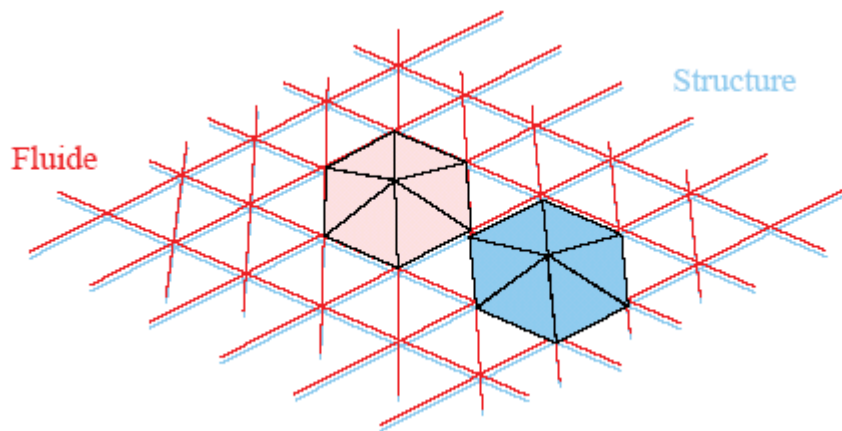


Figure IV.3 : Cas idéal : maillages et formulations identiques

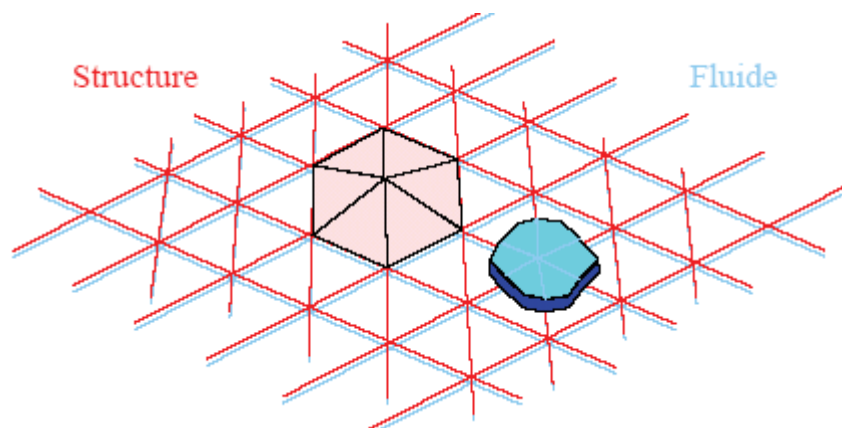


Figure IV.4 : Maillages identiques et formulations différentes

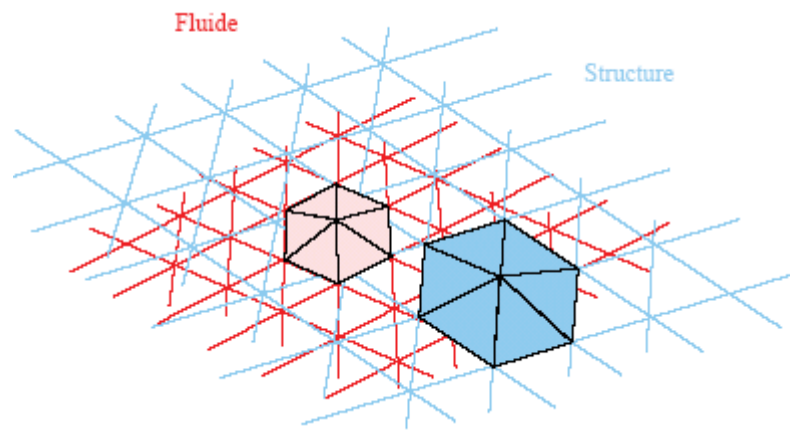


Figure IV.5 : Formulation identiques sur maillages différents géométriquement conformes

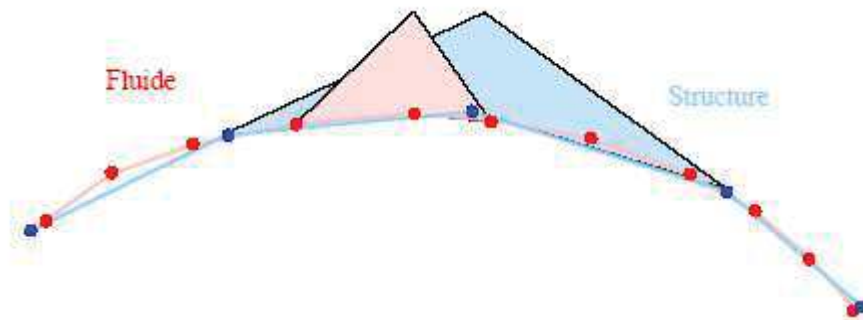


Figure IV.6 : Formulation identiques sur maillages différents géométriquement non-conformes (dessin pour une interface 1D)

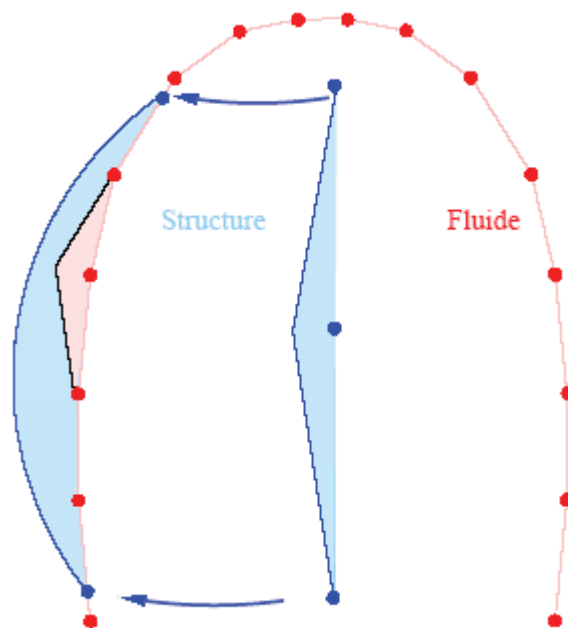


Figure IV.7 : Formulations, géométries et maillages très différents (dessin pour une interface 1D)

VI.2 COUPLAGE EN TEMPS

L'étude numérique du couplage entre une structure et le fluide qui la contourne peut présenter différents degrés de couplage selon les non linéarités en jeu. Ces dernières peuvent de plus, être d'origine physique (phénomènes en présence) ou géométriques. Le cas extrême consiste à coupler les deux systèmes physiques en un seul et de le résoudre. Il constitue un couplage numérique dit "fort" au contraire de son différent dit couplage "faible" qui revient à maintenir isolé chaque système se limitant à définir sur les frontières qui leur sont communes, des variables elles aussi communes.

Selon Cebral [125], on peut résumer les différents types de couplage existants en :

- Couplage fort qui repose sur la résolution, à chaque instant, d'un seul système couplé pour le fluide et pour la structure : le couplage est porté par un modèle mathématique unique ;
- Couplage faible qui consiste à établir un dialogue entre deux codes dont l'un est dédié à la structure et l'autre au fluide.

VI.2.1 Couplage fort :

Le couplage fort est réalisé grâce à des algorithmes monolithiques (un seul bloc) et n'introduit pas de décalage temporel entre le fluide et la structure. Dans cette méthode monolithique les domaines fluide et structure sont discrétisés dans un seul espace ALE et résolus à chaque pas de temps en utilisant un seul intégrateur.

Cependant, certains numériciens ne lui sont pas favorables. Dans le cas général, la formulation du problème en un unique système ne serait pas aisée. Cebral [125] souligne, de plus, que la matrice complète du système couplé peut être mal conditionnée (ceci peut se justifier par les différences entre les "rigidités" du fluide et de la structure et entre leurs discrétisations respectives.) et qu'un important travail de réécriture des codes peut être nécessaire et choisit de s'orienter vers le couplage faible.

VI.2.2 Couplage faible :

Le couplage faible est réalisé grâce à des algorithmes séparés. Dans cette méthode séparée (ou partitionnée) les domaines fluide et structure sont modélisés et résolus séparément mais des informations sont échangées une ou plusieurs fois à chaque pas de temps pour adapter les conditions aux limites pour chaque domaine [126].

L'approche partitionnée permet l'utilisation de solveurs existants et mûrs pour chaque domaine et permet la modélisation indépendante par des analyseurs dans leur domaine de spécialité et avec leurs outils familiers. En plus, cette approche permet la personnalisation du solveur pour chaque domaine.

La prise en compte d'un couplage entre les deux domaines de la physique par l'utilisation modulaire de deux solveurs, l'un dédié au fluide, l'autre à la structure, peut être représentée par la figure IV.8. Chacun des codes modélise la physique qui lui est associée, à partir d'un jeu de conditions aux limites et initiales qui lui est propre. Le couplage s'obtient alors en établissant un dialogue entre eux pour permettre un transfert des données communes après remise à jour de ces dernières.

Cette approche est d'autant plus justifiée que les pas de temps utilisés sont très faibles (typique des écoulements compressibles) et mènent, après remise à jour, à des géométries

proche de l'initiale, par analogie avec l'hypothèse des petites perturbations en mécanique des solides déformables [26].

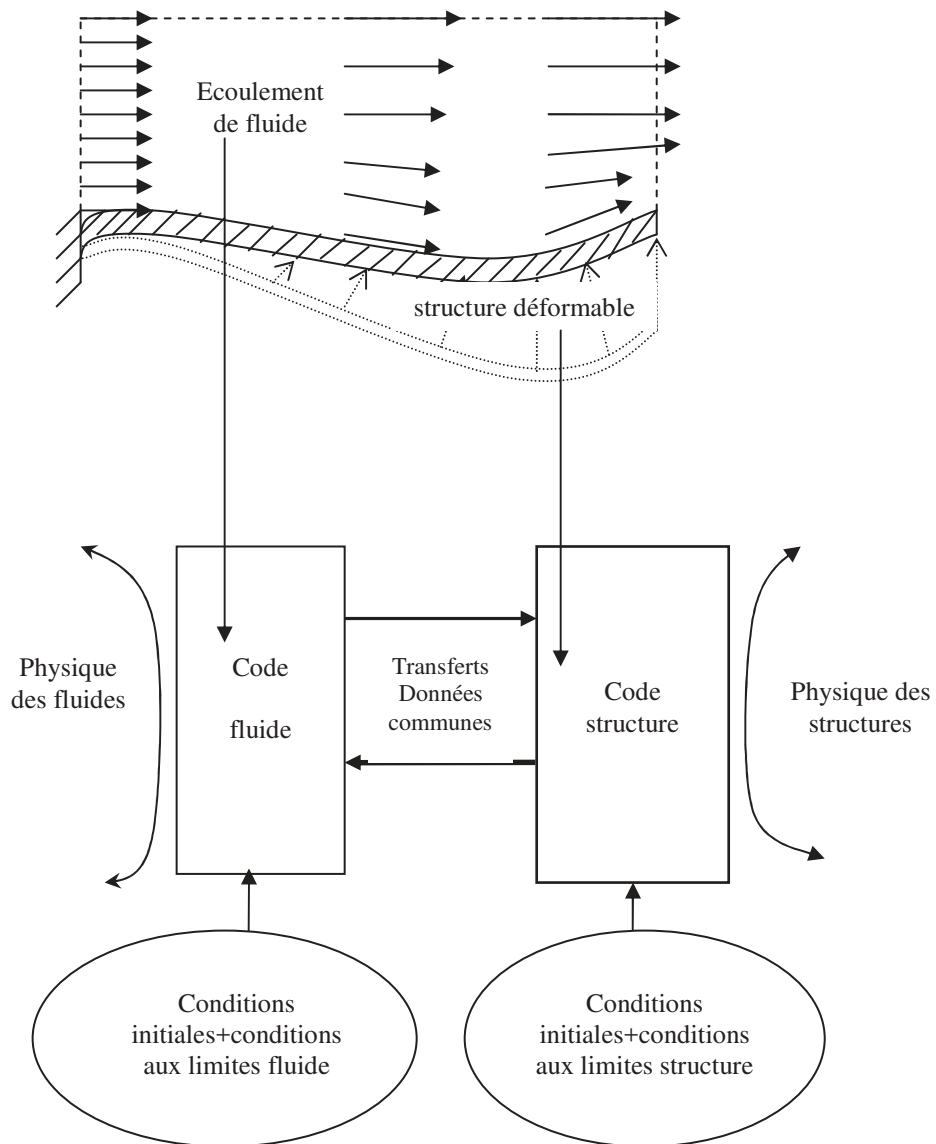


Figure IV.8 : Modularité du couplage

La méthode des algorithmes séparés (approche partitionnée) est préférée par rapport à la méthode de l'algorithme monolithique pour ses avantages. Les raisons invoquées pour privilégier le couplage faible, sont d'origine purement numérique :

- Les équations décrivant le comportement d'un fluide (non linéarités dues à la convection, à la turbulence...) sont de nature différentes de celles relatives à la structure (non linéarités géométriques, physiques...). Aujourd'hui, chaque domaine possède des méthodes de calcul robustes dictées exclusivement par la physique du problème. L'obtention d'un seul et unique système empêche l'utilisation optimale de ces dernières, le système résultant présentant de plus de grandes disparités en terme d'ordre de grandeur (propriétés physiques différentes, temps et longueurs caractéristiques

différents). Il s'en suit un comportement instable et une difficulté accrue du traitement numérique.

De plus, chaque domaine ayant un temps caractéristique différent, en général celui relatif à la structure est d'un ordre largement supérieur au fluide, il s'en suit alors une pénalisation du plus rapide par le plus lent [125], [26].

- Chaque domaine physique considéré pouvant prétendre résoudre à lui seul une marge de problèmes satisfaisante, il est d'autant plus intéressant de les conserver inchangés, ne les faisant communiquer que par le biais d'un jeu de variables communes. Ceci permet alors de coupler des codes numériques d'origines différentes et pouvant être utilisés en des lieux géographiques différents eux aussi [26].

Ces avantages nous ont conduits à employer ce couplage pour nos simulations couplées.

VI.3 PRINCIPAUX SCHEMAS DE COUPLAGE FAIBLE

L'algorithme de couplage en temps doit être capable de gérer les échanges de forces exercées sur l'interface fluide -structure et de ses déplacements. Au niveau continu, ces échanges sont exacts à tout moment, vérifiant le principe d'action et de réaction. A cause de la discrétisation en temps, et à cause de l'emploi de solveurs séparés pour le fluide et la structure il est quasiment impossible de vérifier exactement le principe d'action et de réaction à chaque instant. Pour faire simple on cherche en fait à violer le moins possible ce principe, et on observe effectivement que les algorithmes de couplage en temps sont d'autant meilleurs qu'ils vérifient le moins mal ce principe physique essentiel qui régit l'interaction [29]. Cependant, plusieurs réflexions doivent accompagner le choix de l'algorithme de couplage [97]. Ce choix doit être conditionné d'après :

- l'échelle des temps caractéristiques des physiques étudiées. Certains auteurs introduisent la notion de vitesse réduite comme étant le rapport des temps caractéristiques respectifs du fluide et de la structure pour une longueur donnée :

$$U_R = \frac{V_{fluide}}{V_{structure}} = \frac{\Delta t_{structure}}{\Delta t_{fluide}} .$$

Ce paramètre offre ainsi un classement des couplages selon que :

- $U_R \ll 1$: fluide sans écoulement (retenue de barrage...);
 - $U_R \equiv 1$: fluide avec écoulement lent (voile dans le vent...);
 - $U_R \gg 1$: fluide avec écoulement rapide (aéroélasticité...).
- la nature des discrétisations temporelles employées pour les deux codes (explicite, implicite, recherche d'un état stationnaire, transitoire...).

Ces deux points conditionnent la nécessité ou pas d'itérer au sein du processus de couplage ainsi que la fréquence de remise à jour des variables communes au fluide et à la structure (typiquement la frontière du domaine et le champ de pression pariétale).

- concernant ce dernier aspect, se pose aussi le problème du choix du profil de pression pariétale à transmettre au code de structure. Le champ transmis correspond-t-il à celui calculé à l'instant n , $n+1$ ou à une combinaison des deux ?
- enfin, le choix des moyens informatiques de transfert des informations entre les deux codes doit aussi être pris en compte.

Dans la famille des algorithmes de couplage en temps on peut distinguer plusieurs catégories :

1. les algorithmes décalés pour lesquels chaque sous-système est avancé en temps successivement, des choix sur les informations échangées permettent de respecter le moins mal le principe d'action et de réaction et notamment de minimiser l'énergie artificiellement introduite dans le système par l'algorithme de couplage en temps [97], [29] ;

2. les algorithmes parallèles pour lesquels les deux sous-systèmes sont avancés en temps parallèlement , des choix sur les informations échangées permettant encore de respecter le moins mal le principe d'action et de réaction ;

3. les algorithmes itérés, pour lesquels chaque pas de temps peut donner lieu à plusieurs calculs (comparables à ceux des algorithmes précédents pour un seul pas de temps) afin d'assurer la conservation de l'énergie du système par exemple (ou satisfaction du principe d'action et de réaction).

Le principe du plus simple des algorithmes décalés (CSS : Conventional Serial Staggered) est le suivant (*fig. IV.9*) :

1. transfert des déplacements de la structure vers le fluide et actualisation de la position du maillage mobile ;
2. intégration temporelle du fluide. Celle-ci peut être sous cyclée (N_f pas fluide pour un pas structure). En effet, le pas de temps fluide Δt_f est souvent très inférieur au pas de temps structure Δt_s
3. transfert de la pression P_s^{n+1} du fluide vers la structure et calcul des charges induites ;
4. intégration temporelle de la structure : calcul des déplacements à l'instant t^{n+1} .

Toutefois, cet algorithme est d'une précision inférieure à celle des solveurs fluide et structure employés et moins stable que ceux-ci [127]. Afin de remédier à ces problèmes, plusieurs auteurs ont utilisé une procédure itérative de prédiction / correction bien que ces algorithmes requièrent un temps de calcul, par pas de temps, relativement important. D'autres ont choisi de généraliser l'algorithme CSS (Generalized Conventional Serial Staggered) et d'en contrôler la précision.

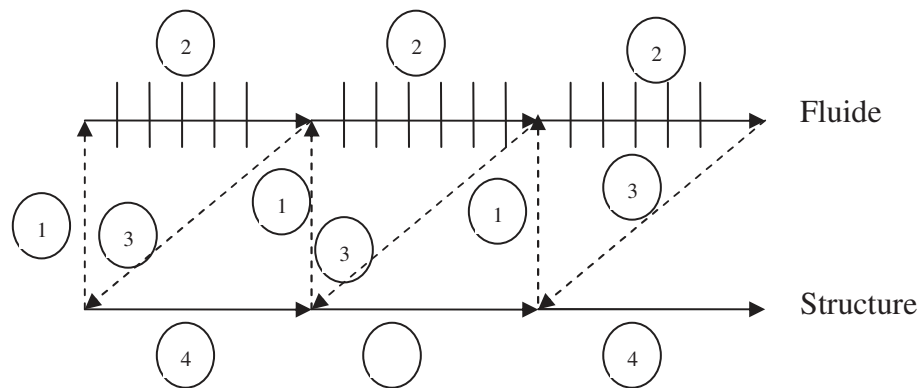


Figure IV.9 : Principe de l'algorithme CSS [127]

L'intégration en temps est décomposée selon les étapes suivantes (fig. IV.10) :

1. prédiction du déplacement de la structure à t^{n+1} ;
2. transfert de la prédiction au fluide et actualisation de la position du maillage ;
3. intégration en temps du fluide avec éventuellement sous-cyclage ;
4. transfert de la pression P_s^{n+1} vers la structure et calcul des charges induites ;
5. intégration en temps de la structure : calcul des déplacements à l'instant t^{n+1} .

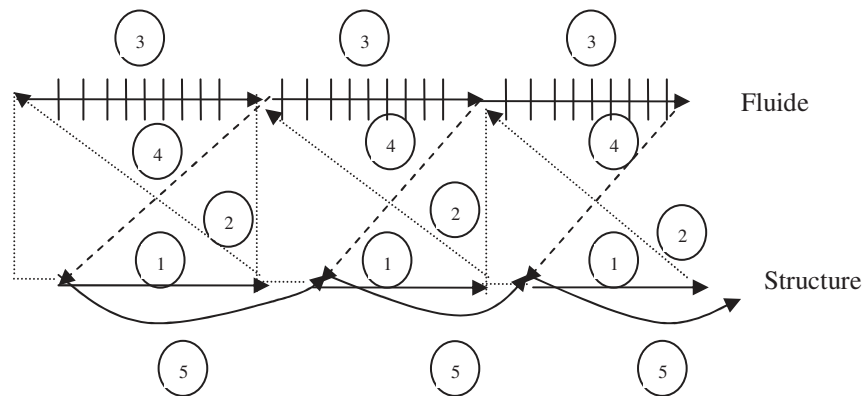


Figure IV.10 : Principe de l'algorithme CSS généralisé [127]

L'algorithme qui a été utilisé pour nos simulations est du type CSS mais qui démarre à partir de la deuxième étape de celui-ci. Ses différentes étapes sont représentées sur la figure IV.11 :

1. calculer les pressions et les contraintes visqueuses par le code fluide à l'instant t^n .
2. traduire ces pressions et ces contraintes visqueuses par des forces dans la formulation de l'UDF F_s^n .

3. avancer en temps la structure et prédire sa position à l'instant t^{n+1} .
4. traduire les déplacements structuraux dans le maillage utilisé pour le fluide.
5. déduire une nouvelle configuration du maillage fluide à l'instant t^{n+1} collant à cette prédiction.
6. avancer en temps le fluide en maillage mobile, ceci peut être sous cyclé (N_F pas fluide pour un pas structure).

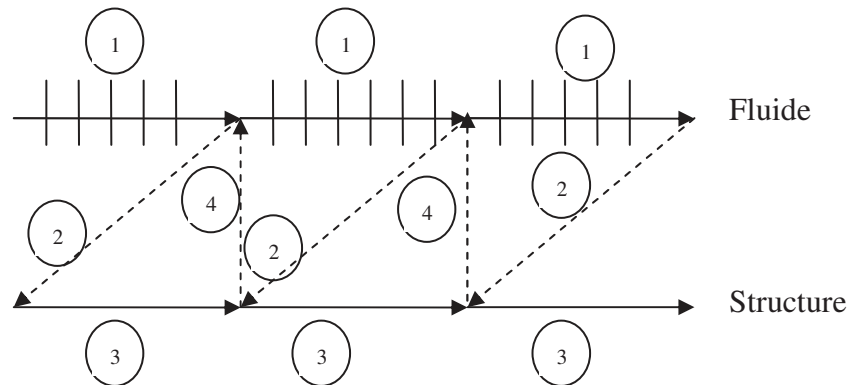


Figure IV.11 : Principe de l'algorithme utilisé

Il faut noter que la minimisation des erreurs sur les échanges d'énergies est obtenue grâce aux choix faits sur la prédiction de la structure et sur les forces finalement envoyées à la structure. Ces choix dépendent évidemment des schémas en temps utilisés au sein des solveurs fluide et structure eux-mêmes.

VII. MODELISATION DU COUPLAGE

La réalisation d'un couplage nécessite des compétences en physique, en numérique et en informatique. Elle varie en fonction des choix pris à chacun de ces niveaux mais elle peut être classifiée comme on l'a présenté ci-dessus en deux catégories principales : le couplage fort et le couplage faible.

La modélisation physique d'un couplage consiste à décrire les équations utilisées dans chaque code de calcul ainsi que les équations du modèle couplé.

La modélisation numérique consiste à écrire le schéma numérique qui doit servir à calculer le système couplé en mettant particulièrement l'accent sur le traitement des termes de couplage : discrétisation en temps, correspondance entre maillages spatiaux et ordonnancement des calculs. Il faut alors s'assurer du bon fonctionnement du schéma numérique de couplage (analyse de stabilité et de précision).

En ce qui concerne la modélisation informatique, en l'état actuel, il existe plusieurs solutions possibles parmi lesquelles on retrouve :

1. le couplage interne qui revient à développer un nouveau code qui traite le modèle couplé. Les deux codes sont considérés comme deux sous ensembles du nouveau code, ils échangent des données par le biais de variables partagées.

2. le couplage externe, qui revient à conserver les codes existants pratiquement tels quels, à la différence près qu'ils sont couplés à travers d'échanges de données.
3. l'enchaînement : l'échange de données s'effectue à la fin de l'exécution d'un code, on parle d'enchaînement des codes. On exécute d'abord un premier code sur un horizon de temps, puis suivant des critères testés à la fin de l'exécution du premier code, on exécute le deuxième code toujours sur le même horizon de temps.

VII.1 MODELISATION PHYSIQUE

Le système à résoudre est composé des équations de Navier-Stokes et les équations d'élastodynamique dans le solide, munies de conditions de couplage sur les parois baignées par le fluide. Au nombre de deux elles expriment que :

- A l'interface fluide-structure, le mouvement du fluide est le même que celui du solide.
- L'interface fluide-structure est en équilibre local. En conséquence les contraintes sont équilibrées.

Comme proposé par plusieurs chercheurs [126] l'énergie à travers l'interface doit être conservée durant l'échange à l'interface on aura :

$$\begin{aligned}\sigma_s \cdot n &= -p \cdot n + \tau_f \cdot n \\ u_s &= u_f\end{aligned}\tag{IV.1}$$

Les équations régissant l'évolution du système constitué par le fluide et la structure sont représentées par les systèmes suivants :

1. dans un repère en rotation (relatif) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{W}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho \bar{W}}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{W} \otimes \bar{W} + p \bar{I} - \bar{\tau}) &= \rho (\bar{f}_{Cor} + \bar{f}_{cent}) \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{W} I - \bar{\tau} \bar{W}) &= 0 \\ \rho \frac{\partial^2 \bar{X}}{\partial t^2} + \frac{E}{2(1+\nu)} \text{rot}(\text{rot} \bar{X}) - \frac{E}{1-\nu} \text{grad} \bar{\text{div}} \bar{X} &= \bar{f}_E + \bar{f}_{cent}\end{aligned}\tag{IV.2}$$

$$\left. \begin{aligned}\bar{W} &= \bar{X} \\ \bar{\sigma}_F \cdot \bar{n} &= \bar{\sigma}_S \cdot \bar{n}\end{aligned} \right\} \text{ sur l'interface}$$

2. dans un repère fixe (absolu) :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) &= 0 \\
 \frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} \otimes \vec{V} + p \vec{I} - \vec{\tau}) &= 0 \\
 \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} H - \vec{\tau} \vec{V}) &= 0 \\
 \rho \frac{\partial^2 \vec{X}}{\partial t^2} + \frac{E}{2(1+\nu)} \text{rot}(\text{rot} \vec{X}) - \frac{E}{1-\nu} \text{grad} \text{div} \vec{X} &= \vec{f} \\
 \left. \begin{aligned} \vec{V} &= \dot{\vec{X}} \\ \vec{\sigma}_F \cdot \vec{n} &= \vec{\sigma}_S \cdot \vec{n} \end{aligned} \right\} \text{ sur l'interface}
 \end{aligned} \tag{IV.3}$$

VII.2 MODELISATION NUMERIQUE

Pour introduire les conditions aux limites il faut établir une grille d'interface (carte) entre le maillage fluide et le maillage structure, dans laquelle chaque nœud fluide est associé à un et un seul élément structure pour le transfert des déplacements et chaque élément structure est associé à un ou plusieurs nœuds fluide pour le transfert des efforts. Cette grille est liée à la structure non déformée et tourne avec celle-ci. Le couplage fait désormais intervenir trois champs : le fluide, la structure et le maillage dynamique ainsi, trois maillages coexistent.

L'établissement de la carte est une opération de transformation (preprocessing) qu'on effectue une seule fois pour un ensemble donné des maillages fluide et structure.

Les déplacements et vitesses de la structure sont calculés sur la grille d'interface puis transférés vers le maillage fluide où ils servent de conditions aux limites du domaine.

La position de la grille d'interface, à un instant t , est connue dans le repère R et notée $\{x_0^I\}_R$.

Le calcul structure fournit les quantités modales $q(t)$ et $\dot{q}(t)$ associées au mouvement et vitesse de la structure entre les temps t et $t + \Delta t$. Ces quantités, indépendantes du maillage, et les modes $[\Phi^I]$ connus sur la grille d'interface, permettent de connaître les positions et vitesses instantanées des nœuds du maillage interface, soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} x^I(t) \\ y^I(t) \\ z^I(t) \end{array} \right\}_R = \{x_0^I\}_R + [\Phi^I] \{q(t)\} = \{x_0^I\}_R + \{\delta^I(t)\}_R \tag{IV.4}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{x}^I(t) \\ \dot{y}^I(t) \\ \dot{z}^I(t) \end{array} \right\}_R = [\Phi^I] \{\dot{q}(t)\} = \{\dot{\delta}^I(t)\}_R^R \tag{IV.5}$$

Les vitesses calculées sont les vitesses des nœuds du maillage interface par rapport au repère tournant exprimées dans le repère tournant. Ces vitesses et déplacements associés peuvent alors être exprimés dans le repère fixe :

$$\begin{Bmatrix} x^I(t) \\ y^I(t) \\ z^I(t) \end{Bmatrix}_{R_0} = [P_{R \rightarrow R_0}] \begin{Bmatrix} x^I(t) \\ y^I(t) \\ z^I(t) \end{Bmatrix}_R = \{\delta^I(t)\}_{R_0} = [P_{R \rightarrow R_0}] \{\delta^I(t)\}_R \quad (IV.6)$$

$$\begin{Bmatrix} \dot{x}^I(t) \\ \dot{y}^I(t) \\ \dot{z}^I(t) \end{Bmatrix}_{R_0}^R = [P_{R \rightarrow R_0}] \begin{Bmatrix} \dot{x}^I(t) \\ \dot{y}^I(t) \\ \dot{z}^I(t) \end{Bmatrix}_R^R = \{\dot{\delta}^I(t)\}_{R_0}^R = [P_{R \rightarrow R_0}] \{\dot{\delta}^I(t)\}_R^R \quad (IV.7)$$

où $[P_{R \rightarrow R_0}]$ est la matrice de passage entre les deux repères.

En prenant en compte la vitesse relative du repère R par rapport au repère R_0 , $\{V\}_{R_0}^{R/R_0}$, qui correspond à la vitesse de rotation de la structure, la vitesse des nœuds du maillage interface est donnée par :

$$\{v^I\}_{R_0}^{R_0} = \{\dot{\delta}^I(t)\}_{R_0}^R + \{V\}_{R_0}^{R/R_0} \quad (IV.8)$$

Le transfert est alors effectué du maillage interface vers le maillage fluide et les champs déplacement $\{\delta^F\}_{R_0}$ et de vitesse $\{v^F\}_{R_0}^{R_0}$ sont ainsi connus sur le maillage fluide.

Au niveau d'un logiciel la simulation fluide-structure se produit de la manière suivante : à chaque étape, le logiciel de CFD calcule les pressions fluides, les vitesses d'écoulement, les quantités scalaires telles que la température, ainsi que l'énergie cinétique turbulente et la dissipation. Ces pressions agissent sur les zones d'interface solide-fluide, de telle sorte que des forces équivalentes peuvent être calculées aux sommets (vertices) correspondants aux MDOFs (Master Degree Of Freedom), ce sont des nœuds de surface sélectionnés et désignés en tant que degrés de liberté maîtres (limiter la modélisation à ces MDOFs réduit la taille de la matrice utilisée pour la simulation et accélère par voie de conséquence le traitement). Ces forces forment alors le vecteur de charge (load vector) qui prendra la place du membre droit dans l'équation du mouvement. Une fois que les déplacements des sommets correspondant aux surfaces MDOFs ont été calculés pour un pas de temps donné, les déplacements des autres vertices sont interpolés. Les nouvelles positions sont ensuite utilisées pour déplacer le maillage de surface, tandis que le maillage interne est complété et raffiné pour maintenir une bonne qualité de maillage. Les nouvelles valeurs, de pressions, de vitesses et d'autres variables, sont calculées au pas de temps suivant et le processus tout entier est répété jusqu'à ce que l'analyse transitoire soit terminée.

VII.3 MODELISATION INFORMATIQUE

La méthode de calcul développée et proposée par plusieurs chercheurs [128], [126], [101], est basée sur un concept relativement simple. Partant du constat que chaque domaine fluide et structure, ayant développé à ce jour des outils performants qui lui sont propres, la manière la plus simple de les coupler est alors d'établir un dialogue entre les deux domaines pour permettre une remise à jour régulière des données communes. Ces données seront pour la structure, les sollicitations surfaciques comme la pression par exemple, quand au

fluide, il s'agira de la position actuelle des parois flexibles qui l'entourent ainsi que leurs vitesses.

Par analogie à un dialogue oral où des personnes parlent successivement, les codes échangent leurs données de la même manière.

Le dialogue permettant aux deux codes de communiquer et d'échanger leurs données peut être instauré par l'utilisation des bibliothèques de calcul parallèles.

VII.4 MOYENS INFORMATIQUES

D'un point de vue informatique, le couplage des deux codes est obtenu sous architecture parallèle avec l'utilisation des bibliothèques de calculs parallèles.

Le principe de ce couplage est d'utiliser les deux programmes en parallèle afin d'assurer une remise à jour régulière des données communes aux deux codes. Cela permet, par une avancée en temps égale (pas forcément simultanée), de "recaler" dans le temps les calculs fluide et structure en imposant une seule et même chronologie. Cette remise à jour des variables entre codes ne peut se faire que par l'intermédiaire d'un dialogue, dialogue qui sera établi par l'utilisation des outils offerts par les bibliothèques de calcul parallèle de type PVM (Parallel Virtual Machine) ou MPI (Message Passing Interface) [37].

Aujourd'hui la bibliothèque MPI a largement pris le pas sur la bibliothèque PVM, il est donc recommandé d'utiliser cette bibliothèque bien que PVM reste intéressante dans le cadre de l'utilisation conjointe de machines hétérogènes [97].

Les codes fluide et structure sont installés sur une machine multi-processeurs ou sur un cluster de machines (homogènes ou hétérogènes) disposant d'une bibliothèque de calcul parallèle. Ensuite, un processeur est associé à chaque code grâce à des instructions spécifiques MPI ou PVM. Les échanges entre processeurs (donc entre codes) sont effectués grâce à des instructions d'envoi et de réception.

Le principe représenté sur la figure IV.12 est basé sur une hiérarchie "master-slaves".

Le master a pour unique tâche d'attribuer un numéro de processus à chacun des codes (slave) et de renseigner chacun du numéro de processus accordé à son vis-à-vis.

Chaque slave ayant connaissance des numéros de chacun des processus, un "dialogue" (message-passing) peut alors être établi et le couplage peut commencer.

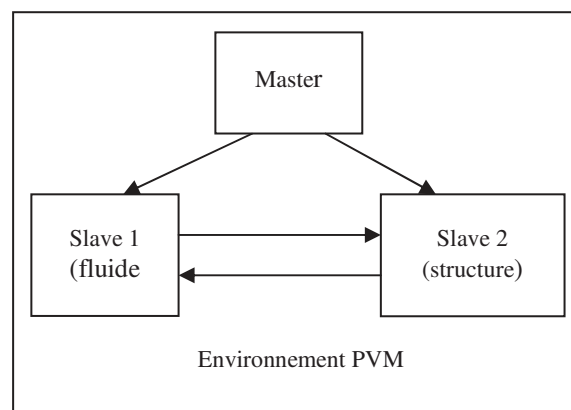


Figure IV.12 : Configuration master-slaves

VIII. RESOLUTION DES PROBLEMES D'AEROELASTICITE

Les premières études des instabilités aérodynamiques à l'aide de code CFD datent du début des années 90. La notion de reproductibilité et la capacité à tester de nombreux paramètres sont des avantages qui font de la simulation numérique un outil adaptable et performant dans le cadre de l'étude de ces instabilités [68].

Les techniques actuelles pour la détection des instabilités en interaction fluide-structure rentrent dans deux catégories bien différenciées.

On peut situer, dans une première catégorie, les méthodes d'analyse instationnaire des phénomènes aéroélastiques. Il s'agit de résoudre le problème in stationnaire couplé fluide-structure en prenant comme donnée initiale un mode structural associé à l'instabilité, ou à défaut, une combinaison des modes plus représentatifs du mouvement de la structure.

Puis une analyse de l'amortissement du déplacement de la structure permettra de conclure sur la stabilité ou l'instabilité du système. Ces méthodes, pouvant devenir inabordable en temps de calcul, permettent d'utiliser des codes de calcul fluide-structure évolués et précis.

Dans une deuxième catégorie on peut classer les méthodes de recherche de conditions d'instabilités. Il s'agit de déterminer pour une gamme précise de paramètres (vitesse de l'écoulement, géométrie, etc.) les conditions dans lesquelles le système est prédisposé à être instable.

La simulation numérique du système aéroélastique peut être effectuée dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. L'approche fréquentielle est la plus répandue dans la communauté des aéroélasticiens. Cette technique consiste à imposer à partir d'une position d'équilibre stationnaire, un mouvement harmonique de faible amplitude à la structure suivant un de ses modes propres naturels. Une analyse harmonique des forces aérodynamiques instationnaires permet alors la résolution du système aéroélastique dans le domaine fréquentiel. Cependant cette approche nécessite un grand nombre de simulations instationnaires, afin de déterminer la frontière de flottement. La résolution du système couplé dans le domaine fréquentiel ne fait intervenir que les premières harmoniques de l'aérodynamique instationnaire, ce qui est insuffisant si l'aérodynamique a un caractère fortement non-linéaire. Toutefois, les méthodes fréquentielles sont souvent employées pour déterminer les frontières de flottement en régime transsonique malgré ses limitations théoriques [72].

L'essentiel des modèles de couplage se limite soit à une analyse modale de la structure, soit à de faibles déplacements, soit à des déplacements de corps rigides [35].

Dépendant du cas étudié, la structure est modélisée comme un corps rigide ou comme un corps déformable. Ce choix est caractérisé par le type de mouvement jugé plus représentatif du phénomène en question.

Les méthodes aérodynamiques peuvent indifféremment être utilisées pour la prédiction du flottement dans le domaine temporel (mouvement libre) ou dans le domaine fréquentiel (mouvement forcé). Dans le domaine fréquentiel, l'étude du flottement nécessite la caractérisation des charges aérodynamiques instationnaires lorsque la structure oscille suivant ses premiers modes naturels. Il est nécessaire pour chaque nombre de Mach, de calculer ces efforts aérodynamiques dans un intervalle de fréquence et de pression dynamique données. Ainsi, la détermination de la frontière de flottement demande un grand nombre de simulations aérodynamiques instationnaires. Cependant, l'utilisation de méthodes aérodynamiques résolvant les équations de Navier-Stokes tridimensionnelles est trop coûteuse. De plus, le système aéroélastique étant non linéaire en régime transsonique, il est préférable de résoudre ce système dans le domaine temporel afin d'améliorer la précision des prédictions numériques.

L'intérêt de l'approche temporel est que le système aéroélastique en régime transsonique accepte comme tous les systèmes dynamiques non linéaires, des cycles limites comme solutions stables. Les cycles limites sont des oscillations d'amplitude finie, en général non destructives, qui nécessitent une résolution dans le domaine temporel.

La simulation dans le domaine temporel exige un couplage numérique et spatial entre la résolution des équations de la dynamique de la structure et la résolution numérique des équations de la dynamique des fluides. La réponse du système aéroélastique requiert alors une seule simulation pour une condition donnée. L'utilisation de méthode aéroélastique complexes devient alors envisageable dans un contexte industriel.

VIII.1 AEROELASTICITE LINEAIRE

L'approche par une théorie linéaire de l'aéroélasticité remonte aux années 50 avec Y.C.Fung [22], qui introduisit la notion d'opérateurs aéroélastiques et R.L.Bisplinghoff & H. Ashley [129] qui abordèrent de manière générale des modèles aéroélastiques linéaires. Ces deux ouvrages de base font aujourd'hui encore figure de référence dans le domaine.

A ce niveau, le développement des modèles tend à suivre deux voies distinctes l'intérêt portant essentiellement sur l'un des deux domaines en vue d'applications ultérieures directes [26]. En ce qui concerne la structure, le développement de modèles linéaires est basé sur l'hypothèse des petites perturbations qui revient à assumer géométrie initiale et déformée comme très proches l'une de l'autre.

La figure IV.13 schématise le système aéroélastique d'un profil d'aile supposé rigide et comportant deux degrés de liberté, le premier un mouvement de tangage $\alpha(t)$ (torsion) et le deuxième un mouvement de pilonnement $h(t)$ (flexion). Les deux degrés de liberté sont illustrés sur la figure IV.14, x_p étant la position de l'axe de rotation par rapport au bord d'attaque. Le mouvement de l'aile peut être exprimé par les équations (IV.9) et (IV.10) :

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin \omega t \quad (IV.9)$$

$$h(t) = h_0 \sin (\omega t + \varnothing) \quad (IV.10)$$

où α_0 et h_0 sont respectivement les amplitudes de tangage et de pilonnement, ω la fréquence angulaire et \varnothing l'angle de déphasage entre les deux fonctions $\alpha(t)$ et $h(t)$.

Les ressorts du modèle ont des raideurs k_α et k_h . Les trois points caractéristiques du profil sont : le centre aérodynamique situé à une distance relative du bord d'attaque, auquel est appliquée la portance, le centre élastique situé à une distance relative du centre aérodynamique auquel s'appliquent les forces de rappel élastiques et le centre de gravité.

U_∞ indiquée sur la figure représente la vitesse du fluide libre en aval de l'aile.

Les équations générales régissant le mouvement s'écrivent :

$$\begin{cases} m\ddot{h} + S_\alpha \ddot{\alpha} + c_h \dot{h} + k_h h = L \\ S_\alpha \ddot{h} + I_\alpha \ddot{\alpha} + c_h \dot{\alpha} + k_\alpha \alpha = M_{aér} \end{cases} \quad (IV.11)$$

avec :

m , S_α , I_α respectivement la masse du profil, le moment statique et le moment d'inertie autour de l'axe de rotation. c_h et c_α sont les coefficients d'amortissement pour le déplacement vertical et la rotation en tangage. k_h et k_α sont les raideurs des ressorts pour les deux degrés de liberté. L et $M_{aér}$ sont respectivement la portance et le moment aérodynamique (exercé sur l'axe élastique).

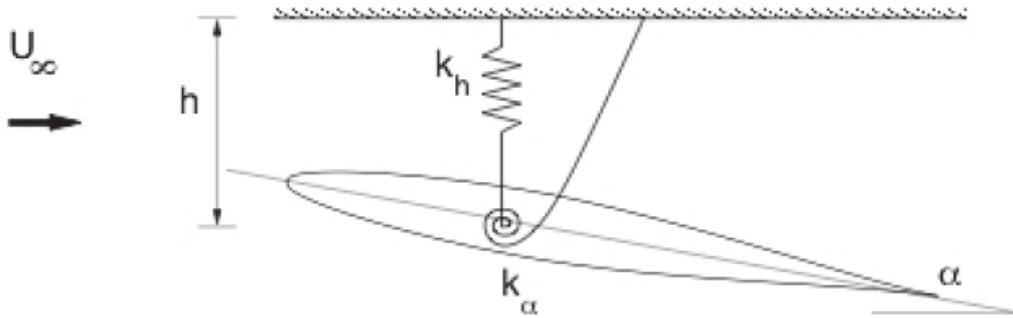


Figure IV.13 : Géométrie du modèle aéroélastique [104]

Les coefficients d'amortissement de la structure c_h et c_α sont supposés nuls. Cette simplification est réaliste car les amortissements structuraux sont en effet généralement très faibles [120]. Ainsi, le modèle discret de la structure supposé linéaire et élastique dans un cadre éléments finis peut s'écrire selon le système linéaire suivant :

$$M\{\ddot{q}\} + K\{q\} = \{F\} \tag{IV.12}$$

avec :

$$[M] = \begin{bmatrix} m & S_\alpha \\ S_\alpha & I_\alpha \end{bmatrix} ; \quad [K] = \begin{bmatrix} k_h & 0 \\ 0 & k_\alpha \end{bmatrix} ; \quad \{q\} = \begin{Bmatrix} h \\ \alpha \end{Bmatrix} ; \quad \{F\} = \begin{Bmatrix} L \\ M_{aér} \end{Bmatrix}$$

M et K étant les matrices de masse et de raideur structurales, q le vecteur des déplacements et F le vecteur des forces aérodynamiques (associé aux efforts volumiques et surfaciques).

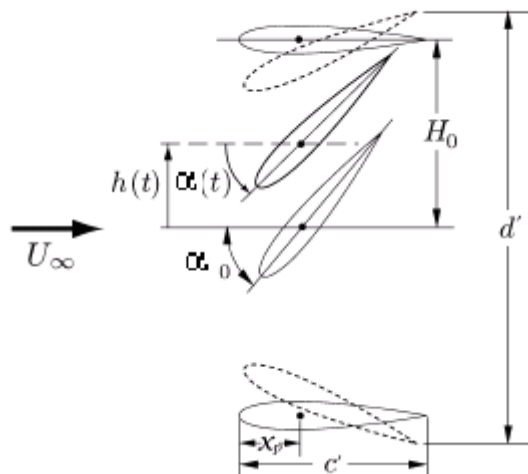


Figure IV.14 : Mouvements de flexion et torsion imposés [130]

Pour une structure élastique placée dans un écoulement instationnaire, la force aérodynamique agissant sur ce dernier peut être modélisée par :

$$\{F(t)\} = \underbrace{-P_d \left([A_1] \{u(t)\} + [A_2] \{\dot{u}(t)\} \right)}_{\text{induit par le déplacement de la structure}} + \underbrace{F_0(t)}_{\text{effort pour structure rigide}} \quad (\text{IV.13})$$

P_d : pression dynamique du fluide ; $[A_1], [A_2]$: opérateurs aérodynamiques linéaires.

Cette forme introduite dans le modèle discret permet d'aboutir à deux types d'analyse de stabilité, l'une statique et indépendante des efforts extérieurs, l'autre dynamique.

$$\underbrace{[K + P_d \cdot A_1] \{u^s\} = \{0\}}_{\text{statique}} \quad \text{et} \quad \underbrace{[M] \{\ddot{u}^i\} + [P_d \cdot A_2] \{\dot{u}^i\} + [K + P_d \cdot A_1] \{u^i\} = \{0\}}_{\text{dynamique}} \quad (\text{IV.14})$$

Où $\{u^s\}$ est le champ solution statique et $\{u^i\}$ le champ solution dynamique.

La première équation conduit à la théorie de la stabilité aéroélastique statique et s'intéresse à l'effet de la déformation élastique sur la portance pour des surfaces porteuses.

Un cas critique amenant à un problème de divergence est obtenu dans le cas où la matrice $[K + P_d \cdot A_1]$ devient singulière et constitue une analogie au phénomène de flambement bien connu en mécanique des structures.

La seconde équation traite quant à elle de la théorie de la stabilité aéroélastique dynamique. Une pression dynamique critique pour laquelle $u(t)$ croît indéfiniment (du moins dans les limites du linéaire) conduit au phénomène connu sous le nom de flutter. Au-delà de cette limite, la structure accumule sans cesse l'énergie transmise par le fluide et devient dynamiquement instable. En deçà, la structure rend l'énergie au fluide qui agit avec un effet d'amortissement.

Ainsi, l'approche la plus simple consiste à approximer la sollicitation du fluide sur la structure par une loi d'évolution du type IV.13 et à l'intégrer dans un code structure.

La résolution nécessite alors l'emploi d'un schéma de discrétisation spatiale par éléments finis et un schéma robuste pour l'avancée en temps. Cette approche est essentiellement dédiée au développement de nouvelles formes de matériaux et est aujourd'hui encore utilisée, notamment pour la réduction du flutter par des matériaux hétérogènes et par l'utilisation du contrôle actif [26].

Pour d'autres, l'approche est opposée et le développement des modèles porte essentiellement sur la partie fluide, la partie structure étant "reléguée" à un simple calcul de remise à jour des limites du domaine fluide. Ils se basent alors sur une forme simplifiée des équations de la mécanique des structures.

En se plaçant dans un cadre linéaire, le problème pour la première méthode de détection d'instabilité citée ci dessus (les méthodes d'analyse instationnaire des phénomènes aéroélastiques) se réduit à la détermination des fréquences propres de vibration du système couplé autour d'une configuration d'équilibre donnée. L'étude de l'amortissement (partie réelle de la fréquence complexe) permet alors de conclure sur la stabilité ou l'instabilité de l'état d'équilibre en considération. Plus précisément, si l'amortissement est positif les déformations de la structure seront amorties ; par contre si l'amortissement est négatif, les oscillations vont s'amplifier et le système devient instable. Le problème consiste alors en la détermination des fréquences de plus petite partie réelle [31].

Les méthodes aérodynamiques linéaires sont largement utilisées pour la prédiction de la stabilité aéroélastique de structure. Lorsque les effets visqueux sont négligeables, les méthodes basées sur la résolution des équations du potentiel linéarisées sont bien adaptées pour la simulation aéroélastique dans les régimes subsonique et supersonique [72].

Toutefois dans le domaine transsonique, la physique de l'écoulement est dominée par les non linéarités et par les effets dissipatifs qui induisent une forte interaction entre l'écoulement moyen et les fluctuations instationnaires. Le découplage temporel de l'aérodynamique en une partie stationnaire et instationnaire devient alors impossible. Pour ces raisons, les méthodes aérodynamiques simplifiées sont peu adaptées à la prédiction du flottement transsonique [72].

Pour la deuxième méthode de détection d'instabilité (les méthodes de recherche de conditions d'instabilités) l'analyse du système couplé prédit que, en présence de petites perturbations et pour une certaine valeur critique d'un paramètre caractéristique de l'écoulement, l'amplitude des oscillations croît exponentiellement. Le système subit alors une instabilité appelée flottement conduisant à sa rupture. Remarquons que le paramètre caractéristique de l'écoulement généralement choisi est la vitesse de l'écoulement en amont ou la pression totale. D'un point de vue mathématique, et toujours en se plaçant dans un cadre linéaire, les mouvements du système couplé sont solution d'un système différentiel linéaire. Dans ce contexte, le flottement apparaît quand la plus grande partie réelle d'une valeur propre du système dynamique (auparavant négative) devient positive [36].

L'hypothèse d'un comportement linéaire aussi bien pour la structure que pour le fluide n'est pas toujours justifiable, les cas les plus courants se présentant :

- pour des régimes transsoniques, la présence commune de zones subsoniques-supersoniques et d'ondes de chocs résultantes est incompatible avec une approximation linéaire de la force aérodynamique.
- La prise en compte de grands déplacements et grandes rotations n'est possible qu'avec une formulation non linéaire, la limite du linéaire étant généralement admise pour des déplacements maximums de l'ordre de l'épaisseur de la structure.

En régime subsonique, l'aérodynamique est fortement linéaire. Il est ainsi courant d'utiliser des méthodes linéarisées pour la résolution de l'aérodynamique. En utilisant ce type de méthode, la mise en flottement du système aéroélastique est alors caractérisé par une amplitude croissant à l'infini de manière exponentielle, prédisant ainsi la destruction de la structure. Si l'on prend en compte les non linéarités d'origine structurale ou aérodynamique, le comportement dynamique du système couplé est plus complexe.

VIII.2 AEROELASTICITE NON LINEAIRE

Lorsque l'aérodynamique est fortement non linéaire, la résolution du système couplé dans le domaine temporel est nécessaire. Les premiers calculs couplés dans le domaine temporel sont apparus à la fin des années 70. La plupart des calculs directs présent dans la littérature simulent des systèmes aéroélastiques à très peu degré de liberté. La principale difficulté dans l'approche temporelle est la simulation instationnaire de l'aérodynamique qui nécessite en général des algorithmes de déformation de maillage. Toutefois, la plupart des calculs directs utilisent des méthodes aérodynamiques simplifiées qui permettent de s'affranchir des problèmes de déformation du maillage aérodynamique. Peu de calculs instationnaires sont nécessaires avec l'approche temporelle pour la détermination de la frontière de flottement. Cet avantage est important, dès lors que des méthodes

aérodynamiques de type Navier-Stokes 3D doivent être utilisées. Pour le moment, très peu de calculs directs utilisant des méthodes aérodynamiques complexes sont présents dans la littérature. Mazet [131] a utilisé une méthode PPT (petites perturbations transsoniques) pour prédire le flottement de l'aile DYVAS dans le domaine temporel. De même Liu [132] a calculé la frontière de flottement de l'aile 445.6 en utilisant un code Euler. Sur ce même cas test, Gordnier et Melville [133] ont utilisé un code Navier-Stokes pour un calcul direct. Les résultats sont très encourageants malgré une surestimation de la frontière de flottement par rapport aux données expérimentales. Le développement de méthodes numériques résolvant le système couplé dans le domaine temporel est nécessaire, d'une part pour l'amélioration de la prédiction de la frontière de flottement dans le régime transsonique, mais aussi pour la prédiction du phénomène non linéaire des cycles limites.

Dans le domaine de l'aéroélasticité, les non linéarités du système aéroélastique peuvent avoir deux natures très différentes. Le premier type de non-linéarité provient d'une matrice de raideur non linéaire de la structure. Le deuxième type est engendré par l'écoulement du fluide (décrochage, régime transsonique). Les équations de la dynamique des fluides sont de nature non-linéaire. En régime transsonique, particulièrement, l'écoulement présente de fortes non-linéarités à travers l'apparition d'ondes de choc, de discontinuités de contacts [72]. Seul le deuxième type de non-linéarité (engendrée par l'écoulement) a été étudié dans ce travail de thèse c'est-à-dire que pour la structure nous nous plaçons dans le cadre de la mécanique linéaire. Il est possible pour certaines configurations aéroélastiques d'être confronté aux deux types de non-linéarités simultanément [72].

Cette extension au non linéaire a été introduite de manière théorique par E. J. Dowell [21] qui insista tout particulièrement sur la relation complexe qui existe entre la stabilité d'un système et sa réponse. L'avancement des technologies du calcul scientifique permet de trouver des solutions numériques pour des systèmes complexes avec des équations non linéaires et de grandes tailles qui étaient non accessibles dans le passé. Pourtant, la simulation numérique reste encore difficile en aéroélasticité non-linéaire. Cela à cause de deux volets de complexité dans l'analyse de l'aéroélasticité : la non-linéarité des écoulements transsoniques et l'interaction non linéaire entre le fluide et la structure. Premièrement, un modèle classique décrit par l'aéroélasticité linéaire n'est plus suffisant, car le choc et son mouvement ont besoin d'une description précise. Deuxièmement, l'aéroélasticité se traduit en interaction fluide structure, où les déplacements d'une structure dans un écoulement affectent la configuration de celui-ci. En revanche, la variation d'efforts aérodynamiques induite par le changement de la configuration de l'écoulement provoque elle-même un impact aux déplacements de la structure. Donc, la modélisation de l'aéroélasticité de tel système conduit à établir des équations non linéaires par la dynamique de la structure et la dynamique du fluide.

Les méthodes numériques mises au point traitèrent essentiellement des écoulements transsoniques autour d'un profil d'aile et de la recherche des conditions critiques de flutter. Les premiers modèles se limitèrent à un seul degré de liberté de rotation avec Ballhaus & Goorjian [134] qui proposèrent une approche basée sur une méthode de calcul indiciel transsonique avec choc. L'extension à plusieurs degrés de liberté (rotation, déplacement vertical et aileron) permirent à Rizzetta [135] et G. P. Guruswamy [136] de valider leurs modèles sur les mesures expérimentales de l'époque. Une application pratique pour le contrôle actif d'une aile fut aussi développé par G. P. Guruswamy [137].

Cependant, la prise en compte de grands déplacements en structure constituait une extension obligatoire puisque toute instabilité produite est amplifiée au point où l'hypothèse des petites perturbations devient totalement superflue.

L'aéroélasticité est aussi caractérisée par les frontières mobiles du domaine du fluide, une méthode de mouvement de maillage est utilisée afin de diffuser le mouvement de la frontière mobile à l'intérieur du domaine tout en évitant une grande distorsion des éléments. Pour ces non linéarités géométriques les principaux modèles furent basés sur des techniques de déformation ou de mobilité de maillage telles que :

- changement de variables (domaine de calcul fixe et prise en compte de la mobilité du maillage physique par un jacobien variable) : avec G. P. Guruswamy [138] et le développement du code modulaire ENSAERO. Ce dernier, dans la version de l'époque, résolvait le système des équations d'Euler par une méthode de différences finies et une approximation modale de la structure. Il permit notamment l'étude de la réponse aéroélastique d'une aile rigide avec rotation sur son axe et d'une poutre déformable avec loi de comportement linéaire. Cette méthode reste cependant difficilement applicable à des géométries complexes ou des géométries simples à grande déformation de maillage (approche analytique non généralisable).
- changement de repères (domaine de référence mobile) : cette méthode particulièrement adaptée au déplacement de corps rigides dans un écoulement, fut appliquée avec succès par R. Löhner [139] (boîte emportée par un écoulement et largage de missiles). Applicable aussi aux cas de structures élastiques soumises à de faibles déformations, O. A. Kandil & H. A. Chuang [140] l'utilisèrent pour l'étude d'un profil d'aile en écoulement transsonique.

Des méthodes plus élaborées pour prendre en compte les grands déplacements de structure (rigide ou flexible) au sein de son environnement (grandes déformations du maillage avec la prise en compte de la vitesse du maillage fluide) ont vu le jour et constituent aujourd'hui le fer de lance des techniques numériques appliquées au couplage fluide-structure. Elles sont de plus en plus applicables aussi bien sur des maillages structurés que non structurés. Historiquement, l'évolution du calcul en aéroélasticité de la théorie linéaire vers la théorie non linéaire est accompagnée par l'avancement de la technologie informatique [141]. Il est possible d'exprimer les équations du système aéroélastique sous la forme d'un système dynamique du premier ordre s'écrivant :

$$\begin{cases} \dot{X}(t) = f(X, t) = AX(t) + B(t), t \geq 0 \\ X(0) = X_0 \end{cases} \quad (\text{IV.15})$$

avec $X(t)$ le vecteur des déplacements et des dérivées temporelles associées à chaque degré de liberté, A la matrice associée à la structure et $B(t)$ le second membre associé aux forces aérodynamiques.

Ces différents termes s'expriment sous la forme :

$$X(t) = \begin{pmatrix} q(t) \\ \dot{q}(t) \end{pmatrix} ; \quad A = \begin{pmatrix} 0 & I \\ -M^{-1}K & 0 \end{pmatrix} ; \quad B(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ M^{-1}F(t) \end{pmatrix} \quad (\text{IV.16})$$

M et K sont respectivement la matrice de masse et de raideur de la structure, on suppose que la structure est linéaire (matrice de raideur K linéaire), I matrice identité et $F(t)$ est le vecteur des forces aérodynamiques s'appliquant sur chaque degré de liberté, il est non linéaire.

La seule non linéarité du système est ainsi induite par le terme $F(t)$ des forces aérodynamiques. Pour un système aéroélastique en deux dimensions (trois degrés de liberté) le vecteur déplacement q s'écrit :

$$q = (\alpha, h_1, h_2)^t \quad (\text{IV.17})$$

avec α la rotation en tangage et h_1 et h_2 les déplacements vertical et horizontal

La figure IV.15 représente le cycle temporel d'une simulation aéroélastique directe avec les différentes étapes de couplage et de calcul. Le fluide et la structure sont intégrés séparément dans le temps par leurs solveurs individuels, le couplage des solveurs est alors effectué par un traitement numérique spécifique. Ainsi l'une des principales difficultés dans l'approche directe est dans le traitement numérique du couplage. Les calculs directs ainsi que les techniques de couplage ont été largement étudiés [72]. Le couplage en temps peut être effectué en utilisant l'approche dite "décalée". Cette approche a été introduite par Park [142] et est la plus couramment utilisée [180].

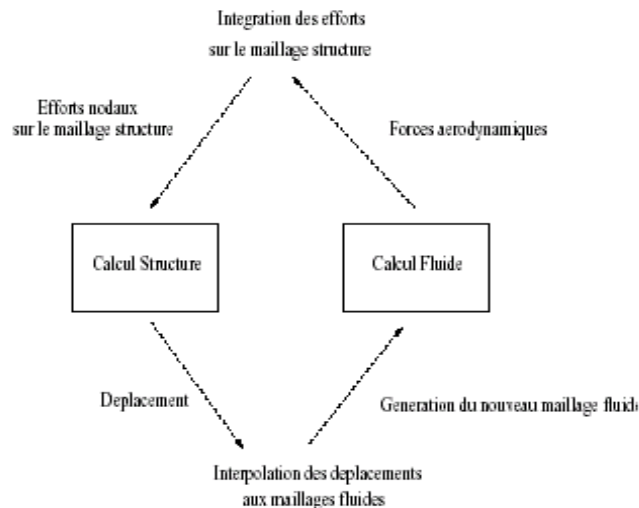


Figure IV.15 : Cycle temporel d'une simulation aéroélastique directe [72]

IX. STABILITE AEROELASTIQUE

L'aéroélasticité a contribué au développement de méthodes de calcul et d'identification des structures (essai de vibration modal), et elle a suscité des travaux de caractère fondamental en aérodynamique instationnaire. Dans ce dernier domaine on doit noter les théories de l'écoulement linéaire plan de T. Theodorsen [113] puis de H. G. Küssner [143]. L'après deuxième guerre mondiale a vu le développement de la théorie linéaire de la surface portante [144] et la période moderne est marquée par le développement de méthodes non linéaires.

Les connaissances et les méthodes développées au cours de cette période historique permettent au concepteur de systèmes couplés fluide-structure de s'assurer que le système est stable et que sa réponse à l'excitation reste dans des limites d'amplitudes compatibles avec la sûreté de fonctionnement, la tenue en fatigue et la tolérance aux nuisances acoustiques et vibratoires.

L'existence d'instabilités est révélée par les courbes de fréquence et d'amortissement résultant de calculs ou d'expériences (présence d'amortissement négatif). Une interprétation de ces résultats s'appuyant sur une bonne connaissance des mécanismes de couplage permet de bien orienter les procédures de recalage des modèles de calcul et la recherche de solutions susceptibles de rendre au système la stabilité [17]. Les problèmes d'interactions fluide-structure et en particulier l'aéroélasticité sont un domaine où la simulation numérique améliore la compréhension et la prédiction des phénomènes physiques. La stabilité du système aéroélastique d'un profil à plusieurs degrés de liberté peut être perturbée pour certaines conditions de l'écoulement et provoquer le phénomène de flottement. Le critère de stabilité basé sur l'amortissement du système (structural et aérodynamique) est défini comme suit :

- Si l'amortissement est inférieur ou égal à zéro, on a divergence ou oscillations croissantes (flottement);
- Si l'amortissement est supérieur à zéro, on a oscillations décroissantes d'un système dynamiquement stable.

L'amortissement aérodynamique $\zeta_{aéro}$ est défini par la relation IV.18 comme étant le travail des efforts aérodynamiques instationnaires accompli au cours d'un cycle de vibration W_{cyc} , normalisé par l'énergie cinétique moyenne de l'aube notée E_c [141] :

$$\zeta_{aéro} = \frac{-W_{cyc}}{E_c} \quad (IV.18)$$

L'amortissement aérodynamique est normalement plusieurs dizaines de fois plus grand que l'amortissement mécanique. C'est lui qui assure la sécurité de fonctionnement des turbomachines. Cet amortissement aérodynamique est le résultat de phénomènes forts complexes comportant l'émission de tourbillons au sein du fluide dès les plus faibles vitesses, puis l'émission des ondes sonores d'intensité significatives aux vitesses plus élevées, enfin l'apparition d'ondes de choc aux grandes vitesses.

IX.1 BILAN D'ENERGIE

Du fait du couplage aéroélastique, un échange d'énergie mécanique se produit entre le fluide et la structure qui oscille. On dit que la structure est stable lorsque l'énergie mécanique est transférée de la structure vers le fluide qui la dissipe. C'est-à-dire que lorsqu'un évènement extérieur engendre une petite oscillation initiale, alors cette oscillation va s'amortir. Mais si la vitesse du fluide est suffisamment élevée, au dessus de ce que l'on appelle la vitesse critique, la structure est instable et l'oscillation initiale s'amplifie. L'énergie se transfère alors du fluide vers la structure et les oscillations s'amplifient à cause du couplage aéroélastique, jusqu'à la ruine [145].

Le phénomène de croissance transitoire de l'énergie est un concept récent en aéroélasticité. Lorsqu'une structure subit une excitation initiale, on peut observer une amplification temporaire de l'énergie qui décroît ensuite. Cette amplification peut conduire à une fatigue prématurée de la structure [145].

Le meilleur et le plus physique choix est l'examen de l'énergie totale notée E_t de la structure donnée par la somme de l'énergie cinétique E_c et l'énergie de déformation E_{pint} .

$$E_t = E_c + E_{pint} \quad (IV.19)$$

$$E_t = \frac{1}{2} \dot{q}^t [M] \dot{q} + \frac{1}{2} q^t [K] q \quad (IV.20)$$

Cette variable augmente si le système aéroélastique est instable, si l'énergie est continuellement transférée du fluide à la structure en vibration et diminue si le système est stable indiquant que l'énergie vibrationnelle est délivrée au fluide.

Le taux de variation temporelle de E_t est égal au taux de variation du travail des forces extérieures. Si on néglige les forces d'amortissement de la structure, seules les forces aérodynamiques sont prises en compte dans le bilan d'énergie :

$$\dot{E}_t = \dot{E}_h + \dot{E}_\alpha \quad (IV.21)$$

\dot{E}_h représente l'énergie mécanique induite par le mouvement en déplacement vertical et \dot{E}_α représente l'énergie mécanique induite par le mouvement en tangage.

Si on intègre le temps d'une période d'oscillation T_{osc} , le bilan énergétique doit être nul. Le bilan énergétique s'exprime sous la forme :

$$\Delta E_t = \int_t^{t+T_{osc}} (\dot{E}_h + \dot{E}_\alpha) dt = \Delta E_h + \Delta E_\alpha \quad (IV.22)$$

Toutefois, chaque composante du bilan énergétique n'est pas forcément nulle et généralement les oscillations relatives au mouvement vertical induisent un bilan positif ($\Delta E_h > 0$) alors que les oscillations en tangage induisent un bilan négatif ($\Delta E_\alpha < 0$)

Le flux d'énergie provenant de la structure vers le fluide sur un cycle de vibration est défini par l'intégrale :

$$W_{cyc} = \int_0^{T_{osc}} \int p \cdot u_{aube} dS dt \quad (IV.23)$$

T_{osc} : période de vibration ; p : pression statique ; u_{aube} : vitesse de l'aube

Si l'intégrale sur une période d'oscillation est positive, ceci indique la stabilité car l'énergie est transférée de la structure oscillante à l'intérieur de l'écoulement, donc l'amplitude d'oscillation diminue. Par contre si la même intégrale prend une valeur négative, c'est le flottement, l'énergie est alors transférée du fluide à la structure oscillante, dans ce cas l'amplitude d'oscillation augmente, en conséquence ceci va conduire à une augmentation des forces aérodynamiques instationnaires, qui va à son tour faire augmenter l'amplitude d'oscillation. Ceci implique que les petites vibrations initiales de la structure ne sont pas amorties mais augmentent exponentiellement conduisant rapidement à la détérioration de la structure [110].

IX.2 ANALYSE DE FLOTTEMENT CLASSIQUE

Faisant partie de l'aéroélasticité dynamique, l'étude du flottement revient à déterminer les conditions de stabilité dynamique de la structure associée aux phénomènes aérodynamiques. L'instabilité est souvent catastrophique car elle a pour effet d'accroître l'amplitude des vibrations dans le temps qui pourra conduire à une rupture localisée ou globale de la partie sollicitée [105]. L'amplitude croît parce que l'écoulement lui apporte plus d'énergie qu'il n'en dissipe. Le transfert d'énergie suppose l'existence d'une composante de force aérodynamique en phase avec la réponse vitesse de la variable sur laquelle elle agit.

La plupart des flottements s'expliquent par l'intervention d'au moins deux degrés de liberté couplés entre eux et avec l'écoulement. L'instabilité résulte alors de deux couplages et on peut distinguer deux effets :

- Le couplage passif entre les deux DDL (couplage structural) induit un mouvement avec déphasage par un effet d'entraînement qui est d'autant plus important que les deux DDL ont des fréquences propres voisines. Le voisinage des fréquences a souvent pour origine un effet de raideur aérodynamique qui, en faisant évoluer les fréquences en fonction des paramètres d'écoulement, provoque leur rapprochement et leur croisement [17].
- Ce déphasage permet au couplage aérodynamique actif de transférer de la puissance active dans la structure.

Le premier effet est passif et ne fait que faciliter l'action du couplage actif.

En flottement à deux degrés de liberté (flexion-torsion) d'une aile la fréquence du mode de torsion de l'aile est généralement supérieure à la fréquence de flexion et ce flottement résulte des effets suivants :

- Raideur aérodynamique de torsion : du fait de la position arrière de sa ligne de nœuds, le mode de torsion subit un effet de raideur aérodynamique négative qui fait baisser sa fréquence propre et la rapproche de la première fréquence.
- Effet d'entraînement : les centres de gravité des sections étant généralement situés en arrière de la ligne élastique, la torsion est entraînée par le mouvement de flexion de l'aile.
- Couplage aérodynamique actif : la portance induite par la torsion agit sur le mode de flexion et introduit donc un couplage entre les deux modes. Ce couplage est actif parce qu'il n'y a pas d'effet réciproque de la flexion sur la torsion.

Les effets passifs qui contribuent au flottement peuvent être éliminés ou atténués par des modifications structurales. On peut retarder le croisement des fréquences en rigidifiant l'aile en torsion pour augmenter la fréquence du deuxième mode, ou en fixant une masse en bout d'aile pour abaisser la fréquence du premier mode (flexion).

On peut également diminuer l'entraînement de la torsion en déplaçant les centres de gravité des sections vers l'avant [17]. Une analyse classique du flottement subsonique ou supersonique dans les grilles d'aubes [141] considère que les fréquences propres et les modes propres des ailettes ne sont pas affectés par les efforts aérodynamiques

instationnaires associés aux vibrations. Dans ces conditions, les limites de flottement peuvent être déterminés par un modèle à un seul degré de liberté (en flexion ou en torsion), pour lequel le paramètre essentiel est le déphasage existant entre les vibrations de deux aubes consécutives. C'est ce que Leclerc [146] exprime dans la condition nécessaire et suffisante : pour qu'un ailettage soit stable vis-à-vis de l'un de ses modes propres, il faut et il suffit que l'amortissement aérodynamique soit positif pour toutes les configurations fondamentales.

Cette analyse regarde le problème modal inchangé et ne s'intéresse plus qu'à la réponse du fluide aux vibrations des ailettes sur chacun de leurs modes propres. Cette réponse de l'écoulement conduit selon les cas et par cycle de vibration à un travail moteur ou à un travail résistant sur l'aubage (amortissement aérodynamique négatif ou positif).

L'amortissement structural est une valeur constante propre au système. Le phénomène de flottement se produit lorsque l'amortissement aérodynamique devient négatif et sa valeur absolue supérieure à celle de l'amortissement structural [147].

Le flottement étant une oscillation d'amplitude croissante à l'infini du système aéroélastique induit par l'excitation des charges aérodynamiques instationnaires et pouvant provoquer la destruction de la structure, il est ainsi très important de déterminer la vitesse critique d'écoulement qui pourrait mener à cette situation. Cette vitesse critique correspond à la vitesse d'apparition du flottement [105], [147]. Il est aussi nécessaire d'établir la frontière de flottement du système aéroélastique pour définir le domaine de fonctionnement sécurisé du profil. Concrètement, la frontière de flottement donne la valeur critique du nombre de Mach pour laquelle le flottement apparaît. Cette frontière divise le plan (Mach, pression dynamique) en une zone stable et une zone instable.

Plusieurs études antérieures sur des systèmes aéroélastiques de profil avec peu de degrés de liberté ont mis en évidence les caractéristiques du flottement dans le régime transsonique qui sont : le creux transsonique (transonic dip), les oscillations de cycle limite (LCO), et les effets visqueux [72].

X. CONCLUSION

L'étude des systèmes structure- fluide en écoulement est d'une grande importance pratique, en effet l'écoulement étant un réservoir d'énergie des instabilités sont possibles , conduisant souvent à des niveaux vibratoires dangereux .

Le couplage entre un fluide en écoulement et une structure vibrante peut donc induire des instabilités vibratoires et générer des efforts importants qui conduisent très rapidement les structures à leur ruine. Il suffit pour cela qu'une portion infime de l'énergie cinétique contenue dans l'écoulement soit transférée à la structure.

La réponse aéroélastique, qui se caractérise par un couplage des propriétés dynamiques et aérodynamiques de la structure nécessite plusieurs méthodes d'analyse [147]. Ainsi l'étude des effets aérodynamiques sur des ouvrages d'envergure est primordiale pour connaître la réponse de la structure.

L'étude de flottement, en trois dimensions, est importante pour prédire la stabilité de l'ouvrage ainsi que la vitesse critique du fluide. Les modes de vibration de la structure susceptibles à être excités sont retenus pour l'analyse

La connaissance des mécanismes de couplage facilite l'interprétation des résultats de calcul et guide la recherche de remèdes susceptibles de faire disparaître le flottement ou de le repousser hors des limites d'utilisation de la structure.

Des modèles de couplage simples suffisent à expliquer les mécanismes de couplage mais les calculs précis devront toujours se faire avec des méthodes sophistiquées de structure et d'écoulement [17].

I. INTRODUCTION

Les techniques de calcul largement répandues dans la pratique en matière de turbomachines sont : les solveurs non visqueux (Euler) pour écoulements bidimensionnels, les techniques quasi-tridimensionnelles, le calcul de couches limites y compris les techniques intégrales de quantité de mouvement, les techniques de Navier-Stokes parabolisées / space marching et les solutions d'Euler et de Navier-Stokes complètes pour des écoulements compressibles et incompressibles.

L'apparition de la simulation numérique des écoulements dans les années 70 a fourni une impulsion importante pour résoudre les équations d'Euler et de Navier-Stokes régissant les écoulements externes et internes. Le progrès principal a été ultérieurement accompli dans le développement des techniques numériques, de la génération de maillage, de la modélisation de la turbulence, de l'application des conditions aux limites, pré et post-traitement des données et de l'architecture des ordinateurs. La plupart des techniques utilisées pour la résolution des équations de Navier-Stokes peuvent être classées en différences finies, surfaces ou volumes finis, éléments finis et méthodes spectrales. Seulement les deux premières techniques sont largement répandues dans le domaine des turbomachines. Les techniques de calcul numérique fournissent une méthode efficace pour l'analyse et la conception de turbomachines.

De très importants progrès ont été accomplis dans le domaine de la conception des turbomachines ces dernières années et l'éventail des méthodes et des outils à la disposition du concepteur a subi un important développement. Parmi toutes ces possibilités, les ingénieurs chargés de ces tâches doivent savoir choisir l'outil le mieux adapté à chaque étape du projet. La plupart des industries ont leurs propres schémas de conception, leurs codes ou leurs méthodes de calcul. Par exemple, dans la série publiée par l'AGARD (Advisory Group for Aerospace Research and Development) en 1989 [148], plusieurs auteurs ont décrit des méthodes avancées et exhaustives pour le projet de divers types des turbomachines : compresseurs, turbines, aubages bidimensionnels.... La méthodologie de conception des turbomachines dépend de l'application, de la géométrie et du domaine industriel d'application ; par conséquent, il n'existe pas d'approche unifiée [37].

Durant ce travail de thèse l'écoulement fluide est régi par les équations de Navier-Stokes complètes en fluide compressible.

Ce chapitre présente alors brièvement les principales méthodes numériques de résolution de ces équations, ainsi que la résolution de l'équation de mouvement de la structure. Les développements et les calculs effectués dans cette étude ont été réalisés avec le code Fluent.

II. RESOLUTION FLUIDE

Les aéroélasticiens ont besoin de modèles précis et efficaces des champs d'écoulement instationnaires résultant du mouvement de l'aube et du souffle d'air incident. Ces écoulements sont en règle générale dépendant du temps tridimensionnels, compressibles et visqueux, ce qui fait de leur modélisation une tâche particulièrement ardue. Jusqu'à récemment, les capacités de stockage et les temps de traitement requis pour une résolution précise des couches limites adjacentes aux surfaces des profils d'aubes ainsi qu'aux parois, rendaient le calcul de tels écoulements beaucoup trop gourmand en ressources pour être intégré dans une démarche de conception routinière.

Bien que les approches disponibles d'analyse non couplées ont permis de répondre en partie aux besoins des concepteurs de turbomachines, en leur fournissant des modèles de prédiction efficaces de la réponse aérodynamique instationnaire, celles-ci échouent dans la modélisation de phénomènes d'écoulements instationnaires associés à un déplacement

visqueux de la couche limite et à une séparation de l'écoulement. Avec l'avènement d'ordinateurs toujours plus puissants, un grand nombre de techniques de calcul de dynamique de fluides (CFD) s'appliquant au domaine de l'aéroélasticité ont été développées.

II.1 MISE EN FORME DES EQUATIONS

Pour un écoulement de fluide bidimensionnel compressible turbulent, pour lequel les forces de pesanteur sont négligeables, comme c'est le cas pour les écoulements au sein des compresseurs, l'ensemble des équations à résoudre s'exprime, dans un repère relatif, sous la forme suivante : (Ces équations ont été développées dans le chapitre II)

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{F}} = S_0 \quad (\text{V.1})$$

Q représente des variables conservatives

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{W} \\ \rho E \end{pmatrix} ; \quad \vec{W} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$$

$\vec{\mathcal{F}}$ représente des flux eulériens (flux convectifs) et des flux visqueux

$$\vec{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} \rho \vec{W} \\ \rho \vec{W} \otimes \vec{W} + p \vec{I} - \vec{\tau} \\ \rho \vec{W} I - \vec{\tau} \cdot \vec{W} \end{pmatrix}$$

S_0 représente les termes sources

$$S_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho (\vec{f}_{cent} + \vec{f}_{corr}) \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad \vec{f}_{cent} + \vec{f}_{corr} = \begin{pmatrix} \omega^2 x + 2\omega v \\ \omega^2 y - 2\omega u \end{pmatrix}$$

En coordonnées cartésiennes on obtient :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} = S_0$$

$\vec{\mathcal{F}}_x$ et $\vec{\mathcal{F}}_y$ sont les composantes de $\vec{\mathcal{F}}$, avec :

$$\vec{\mathcal{F}}_x = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho u I - (\vec{\tau} \cdot \vec{W})_x \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{\mathcal{F}}_y = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{yx} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho v I - (\vec{\tau} \cdot \vec{W})_y \end{pmatrix}$$

Les équations régissant les écoulements turbulents en turbomachines sont fortement non linéaires et la plupart des solutions analytiques disponibles sont pour des écoulements très simples. La résolution implique plusieurs hypothèses selon le type de machine, la géométrie des aubages et les conditions d'écoulement.

Les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie sont résolues simultanément. Puisque ces équations sont non linéaires, plusieurs itérations sont faites avant d'aboutir à la convergence. Chaque itération consiste à effectuer les étapes illustrées sur la figure V.1.

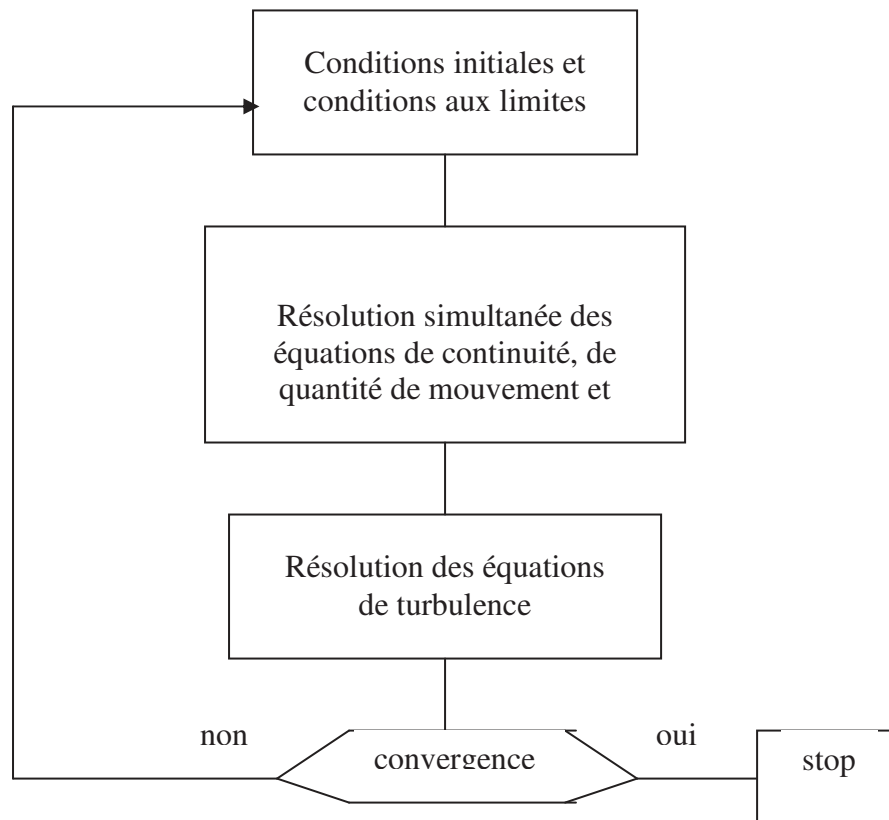


Figure V.1 : Etapes de la méthode utilisée

Les équations gouvernantes sont linéarisées de manière implicite ceci conduit à obtenir un système "bloc" d'équation linéaires à quatre équations pour chaque maille du domaine. En deux dimensions les inconnues du système sont la pression p , les composantes de la vitesse u et v et la température T . Avec l'approche implicite qui est utilisée en conjonction avec la méthode multigrille algébrique (AMG), la résolution est faite pour toutes les variables (p, u, v, T) sur toutes les mailles au même temps.

II.2 DISCRETISATION SPATIALE

Le code utilise la technique de volume de contrôle (qui sera plus détaillée dans la section suivante) pour convertir l'équation de transport générale en une équation algébrique qui peut être résolue numériquement. Cette technique de volume de contrôle consiste à intégrer l'équation de transport sur chaque volume de contrôle conduisant à une équation discrète qui exprime la loi de conservation sur le volume de contrôle.

D'un point de vue numérique nous avons choisi de résoudre le système V.1 en employant une des techniques les plus utilisées en mécanique des fluides ; la méthode des volumes

finis ; en coordonnées généralisées sur des mailles non structurées. Cette méthode fournit ainsi de manière naturelle des formulations discrètes conservatives elle est donc particulièrement adaptée aux équations de la mécanique des fluides : équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Concernant les calculs d'écoulement, la méthode des volumes finis est actuellement la plus développée et ce essentiellement pour ce qui touche à la turbulence ou à la combustion [97]. En effet, les méthodes de volumes finis sont des méthodes robustes : elles permettent le traitement de flux complexes, comme par exemple les flux non linéaire des équations diphasiques. Elles sont aussi peu coûteuses par rapport aux méthodes d'éléments finis.

La mise en œuvre de cette méthode est simple si les volumes élémentaires sont des rectangles en deux dimensions ou des parallélépipèdes rectangles en trois dimensions. Cependant la méthode des volumes finis permet d'utiliser des volumes élémentaires de forme quelconque, donc de traiter des géométries complexes, ce qui est un avantage sur les différences finies. Il existe une grande variété de méthodes selon le choix de la géométrie des volumes élémentaires et des formules de calcul des flux. La méthode des volumes finis consiste à discrétiser la forme intégrale des équations de conservation plutôt que leur forme locale.

II.3 DISCRETISATION TEMPORELLE

Pour résoudre la forme complète de l'équation discrétisée nous avons utilisé un avancement en temps implicite. Ce type d'avancement requiert une linéarisation des flux.

L'avantage du schéma implicite est qu'il est inconditionnellement stable par rapport au pas de temps. Les schémas implicites, bien que nécessitant davantage d'opérations arithmétiques à chaque pas de temps, autorisent des nombres de CFL plus grands. Cela permet, dans la plupart des situations, d'accéder beaucoup plus rapidement à la solution convergée.

II.4 CONVERGENCE

Dans la plupart des cas, le critère de convergence par défaut dans FLUENT (residual) est suffisant. La solution converge quand les résidus atteignent 10^{-3} . Les résidus sont calculés à partir des corrections dans les variables ; pression, vitesse, température... du problème entre la présente itération et l'itération précédente.

Le résidu est exprimé par la relation suivante :

$$R(W) = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial W}{\partial t} \right)^2} \quad (\text{V.2})$$

Où W est la variable conservative.

Un critère révélateur de la convergence est de vérifier la conservation de masse. Il faut que la différence entre les débits entrants et sortants soit nulle (infinitement petite).

L'affichage de l'évolution de l'intégrale (surfactive ou volumique) d'une variable pendant les calculs est un autre moyen de vérifier que la solution est bien stable.

L'affichage pendant les calculs de l'évolution d'une force exercée sur une paroi peut être un moyen supplémentaire et efficace pour vérifier la stabilité des calculs.

Pour accélérer la convergence de la solution vers un état stationnaire il est possible d'utiliser une large palette de méthodes d'accélération de convergence afin de réduire le nombre d'itérations nécessaires pour obtenir une solution stationnaire à un taux de

convergence donné. Parmi ces méthodes d'accélération de convergence, les méthodes multi grilles, basées sur le calcul de la solution sur différents niveaux de grilles, se montrent particulièrement efficaces [72]. Cette technique permet d'obtenir un gain important en CPU machine pour les calculs stationnaires particulièrement quand le modèle contient un grand nombre de volumes de contrôle et est de plus en plus utilisée dans les codes Navier-Stokes industriels. L'idée fondamentale des techniques multi grilles est fondée sur deux observations : les méthodes itératives de relaxation classique pour la résolution des problèmes elliptiques ont un effet de lissage de l'erreur. Pour un maillage donné les erreurs hautes fréquences sont amorties beaucoup plus rapidement que les basses fréquences.

Un maillage grossier permet d'obtenir une approximation de la solution sur maillage fin pour un gain CPU. De plus les basses fréquences relatives aux maillages sont pour le maillage grossier, des hautes fréquences, lesquelles sont bien lissées par les méthodes itératives.

Ainsi, les méthodes multi grilles permettent, avec un algorithme fondé sur une séquence de niveau de raffinement, un lissage optimal de toutes les fréquences de l'erreur. Les transferts de la solution entre les niveaux de maillages sont effectués à l'aide d'opérateurs de prolongement et de restriction appropriés.

Initialement, les méthodes multi grilles ont été introduites pour la résolution de problèmes linéaires. Toute fois lorsque une méthode multi grilles linéaire est combinée avec une méthode itérative de linéarisation, elle peut être aussi utilisée pour le non linéaire. Il existe aussi des approches directes qui permettent d'appliquer la méthode multi grilles aux problèmes non linéaires, ce sont les méthodes FAS (Full Approximation Storage). Grâce à ces méthodes, il est inutile de faire intervenir des itérations de linéarisation externes. Différentes formulations de la méthode FAS existent suivant les problèmes traités.

Pour plus de détails sur ces méthodes voir les références [72], [83] et [84].

III. RESOLUTION STRUCTURE

Le schéma de discrétisation temporelle employé dans cette étude est implicite et appartient à la famille des schémas les plus couramment utilisés qui sont les schémas de Newmark.

Ceux-ci sont issus de développements en série de Taylor :

$$\dot{q}^{n+1} = \dot{q}^n + \Delta t((1 - \alpha)\ddot{q}^n + \alpha\ddot{q}^{n+1}) \quad (\text{V.3})$$

$$q^{n+1} = q^n + \Delta t\dot{q}^n + \frac{\Delta t^2}{2}((1 - \beta)\ddot{q}^n + \beta\ddot{q}^{n+1}) \quad (\text{V.4})$$

Les différents schémas de la famille de Newmark correspondent à des valeurs particulières de α et β , ces deux paramètres contrôlant la stabilité et la précision du schéma.

Nous avons retenu ici le schéma de Newmark pour lequel $\alpha = \beta = 0.5$. Ce schéma, connu également sous les noms de schéma d'accélération moyenne ou schéma trapézoïdal est fréquemment utilisé en dynamique des structures, il bénéficie d'une précision temporelle du second ordre ainsi que d'une stabilité inconditionnelle. D'autre part il n'introduit aucun amortissement numérique.

Bien que nous n'utiliserons que le schéma d'accélération moyenne, il est intéressant de noter que pour des valeurs de α et β supérieures à 0.5, le schéma est conditionnellement stable et que pour $\alpha = 0.5$, $\beta = 0$, un schéma explicite est retrouvé.

IV. MAILLAGES EVOLUTIFS

Parmi les importantes difficultés liées au couplage direct entre un code fluide et un code structure, la modification du maillage fluide imposé par le mouvement de la structure est techniquement le plus délicat.

Cette section concerne la prise en compte d'un maillage fluide rendu mobile par le déplacement de certaines de ses parois. Ces parois pouvant être amenées à subir de grands déplacements, le maillage fluide doit donc être modifié en conséquence afin d'assurer une compatibilité des frontières communes avec le maillage associé aux parois flexibles.

Cependant, et afin d'assurer une homogénéité du maillage dans son ensemble, il s'en suit au cours du temps un déplacement des noeuds du maillage fluide et donc une vitesse de maillage. Nous parlerons alors de maillage dynamique ou mobile.

Le domaine fluide se modifie lorsque la structure se déforme les codes disponibles ne permettant pas de traiter des domaines mobiles quelques modifications du code fluide doivent être effectuées. Quand on suppose que les déplacements de la structure sont suffisamment petits on peut négliger les variations du domaine occupé par le fluide.

Lorsque les déplacements de la structure sont importants il faut prendre en compte la déformation du domaine fluide une meilleure compréhension des phénomènes d'interaction fluide / structure pour un solide immergé dans un fluide peut se faire à l'aide de techniques s'appliquant à des cas plus généraux de domaines fluides à frontières mobiles.

Pour un domaine fixe, les lois sont basées sur une formulation eulérienne, à savoir du point de vue d'un observateur fixe qui observe l'écoulement [152],[54],[153].

Pour les domaines fluides dont certaines parois (flexibles) sont amenées à être déformées, le point de vue eulérien n'est plus généralisable à tout l'écoulement. Pour des cas de fortes mobilités, l'intérieur même du domaine doit alors être modifié en conséquence [50].

Le déplacement d'une paroi n'aura pas seulement un effet local, mais global puisque de proche en proche, son effet se fera ressentir, effet plus ou moins important selon la distance à cette paroi. Les calculs étant effectués de manière discrète par l'intermédiaire de maillages, il s'en suit donc une remise à jour régulière des positions internes des noeuds du domaine [155].

Aussi, pour conserver l'aspect conservatif des équations de la mécanique des fluides, ces dernières devront être modifiées en conséquence en adoptant une approche non plus exclusivement eulérienne, mais avec prise en compte du champ de vitesses du maillage.

Cette mobilité du maillage ne doit cependant pas influencer sur la physique du problème en générant par sa propre vitesse un champ parasite qui se superposerait aux champs de variables.

Il est alors nécessaire de s'assurer qu'aucune dépendance, entre les vitesses du fluide et celles du maillage, ne vienne fausser les résultats. Nous parlerons dans ce cas de la consistance du schéma qui assure une invariance des résultats quelque soit la mobilité du maillage [37].

Afin de réaliser des simulations numériques des écoulements en milieux évolutifs quelconque il convient de :

- Formuler les nouvelles équations à résoudre et adapter des méthodes numériques déjà existantes.
- Respecter certains critères de type GCL (geometric conservation law).
- Faire évoluer le maillage lui-même en fonction de la position de l'interface.

Comme le maillage occupé par le fluide est déformable sa discrétisation structurée ou non structurée doit être calculée et remise à jour à chaque instant (avant ou après chaque pas de temps) il est aussi possible d'imaginer des mises à jours moins fréquentes qui seraient faites après chaque déplacement significatif du bord du domaine fluide.

Cependant il existe des cas où les calculs successifs du maillage peuvent être simplifiés. Par exemple, si l'on simule un écoulement autour d'un profil d'aile rigidement mobile, on peut changer de référentiel et garder un maillage constant. Ainsi de nombreuses méthodes particulières sont motivées par la simplification des équations à résoudre ou l'économie du temps de calcul consacré aux mouvements de maillage qu'elles engendrent [61].

En revanche, en présence de grandes déformations, le maillage peut être fortement distordu et entraîner une imprécision des résultats voire l'impossibilité de conduire la simulation à terme. Des opérations de réactualisation de maillage (remaillage) sont alors indispensables, opérations coûteuses en temps homme et machine [101].

Une première solution consiste à ramener le domaine mobile à un domaine fictif fixe. Les méthodes reposant sur des changements de variables ou de repères entre dans cette catégorie [128]. Ces méthodes sont particulièrement adaptées aux écoulements autour d'une structure en mouvement rigide. Dans cette section on ne fait que citer les différentes méthodes existantes mais pour plus de détails concernant la formulation et l'algorithme il est conseillé de se référer à la référence [108]. La méthode de maillage dynamique utilisée dans ce travail est présentée de manière plus détaillée.

IV.1 Méthode avec changement de variables_:

Dans ce type de méthodes, on préfère généralement utiliser un maillage structuré lié à la structure. Lorsque la structure bouge, le maillage bouge aussi, mais les indices, des cellules du maillage, restent fixes. Le domaine fluide physique varie mais le domaine fluide fictif dans les nouvelles coordonnées est fixe.

Dés lors il est plus simple de réécrire les équations modèles dans le nouveau jeu de coordonnées. Les calculs des différentes dérivées par rapport aux nouvelles coordonnées est très peu coûteux puisque le maillage fictif est structuré et régulier [61].

IV.2 Méthode avec changement de repères :

Un changement de repère peut permettre de garder une approche lagrangienne en simplifiant considérablement équations et schémas. Les équations régissant l'écoulement vont être écrites dans un repère différent de celui du laboratoire, de plus on peut envisager d'utiliser plusieurs référentiels différents, tous mobiles.

Il y'a des cas où les formulations dans plusieurs référentiels et avec changement de variables simplifient et allègent la simulation numérique mais les avantages éventuels de ces méthodes peuvent paraître submergées par leurs inconvénients et par la lourdeur nouvelle des expressions. Bien que ces méthodes permettent de faire de grosses économies en temps et en mémoire lors de certaines simulations numériques bien particulières elles ne sont pas générales. en outre certaines astuces qui doivent être adaptées à chaque simulation , deux inconvénients semblent inévitables, d'abord le traitement de grands ou rapide déplacement reste problématique, ensuite le changement de variables curvilignes requièrent l'utilisation d'un maillage structuré d'emploi difficile et peu général pour des configurations complexes [61]. Pour remédier aux inconvénients des deux méthodes citées ci-dessus on retrouve les méthodes utilisant une formulation arbitrairement Lagrangienne ou Eulérienne (ALE) et les méthodes à maillage mobile.

IV.3 Méthode ALE :

Lorsqu'un système physique fait intervenir des structures et des fluides les deux formalismes (Lagrangien et Eulérien) sont naturellement amenés à se rencontrer. Il apparaît alors nécessaire de pouvoir passer aisément de l'un à l'autre, La méthode ALE est une méthode permettant de le faire. Il est par ailleurs remarquable que cette méthode possède un intérêt dans les problèmes tout autant théorique que numérique.

Dans les problèmes d'interaction fluide- structure ou le domaine varie, il est légitime de s'interroger sur le choix du type de coordonnées à utiliser.

Pour les applications numériques cette question prend tout son sens, en effet lors de trop grands mouvement de fluide un maillage lagrangien suivant des particules pouvait rapidement dégénérer (des mailles pourraient se croiser) ou bien nécessiterait un remaillage fréquent et coûteux. Un maillage fixe Eulérien ne prendrait quant à lui pas bien en compte la sensibilité des déformations de surfaces, et sa finesse devrait dépendre de la vitesse caractéristique de l'écoulement (une des inconnues du problème) ce qui demanderait des hypothèses très strictes sur la condition CFL et par conséquent un coût numérique la aussi important.

D'un point de vu numérique la formulation ALE permet de pallier à certains de ces problèmes en calculant à chaque pas de temps, une évolution régulière du maillage sans demander un coût trop important. La clé en est l'indépendance du maillage à l'intérieur du domaine par rapport à la vitesse du fluide, par ailleurs, cette méthode est consistante vis-à-vis de la discrétisation des équations de conservation [31].

En conclusion on peut dire que les formalismes de Lagrange et Euler ne sont pas adaptés en général aux problèmes d'écoulements fluide avec frontière mobile, en revanche le formalisme ALE est tout à fait adapté à ce type de situations car il permet le traitement d'une convection importante avec petites ou grandes déformations du domaine fluide [54]. La description appelée arbitraire Lagrangienne Eulérienne (ALE) représente un compromis entre les deux approches Lagrangienne et Eulérienne. Elle permet d'englober les points de vue classiques Lagrangien et Eulérien c'est-à-dire conserver une approche Lagrangienne près de la structure et une approche Eulérienne loin de celle-ci.

On se trouve donc dans la situation privilégiée ou on cumule les avantages des deux formulations ou encore si l'on préfère, on élimine leurs inconvénients.

Cette formulation a été utilisée dans de nombreux domaines physiques (fluides compressibles, incompressibles, écoulements à surface libres) ou interviennent des fluides en mouvement dans des domaines à frontières mobiles.

La grande difficulté dans la méthode ALE est de calculer la vitesse de maillage et de récupérer après transformation un maillage convenable (conforme, sans recouvrement de mailles ni angles trop aplatis...).

IV.4 Méthode de transpiration :

Dans un cadre de petits déplacements de l'interface fluide- structure ou si on s'intéresse à une analyse de stabilité linéaire une modélisation ALE peut donc paraître trop chère et compliquée. Ainsi avec l'intention de surmonter les difficultés pratiques de la formulation ALE, les ingénieurs aéronauticiens ont développé une technique dite de transpiration qui n'exige pas l'utilisation de grilles mobiles ni l'adaptation profonde des solveurs fluides et qui permet de prendre en compte les effets de la structure dans le fluide par le moyen d'une simple correction des conditions aux limites sur une interface fixe.

Plus précisément cette approche basée sur une idée originale de Lighthill [156] considère l'interface fluide- structure comme une surface perméable à travers laquelle le fluide coule

avec une vitesse dite de « transpiration » déterminée à partir du déplacement expérimenté par l'interface fluide- structure.

Le but de cette démarche est donc d'utiliser dans le fluide des méthodes optimisées bien connues, fiables et largement validées complétées par des conditions aux limites sur interface fixe permettant de simuler la vibration de l'interface fluide- structure [54].

La méthode de transpiration est adaptée aux cas de petites amplitudes des déplacements et permet de prendre en compte l'effet du déplacement de l'interface en gardant un domaine fluide fixe en formalisme Eulérien. Cependant l'absence jusqu'à ces jours d'une justification mathématique solide de cette méthode en faisait un champ largement ouvert à la controverse [54].

IV.5 Méthode de la frontière immergée :

L'idée principale de la méthode est de considérer la structure comme baignant dans le fluide au lieu de résoudre un système pour le faire évoluer, on considère que la structure agit sur le fluide par l'intermédiaire d'une force portée le long de l'interface, ainsi seul le système fluide est à résoudre (avec un terme de force supplémentaire). La méthode a pour intérêt de réduire le coût des calculs. Bien que cette méthode soit habituellement utilisée sur des maillages structurés elle a été implémentée sur des maillages non structurés [31].

IV.6 Méthode à maillage dynamique :

Le principe de la méthode à maillage dynamique est similaire à celui des méthodes ALE [128], [97]. Cette méthode s'appuie sur une discrétisation du domaine fluide qui est mobile, cependant la vitesse de chaque nœud du maillage n'est pas considérée comme une vitesse propre du maillage, ce type de formulation ne s'appuie ni sur une forme particulière des cellules (triangles, quadrangles) ni sur l'aspect du maillage (structuré ou non structuré).

Elle se différencie des méthodes ALE par le fait qu'aucune référence aux coordonnées lagrangienne n'est faite [61].

La méthode à maillage dynamique comporte de nombreux avantages, elle est simple à mettre en œuvre et facilite l'adaptation des schémas existants. Les seules variables géométriques supplémentaires sont les vitesses de maillage. Le seul inconvénient est le besoin de bouger le maillage après chaque pas de temps.

Bien que la méthode puisse s'avérer moins performante dans certains cas particuliers elle est très certainement plus générale [157]. De plus, des algorithmes assez simples permettent de réduire les coûts de calcul induits par les mouvements du maillage [158]. C'est cette dernière technique qui a été utilisée dans ce travail de thèse. Nous la présentons donc ci après.

Après avoir défini la cinématique générale du maillage, nous traiterons de la consistance du schéma qui stipule l'indépendance du champ fluide à l'égard du maillage mobile. Les critères permettant de satisfaire ce principe seront établis pour les cas d'écoulements bidimensionnels.

IV.7 Loi de consistance géométrique :

On remarquera que les méthodes de type ALE ou maillage dynamique font intervenir des vitesses de maillage qu'il est nécessaire de traiter rigoureusement pour assurer au minimum une indépendance de la solution physique du problème à l'égard de ces dernières. La démarche générale consiste alors à satisfaire la loi dite de conservation géométrique GCL qui stipule que : "tout champ uniforme et constant solution des équations de Navier-Stokes

doit rester quel que soit le mouvement du maillage”. Cette terminologie remonte à la fin des années 70. Un article de référence sur les maillages mobiles s’est imposé suite à l’introduction de la loi de conservation géométrique (GCL) par P. D. Thomas & C. K. Lombard (1979) [159]. Celui-ci fut en fait la redécouverte de la “Space Conservation Law” émise par J. G. Trulio & K. R. Trigger en 1961. Par la suite, I. Demirdzic [160], [161] montra que le non-respect de la GCL pouvait, dans des cas de fortes mobilité du maillage, générer des puits ou des sources de masse et contribuer à l’apparition d’oscillations numériques.

En maillage fixe, celle-ci se limite à la SCL (surface conservation law). Cette loi est obtenue en considérant les équations précédentes sur un maillage fixe, pour un écoulement uniforme dans une direction \mathbf{c} arbitraire. Son expression analytique, bien connue, prend la forme :

$$\int_S \mathbf{c} \cdot \mathbf{n} dS = 0$$

Elle traduit le fait que chaque cellule de calcul doit être fermée par ses surfaces. Cette équation semble triviale, ce qui explique qu’elle soit rarement mentionnée. Elle est généralement satisfaite pour les schémas de type volumes finis.

Pour un maillage mobile, la GCL inclut également la conservation volumétrique VCL (volume conservation law). Elle repose sur le fait qu’un maillage arbitrairement mobile ne doit pas affecter l’écoulement, elle est déduite à partir de l’équation de continuité pour un fluide de masse volumique uniforme et de vitesse nulle.

$$\frac{d}{dt} \int_V dV - \int_{\partial V} v_g \cdot \mathbf{n} dA = 0 \quad (\text{V.5})$$

Afin que la VCL soit vérifiée à chaque pas de temps, Demirdzic [71], [16] détermine la vitesse normale de chaque surface à partir de la discrétisation de l’équation V.20. Cette discrétisation doit s’effectuer selon la même technique que celle employée pour résoudre l’ensemble des équations. Cette méthode est générale, elle permet de déterminer une vitesse normale de chaque surface, respectant la VCL, quelque soit le type de discrétisation temporelle utilisée (explicite, implicite, a un ou plusieurs sous pas...) [97].

Pour satisfaire la loi de conservation géométrique la dérivée par rapport au temps du volume de contrôle est calculée par :

$$\frac{dV}{dt} = \int_{\partial V} \vec{v}_g \cdot d\vec{A} = \sum_j^{n_f} \vec{v}_{g,j} \cdot \vec{A}_j$$

n_f est le nombre de faces sur le volume de contrôle ; \vec{A}_j est le vecteur surface de la face j .

Le produit scalaire $\vec{v}_{g,j} \cdot \vec{A}_j$ sur chaque face du volume de contrôle est calculé par :

$$\vec{v}_{g,j} \cdot \vec{A}_j = \frac{\delta V_j}{\Delta t}$$

δV_j est le volume balayé par la face i du volume de contrôle pendant l’intervalle $\Delta t = t^{n+1} - t^n$

IV.8 Prise en compte du mouvement du maillage

La seconde difficulté, liée aux simulations des écoulements en domaine évolutifs, réside dans le mouvement du maillage lui-même c'est-à-dire la transmission du mouvement du bord du domaine fluide au reste du maillage et peut, elle aussi, être traitée suivant différentes techniques [97].

Dans le logiciel utilisé trois options sont disponibles pour adapter le maillage à la zone mobile :

- Méthode des ressorts (smoothing methods): le maillage est déformé comme si les mailles étaient munies de ressorts sur leurs côtés. L'approche retenue par Ferhat [162] en constitue un exemple original. Dans cette référence, le maillage est assimilé à une pseudo-structure possédant son propre comportement dynamique. Après discrétisation, celui-ci se voit attribuer une matrice masse $[M]$, une matrice de rigidité $[K]$ et une matrice relative à l'amortissement $[D]$. Cette technique généralise plusieurs méthodes plus classiquement employées, notamment celle de Batina [163].
En effet, pour $[M] = [D] = [0]$, l'analogie des ressorts, utilisée par Batina et modifiée par Blom [164] est retrouvée.
- Méthode des couches dynamiques (dynamic layering): des couches de mailles sont rajoutées ou retirées à chaque pas de temps. Cette option ne peut être utilisée qu'avec des translations (ex : piston, soupape) et ne peut donc pas être utilisée dans ce travail.
- Méthode de remaillage local (local remeshing methods): la déformation du maillage est basée sur un système virtuel de ressorts reliant les nœuds du maillage.

V. CONCLUSION

Dans le domaine du projet des turbomachines, les équations de Navier-Stokes sont employées dans les étapes finales de la conception pour contrôler les problèmes éventuels (par exemple, séparation laminaire et turbulente, zones de gradient de pression adverse, localisation d'ondes de choc, jeux radiaux et autres pertes); ils ont aussi commencé à trouver une place intéressante dans les premières étapes de la conception [35].

Pour des écoulements compressibles, le choix des schémas de discrétisation à la fois spatiale et temporelle doit assurer une stabilité du schéma en tout point de l'écoulement et permettre une capture correcte des chocs.

Il serait vain de rechercher la méthode universellement capable de discrétiser les systèmes d'équations modélisant par exemple les écoulements de fluide, tout comme il est vain de rechercher la meilleure forme des volumes de contrôle dans le contexte des volumes finis. Par contre il faut s'assurer que les méthodes fournissent des solutions numériques correspondant à des solutions physiques et il faut limiter la présence de phénomènes purement numériques. Les méthodes de volumes finis qui sont l'objet de développement et d'amélioration constants se sont montrées robustes et efficaces : elles permettent d'assurer les lois de conservation à un niveau discret, de préserver le principe du maximum et la monotonie de capturer les discontinuités grâce à des techniques de décentrement.

Enfin, la liberté du choix du maillage et des volumes de contrôle permet de travailler avec des géométries complexes [165].

I. INTRODUCTION

Depuis le XVII^e siècle, les études aérodynamiques se limitaient à l'expérimentation et à la théorie. Ce n'est que depuis les années 1960 que s'est adjoint à ce schéma la simulation numérique. Ces trois approches conservent de fortes interactions entre elles et ont chacune un rôle essentiel dans le développement scientifique et technologique.

Dans l'étude aérodynamique des turbomachines la simulation numérique des écoulements occupe une place grandissante.

La simulation numérique des écoulements, en anglais CFD (Computational Fluid Dynamics) a stimulé une approche unifiée allant de l'analyse à la conception des turbomachines. La pratique de traiter les turbines hydrauliques et à vapeur, pompes, et compresseurs à gaz et d'autres turbomachines séparément a laissé sa place à une approche plus intégrée. Ces développements sont facilités par un dénominateur commun: les équations qui les régissent sont les mêmes pour toutes les turbomachines, avec en plus des équations de comportement supplémentaires utilisées pour manipuler les cas spéciaux (par exemple, écoulements biphasiques).

Les méthodes numériques résolvant ces équations sont en cours de développement et leurs applications sont limitées. Les différentes approches actuellement utilisées dépendent du degré des simplifications admises dans ces équations selon l'analyse physique des phénomènes réels [50].

Les conditions aux limites rencontrées dans les turbomachines sont parmi les plus complexes concernant le domaine de la simulation numérique des écoulements. Pour des conditions d'écoulement plus générales, les modèles numériques se basent sur les systèmes d'équations d'Euler et de Navier-Stokes.

L'utilisation de la CFD par les constructeurs de turbomachines a augmenté sensiblement pendant la décennie passée, ayant pour résultat un cycle de développement plus court de leurs produits. Combinée avec des mesures, la CFD fournit un outil complémentaire pour la simulation, la conception, l'optimisation et, d'une manière primordiale, l'analyse des écoulements tridimensionnels complexes jusqu'ici inaccessibles à l'ingénieur. Dans beaucoup de cas, la simulation numérique des écoulements fournit le seul moyen pour accéder aux informations détaillées du champ étudié, car les essais réels des turbomachines, avec des mesures détaillées dans les canaux tournants sont difficiles, coûteux et, dans beaucoup de cas, impossibles.

Fluent est un logiciel de modélisation tridimensionnelle des écoulements fluides couplés avec ou non du transfert de chaleur, et avec ou non des réactions chimiques, et pour une ou plusieurs phases. Les capacités sont vastes, ce qui en fait un outil utilisé dans de nombreux domaines industriels: Aéronautique, Véhicules à moteurs, Marine, Biomédical, Refroidissement en électronique, Verre, Traitement de polymère, Processus chimique, Production d'électricité, Turbomachine, etc.

Comme les logiciels de simulation numérique utilisés couramment par l'industrie, Fluent utilise les équations de Navier Stokes moyennées. Elles sont discrétisées selon l'espace et le temps puis résolues grâce à des méthodes diverses. Concernant la turbulence, elle est entièrement modélisée ce qui demande des modèles de fermeture. Par contre toutes sortes de géométries peuvent être modélisées. Les simulations numériques directes des interactions fluide-structure restent relativement coûteuses en CPU machine et en mémoire surtout si la méthode aérodynamique utilisée est complexe [72].

Dans ce chapitre, nous présenterons les principaux résultats obtenus en nous attachant à comprendre les phénomènes importants réellement mis en jeu en aérodynamique des

fluides compressibles qui est un sujet d'actualité trop important, d'autant qu'on doit y faire intervenir les problèmes de transferts de chaleur que nous n'avons pas abordés. Nous verrons en quoi les paramètres analysés ont engendré des effets tant aérodynamiques qu'aéroélastiques. Nous en tirerons donc aussi les enseignements majeurs concernant le comportement aéroélastique du système.

II. SIMULATION DE D'ÉCOULEMENTS AUTOUR DE PROFILS NACA 0012

Dans une première étape de notre travail nous nous sommes intéressés à l'analyse de l'écoulement autour du profil fixe, c'est à dire sans prendre en considération les déplacements subis par ce dernier dans le but, d'une part, de valider notre logiciel en mettant en évidence la concordance de nos résultats avec la théorie pour des profils fixes et d'autre part, pour essayer de comparer postérieurement les résultats trouvés avec les résultats de la simulation de l'écoulement autour du profil en mouvement afin de voir l'effet de ce mouvement sur les forces aérodynamiques appliquées sur les aubes. Le premier des paramètres de la géométrie de l'aube qu'il faut choisir est le profil. Notre étude est basée sur un profil non symétrique NACA65-10 % qui est un profil très utilisé dans le domaine des turbomachines (compresseurs axiaux) et un profil symétrique NACA0012 qui est un profil très classique et a fait l'objet de nombreuses études au NACA (National Advisory Committee for Aeronautics), ancêtre de l'actuelle NASA (National Administrative for Space and Aeronautics) [166].

Le choix de tous les paramètres définissant une configuration de profil d'aube de compresseur axial, a été fait de la manière la plus judicieuse possible mais nécessiteraient d'être revu de manière critique, à la lumière des résultats obtenus dans cette étude.

Les simulations sont réalisées avec le logiciel Fluent en deux dimensions (2 D).

Nous allons tout d'abord présenter des résultats de calcul d'écoulement autour d'un profil bidimensionnel NACA 0012. Il s'agit d'un cas de calcul qui a été déjà étudié et que nous examinerons également, pour d'autres conditions aux limites, dans le cadre de l'analyse d'écoulements instationnaires.

Le profil NACA 0012 est un profil conventionnel qui a été largement utilisé. Nous allons également nous y intéresser, en particulier parce que les nombres de Mach et de Reynolds utilisés sont représentatifs des applications visées.

Il s'agit simplement, dans ce cas, d'une pôle plongée dans un écoulement d'air (comme un écoulement autour d'une aile d'avion).

Le maillage est réalisé sous gambit en 2D, trois zones se distinguent, la première zone correspond à l'entrée du profil et possède une forme rectangulaire. La seconde zone contient le profil, constituée d'une zone structurée et raffinée proche du profil afin de capter les phénomènes de couche limite, décollement, recirculation, etc.... et une zone entourant la première non structurée. Enfin la troisième zone est celle du sillage, soit un découpage rectangulaire dans l'axe du profil, collé au bord de fuite. Il rejoint à son autre extrémité la limite de sortie du domaine d'étude. Sur la figure VI.1 nous avons fait un agrandissement du maillage au niveau des zones critiques du profil qui sont le bord d'attaque, le bord de fuite et les zones proches de l'intrados et l'extrados. Les éléments utilisés dans ce maillage ont une forme triangulaire. La phase de validation du module fluide est effectuée suivant trois tests pour le cas stationnaire, tandis que les autres tests sont effectués pour le cas instationnaire.

II.1 Écoulement stationnaire

On dispose de la polaire du NACA 0012 pour des nombres de Reynolds différents. L'objet de ce travail est de vérifier que l'on peut retrouver numériquement le comportement observé sur cette polaire. A cette fin, on a effectué des simulations autour de ce profil à différentes incidences. Nous proposerons pour ce calcul des comparaisons avec les résultats expérimentaux et les résultats obtenus par d'autres codes.

Dans cette configuration le maillage est constitué d'un domaine en « H » et comporte 38671 noeuds; il est bidimensionnel. La corde du profil vaut 1m et les frontières du maillage sont situées à trois fois la corde en amont, à quatre fois la corde en aval et deux fois la corde au dessus et en dessous du profil. La taille de la première maille à la paroi est de 5×10^{-3} m.

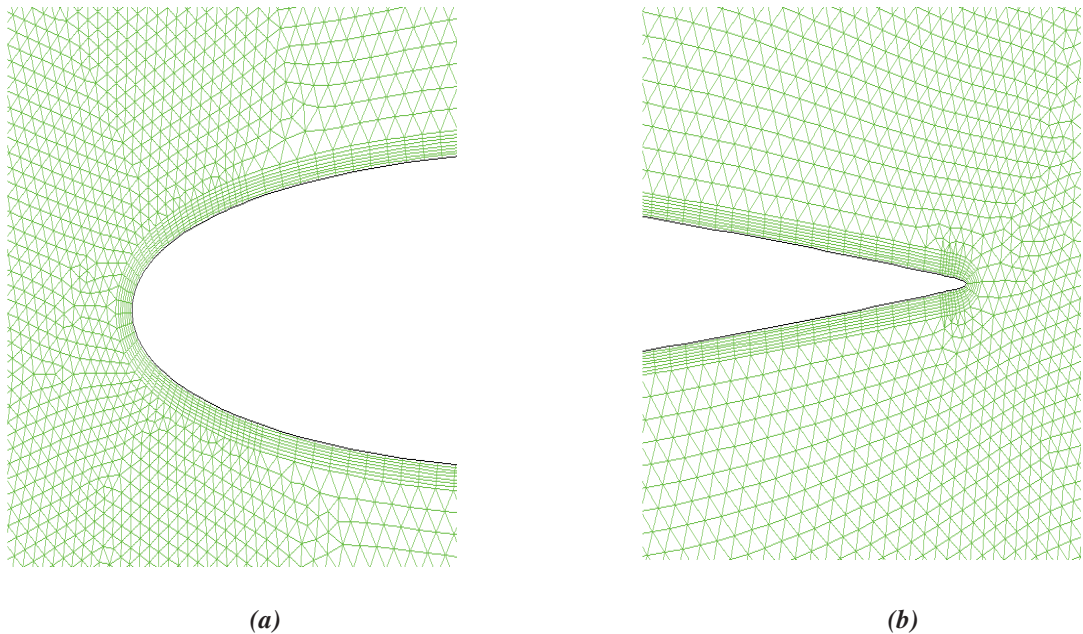


Figure VI.1 : Maillage du profil NACA 0012 (a) bord d'attaque, (b) bord de fuite

Cas test 1 : Ecoulement incompressible

Dans ce premier cas les valeurs expérimentales du coefficient de portance représentées sur la figure VI.2 sont prises de la polaire du profil NACA0012 pour un nombre de Reynolds de 9.10^6 , ces valeurs sont disponibles dans la référence [167]. L'écoulement est incompressible et la vitesse en amont est de 152 m / s.

Sur la figure VI.2 on peut observer la dépendance linéaire du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence ainsi que le décrochage du profil pour une incidence d'environ 15° .

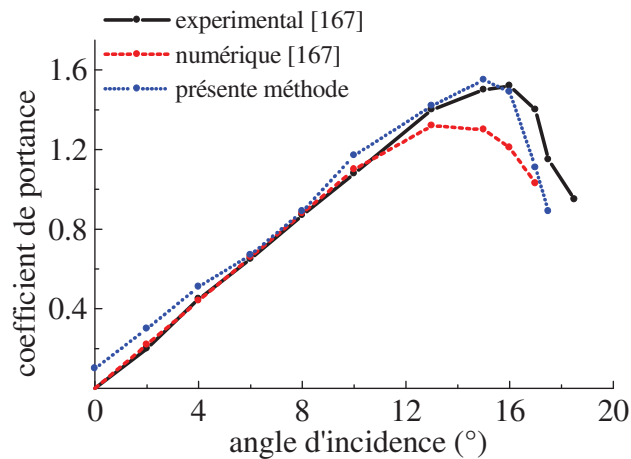


Figure VI.2 : Evolution du coefficient de portance du profil NACA0012 en fonction de l'incidence avec $Re = 9.10^6$

Cas test 2 : Ecoulement à faible vitesse

Cette simulation est réalisée pour analyser la réponse aérodynamique du profil NACA0012 à un écoulement à faible vitesse, la vitesse en amont étant de 15 m / s. le fluide, assimilé à un fluide parfait de masse volumique constante, est en écoulement stationnaire. Les équations utilisées dans le code sont les équations d'Euler.

L'évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence est représentée sur la figure VI.3. On observe que la portance croît linéairement en fonction de l'incidence on constate aussi que les valeurs prédites par le code utilisé sont bien proches des valeurs expérimentales avec un écart de 13 % environ qui reste modéré.

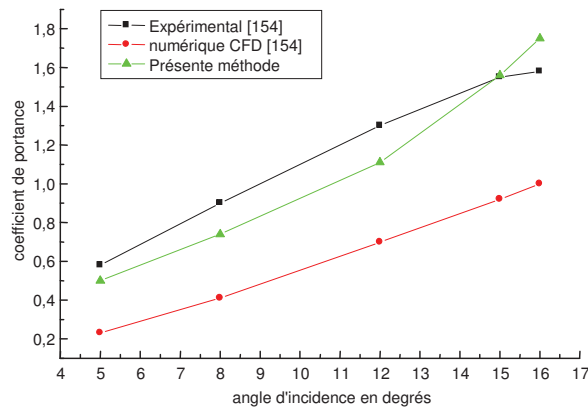


Figure VI.3 : Evolution du coefficient de portance du profil NACA0012 en fonction de l'incidence avec $V_\infty = 15 \text{ m/s}$

Cas test 3 : Ecoulement transsonique à faible angle d'incidence

Les résultats suivants sont obtenus pour le cas test AGARD 01 [167]. On a considéré un écoulement stationnaire autour du profil avec un nombre de Mach en amont $M_a = 0.8$, un angle d'incidence $i = 1.25^\circ$ et une $CFL = 8.4$.

Les figures VI.4 (a) et (b) présentent les contours du coefficient de pression C_p tandis que les figures VI.5 (a) et (b) montrent la distribution de la pression statique autour du profil.

L'observation de ces figures permet de dire que le coefficient de pression est prédit de façon quasiment identique dans ces deux calculs issus respectivement de la référence [167] et du logiciel utilisé durant ce travail. Une forte onde de choc est constatée sur l'extrados du profil.

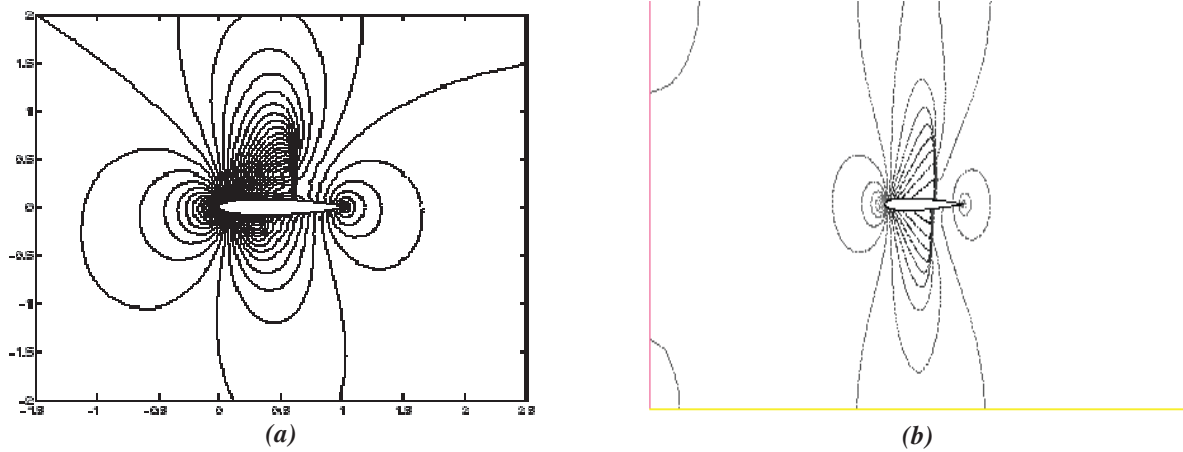


Figure VI.4 : Contours du coefficient de pression autour du profil NACA0012 ($M_a = 0.8, i = 1.25$) (a) : référence [167] ; (b) : présente méthode

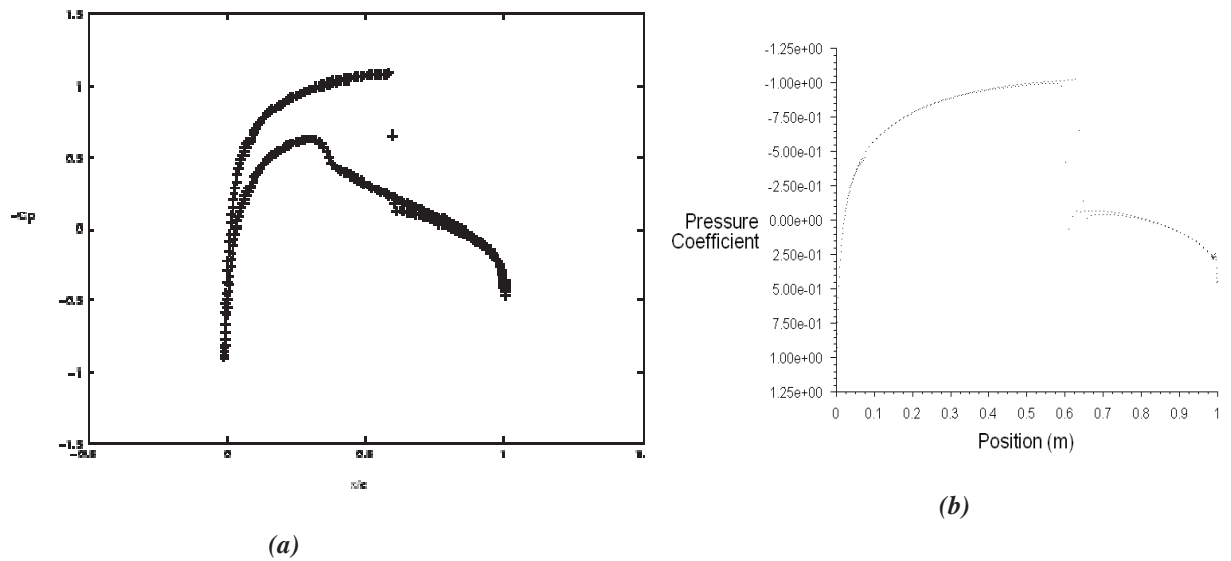


Figure VI.5 : Distribution de pression autour du profil NACA0012 ($M = 0.8, i = 1.25$) (a) : référence 167 ; (b) : présente méthode

Nous avons calculé par la suite les coefficients de portance et de traînée que nous avons comparés avec d'autres résultats retrouvés dans les références [168] et [167]. Cette comparaison est présentée dans le tableau VI.1.

Méthode	C_x	C_z
Ref.168	0.0241	0.3186
Ref.167	0.0261	0.3349
Présente méthode	0.0230	0.3340

Table VI.1 : Comparaison des coefficients de traînée et de portance calculés pour le NACA 0012 avec $M_a = 0.8$ et $i = 1.25^\circ$

La dispersion des résultats des coefficients aérodynamiques reste très modérée. En ce qui concerne la référence [168] la dispersion ne dépasse pas 5 %. Pour la référence [167] la dispersion est de 0.3 % pour le coefficient de portance mais pour le coefficient de traînée on constate que la dispersion est un peu plus importante, elle atteint 11,8 %.

II.2 Écoulement instationnaire

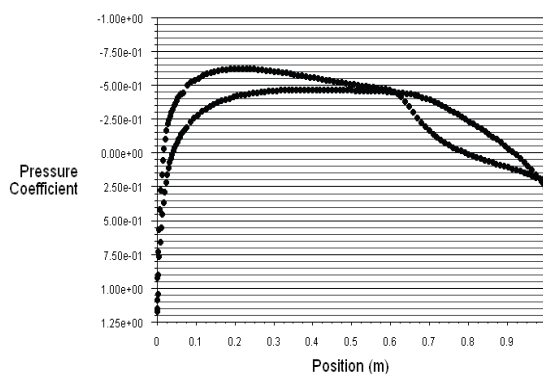
Après avoir simulé l'établissement d'un écoulement stationnaire turbulent autour d'un profil NACA 0012, à une incidence suffisamment faible pour que la couche limite ne décolle pas, nous allons tenter de simuler maintenant une configuration avec une incidence plus grande, où se produit alors un décollement de la couche limite qui rend l'écoulement instationnaire. Cette configuration possède toutes les caractéristiques des applications visées, hormis le caractère tridimensionnel : instationnaire, turbulent, transsonique, impliquant un phénomène d'interaction entre une onde de choc et une couche limite.

Soulignons donc en premier lieu que l'on a voulu voir s'il y'a une disparité des résultats de ces simulations des équations de Navier-Stokes moyennées en fonction du modèle de turbulence utilisé. Alors, à cette incidence, nous avons mené deux calculs où la turbulence est prise en compte à travers deux modèles différents. Un calcul où l'on a choisi de modéliser la turbulence à l'aide d'une équation de transport de Spalart-Allmaras et un calcul où l'on a choisi de modéliser la turbulence à l'aide de deux équations de transport de k et ε .

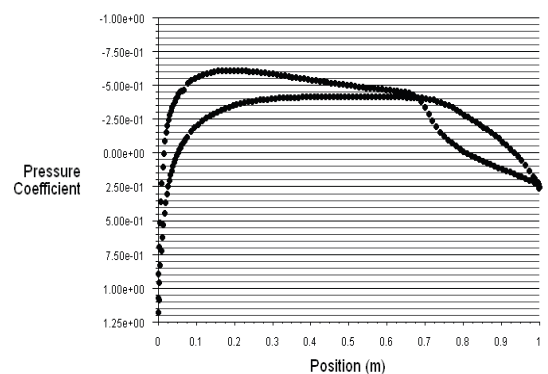
Afin de mieux s'assurer de la capacité du modèle de turbulence à une équation de Spalart-Allmaras, qui va être utilisé dans la suite du travail, à décrire correctement une évolution instationnaire d'écoulement turbulent, nous allons comparer les résultats obtenus avec les deux modèles de turbulence sur le même maillage.

Au cours du régime transitoire, il a été choisi trois instants différents pour comparer les solutions obtenues, $t_1 = 63 \times 10^{-4}$ s, $t_2 = 133.10^{-4}$ s et $t_3 = 238.10^{-4}$ s. La figure VI.6 présente les répartitions du coefficient de pression pariétale pour ces trois instants. Au vu de ces courbes on remarque que les solutions sont semblables et la prédiction de la position des chocs reste quasiment identique.

Les figures VI.7 et VI.8 présentent respectivement l'évolution temporelle des coefficients de portance et de traînée. Lors des premiers instants (régime transitoire) le calcul avec les deux modèles de turbulence prédit un comportement oscillant des coefficients aérodynamiques qui va s'amortir après quelques pseudo-périodes. Le temps de convergence des deux calculs étant le même.



(a) $t = 0.0063$



(b) $t = 0.0063$

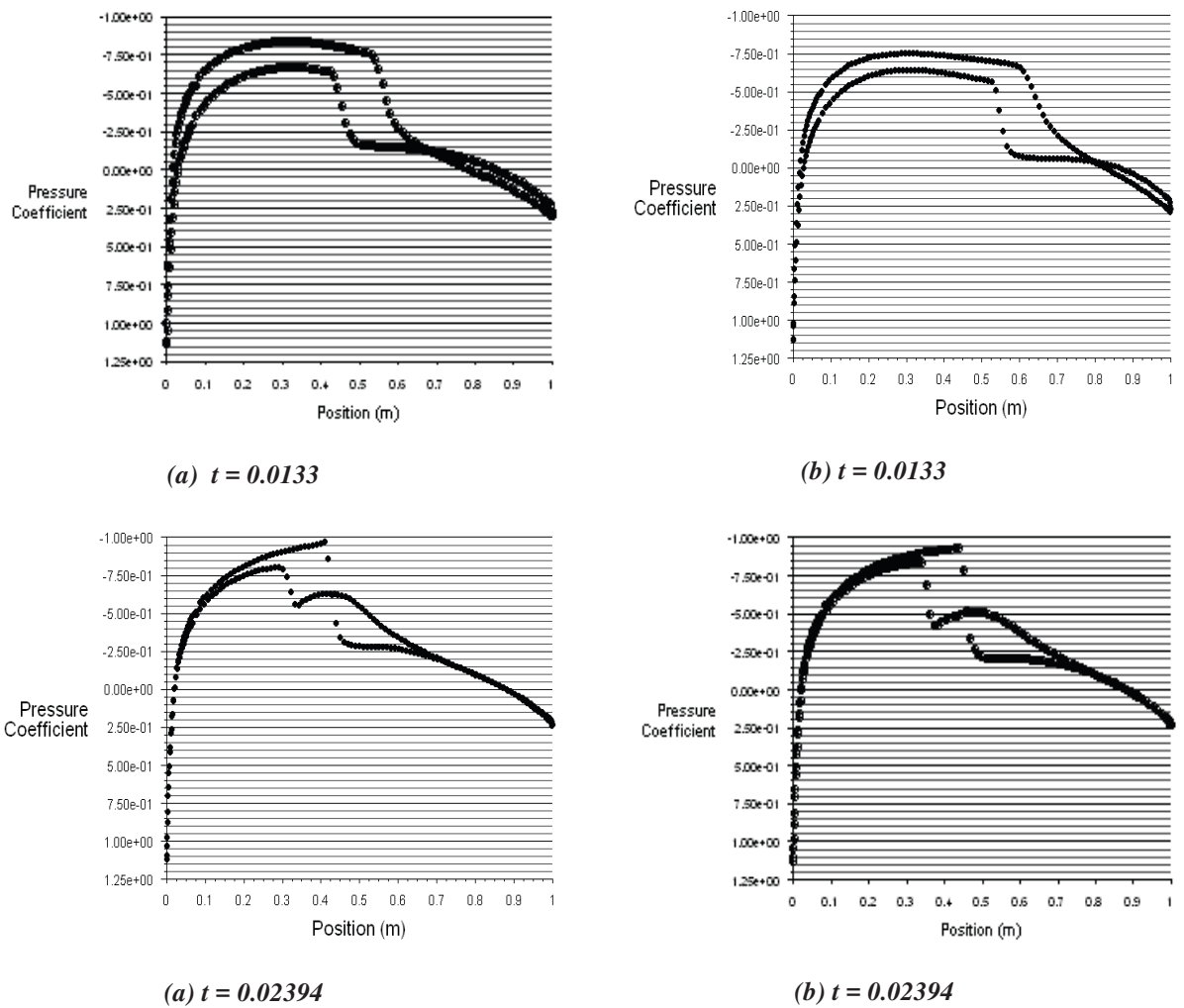


Figure VI.6 : Comparaison de la répartition pariétale du coefficient de pression à trois instants du régime transitoire pour les calculs d'écoulement autour d'un profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : Fluent avec modèle $k-\varepsilon$; (b) : Fluent avec modèle SA

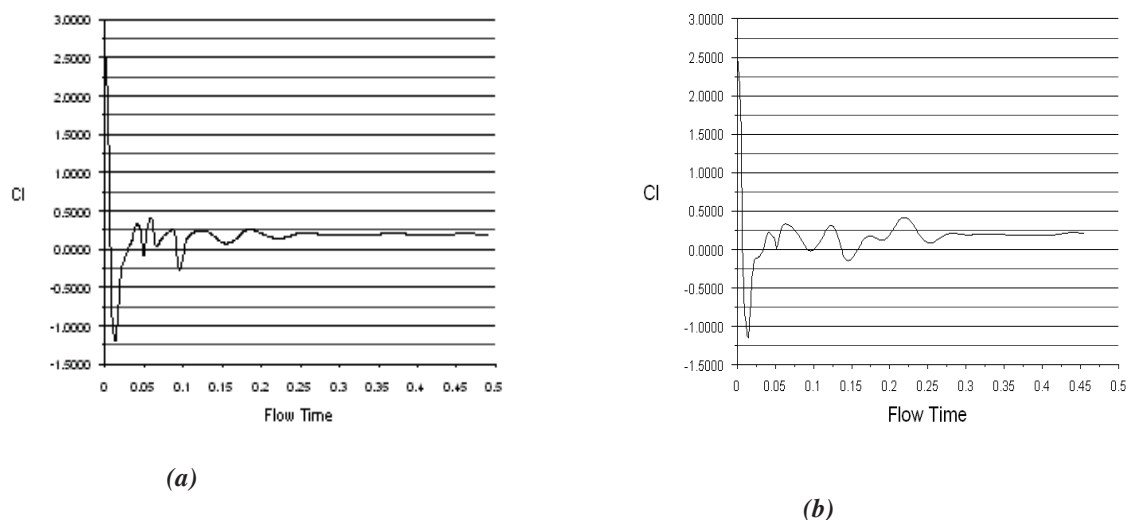


Figure VI.7 : Comparaison de l'évolution du coefficient de portance à convergence du calcul autour du profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : fluent avec modèle $k-\varepsilon$; (b) : fluent avec modèle SA

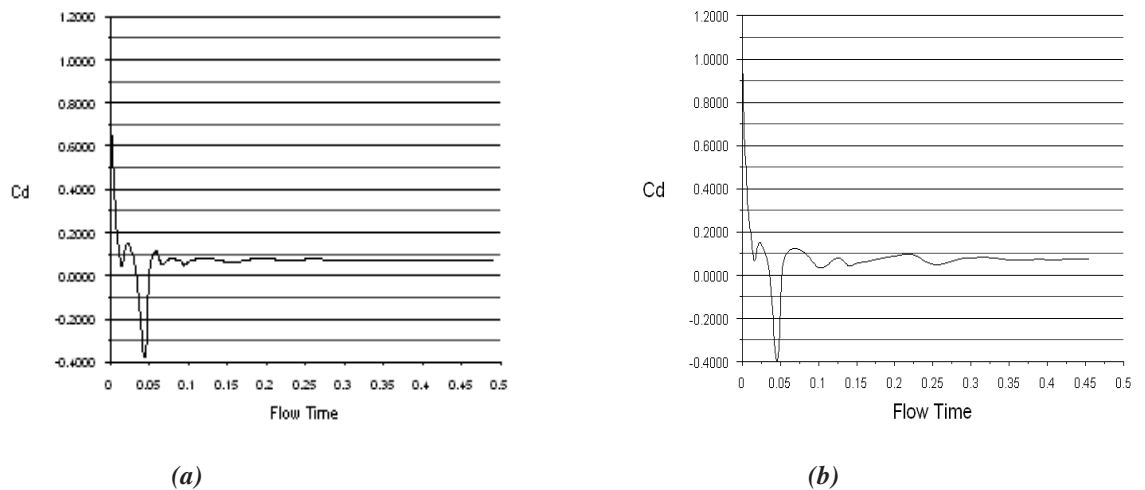


Figure VI.8 : Comparaison de l'évolution du coefficient de traînée à convergence du calcul autour du profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : fluent avec modèle k- ϵ ; (b) : fluent avec modèle SA

Toujours dans l'intention de valider le logiciel utilisé nous avons comparé nos résultats avec ceux de Pascal Joubert de La Motte [169] où il a effectué cinq calculs sur le même profil (NACA 0012) un premier calcul avec une maquette numérique, les quatre autres calculs correspondent respectivement à un calcul avec Aerolog, utilisant le schéma de Lax-Wendroff, un calcul avec Aerolog toujours mais avec un schéma différent qui est le schéma à pas de temps caractéristique, un calcul avec Fluent où il a modélisé la turbulence à l'aide d'une équation de transport de Spalart-Allmaras et un calcul avec Fluent où il a choisi de modéliser la turbulence à l'aide de deux équations de transport de k et ϵ . Notons que le maillage utilisé pour le premier calcul est différent de celui utilisé dans les quatre autres calculs. Là aussi nous avons comparé les répartitions du coefficient de pression et les répartitions du coefficient de frottement qu'on a obtenu par notre méthode et celles de Joubert (avec les cinq calculs) pour les mêmes temps c'est à dire $t_1 = 63 \times 10^{-4}$ s, $t_2 = 133 \cdot 10^{-4}$ s et $t_3 = 0.02394$ s. Il faut noter là que, dans son travail, Joubert a représenté la variation de $(-C_p)$. Quoiqu'on constate une légère différence dans l'allure des courbes représentant le coefficient de pression (fig.VI.9) sur l'extrados et l'intrados à partir de l'abscisse $x = 0,5$, la prédiction de la position des chocs reste cependant quasiment identique. Le choc est localisé au même endroit pour les deux répartitions correspondant à $x = 0,65$ pour t_1 et à $x = 0,4$ sur l'extrados et $x = 0,5$ sur l'intrados pour l'instant t_2 . Cependant la prédiction des coefficients de frottement, figures VI.10 (b), pour les instants t_1 et t_2 , selon Joubert, est assez différente d'une solution à l'autre. En effet, outre l'important dépassement prédit par Aerolog au bord de fuite, les niveaux de frottement de ses solutions et notre solution VI.10 (a) sont relativement différents, et en particulier sur les VI.10 (a) et (b) à l'instant t_2 , le comportement de l'écoulement calculé avec Fluent et le modèle k- ϵ diffère des deux autres, puisque le frottement ne s'annule pas à l'abscisse $x = 0,6$ m. D'une manière générale le frottement prédit par Fluent et le modèle (k- ϵ) est assez nettement supérieur au frottement prédit par Fluent et le modèle de Spalart-Allmaras et par Aerolog, la prédiction de la position des chocs restant cependant quasiment identique.

Pour le troisième instant t_3 , les solutions de Joubert comparées deviennent différentes dans la zone de l'extrados au niveau du choc et en aval de celui-ci. Sur la figure VI.10 (b) la solution calculée par Aerolog à l'extrados est sensiblement la même qu'à l'instant t_2 alors que fluent prédit un choc nettement moins dissipé. Sur la figure VI.10 (a) représentant notre solution, on constate qu'elle est différente par rapport aux solutions de Joubert aussi bien au niveau de l'extrados que de l'intrados mais le choc est situé au même endroit pour les deux

écoulements. La figure VI.10 (b) toujours à l'instant t_3 nous permet de déterminer l'étendue du décollement de la couche limite provoquée par le choc. A cet instant il y'a un décalage conséquent de la position du pied de choc et un décollement nettement trop petit pour l'écoulement calculé avec Aerolog.

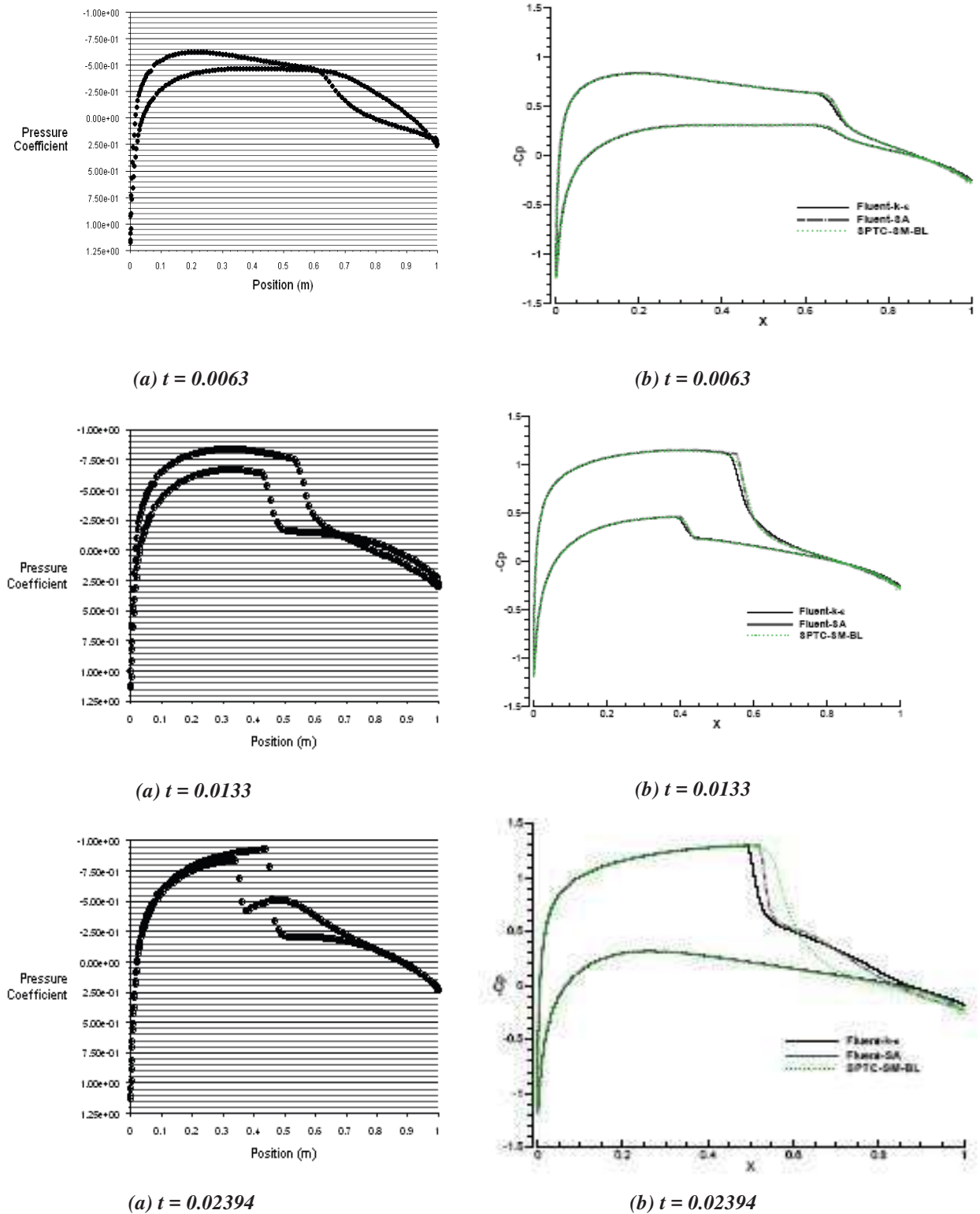


Figure VI.9 : Comparaison de la répartition pariétale du coefficient de pression à trois instants du régime transitoire pour les calculs d'écoulement autour d'un profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : avec fluent; (b) : référence [169]

Nous pensons que toutes les différences soulevées sont en rapport avec le modèle de turbulence et le type de maillage utilisés pour chacun des écoulements. Néanmoins les simulations que nous avons effectuées ont montré que les solutions aux deux premiers instants t_1 et t_2 sont relativement semblables, et en général, il y'a un bon accord entre les résultats obtenus par Fluent et les résultats issus de la référence [169].

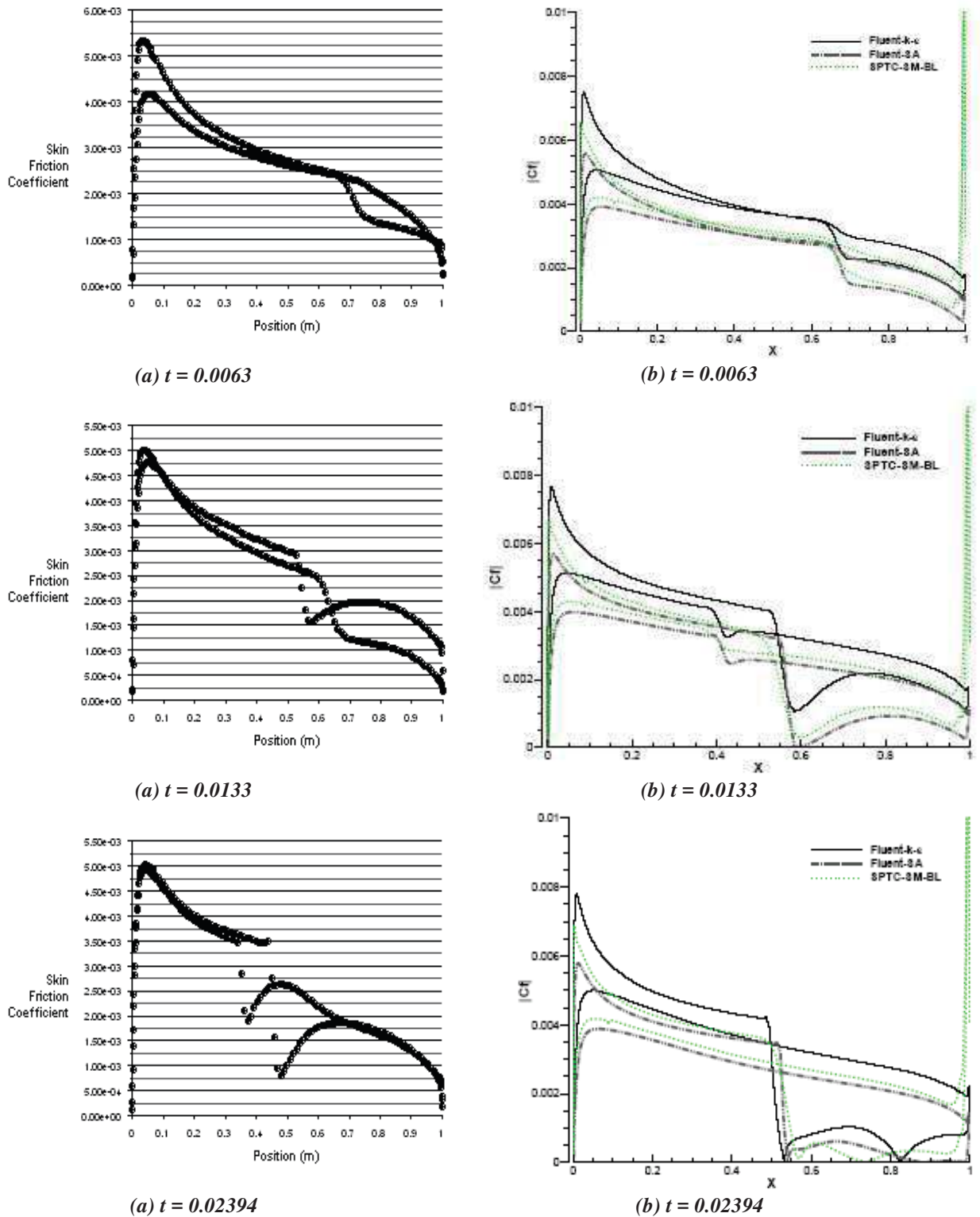


Figure VI.10 : Comparaison de la répartition pariétale du coefficient de frottement à trois instants du régime transitoire pour les calculs d'écoulement autour d'un profil NACA 0012 à 4° d'incidence (a) : avec fluent; (b) : référence [169]

Nous avons voulu comparer les valeurs des coefficients aérodynamiques après convergence des calculs mais ça n'a pas été possible car Joubert s'est intéressé particulièrement à la période transitoire du calcul concernant ce cas d'écoulement (écoulement transsonique autour du NACA 0012 à 4° d'incidence). Nous avons alors pensé à comparer ces mêmes coefficients à des temps différents choisis au cours du régime transitoire. Les valeurs obtenues sont retenues dans le tableau VI.2, où on peut déjà noter un écart entre les résultats des cinq calculs de Joubert. Pour plus de détails il faut consulter la référence [169] avec ça on n'a pas pu tirer profit de cette comparaison.

	C_l		C_d	
	t_1	t_2	t_1	t_2
1 ^{er} calcul	0.29	0.31	0.040	0.036
2 ^{ème} calcul	0.18	0.31	0.034	0.036
3 ^{ème} calcul	0.34	0.38	0.046	0.042
4 ^{ème} calcul	0.59	0.59	0.059	0.058
5 ^{ème} calcul	0.59	---	0.059	---
Notre calcul	0.15	0.3	0.040	0.050

Table VI.2 : Comparaison des coefficients de portance C_l et de traînée C_d obtenus avec notre calcul et ceux de le réf [169] pour le NACA 0012 avec $M_a = 0.775$ et $i = 4^\circ$

III. Simulation de l'écoulement autour de la première configuration standard

L'écoulement que nous allons calculé est un écoulement instationnaire autour d'un profil constituant la première configuration standard et dont les coordonnées sont représentées dans le tableau VI.4. Ce type de configurations constitue des cas de validation. Pour deux angles d'incidence de 2° et 6°, on compare sur les figures VI.11 (a) et (b) la distribution du coefficient de pression autour de ce profil obtenue par le logiciel Fluent, dédié à la résolution des écoulements compressibles, avec celle représentée dans la référence [170].

Le maillage utilisé est composé d'un domaine en H et comporte 9727 nœuds dans le plan de l'écoulement. La longueur de la corde du profil vaut 0.1524 m. Enfin la taille de la première maille près de la paroi vaut $5 \cdot 10^{-3}$ m.

Les paramètres géométriques de la configuration et les conditions aux limites utilisées sont regroupés dans le tableau VI.3.

Pour calculer cet écoulement laminaire, dont le nombre de Mach à l'infini en amont est de 0,17 pour le premier cas et 0,18 pour le deuxième cas, nous avons effectué des simulations directes des équations de Navier-Stokes.

	Corde l (m)	Serrage s	Angle de calage γ	Angle d'incidence	Nombre de Mach à l'entrée M_1	Pression à l'entrée P_1 / P_{t1}	Pression à la sortie P_2 / P_{t1}
Cas 1	0.1524	0.75	55°	2°	0.17	0.9774	0.9790
Cas 2	0.1524	0.75	55°	6°	0.18	0.9818	0.9852

Tableau VI.3 : Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour la première configuration standard

On se place ici dans l'hypothèse d'un écoulement de fluide parfait, nous avons vu qu'à ces incidences l'écoulement reste attaché. Les figure VI.11 (a) et (b) présentant les distributions du coefficient de pression autour du profil montrent que la dispersion des résultats pour ce calcul reste très modérée.

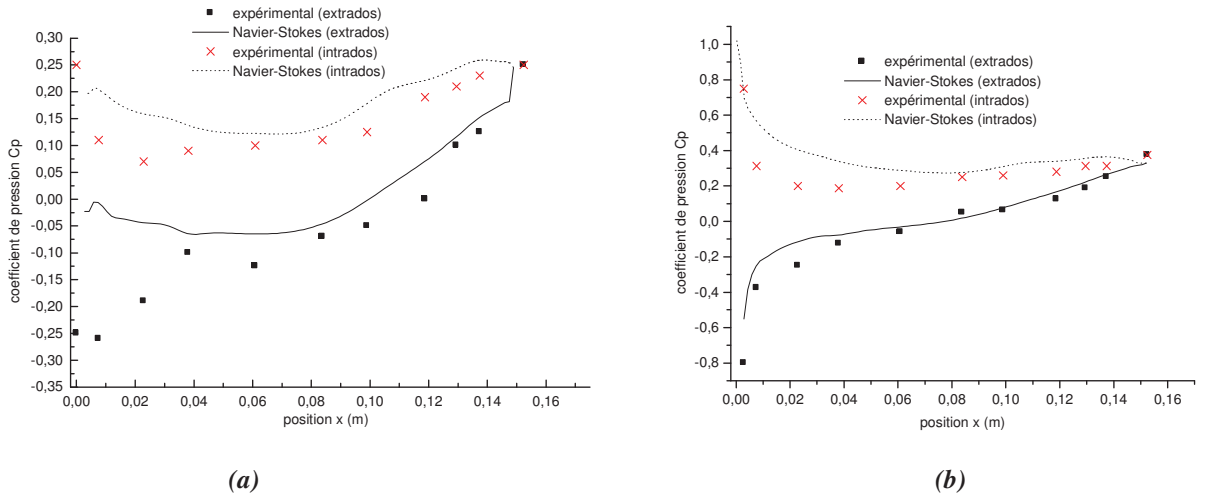


Figure VI.11 : Distribution du coefficient de pression autour du profil de la première configuration standard pour une incidence de 2° (a) et de 6° (b)

La lecture de ces résultats permet d'ores et déjà d'affirmer que fluent prédit correctement les grandeurs de l'écoulement instationnaire.

c = 15.24 cm (6 in.)			
SUCTION SURFACE		PRESSURE SURFACE	
X	Y	X	Y
0.0008	0.0020	0.0012	-0.0019
0.0046	0.0053	0.0054	-0.0042
0.0070	0.0064	0.0080	-0.0050
0.0120	0.0083	0.0130	-0.0061
0.0244	0.0116	0.0256	-0.0077
0.0494	0.0164	0.0507	-0.0098
0.0743	0.0204	0.0757	-0.0115
0.0993	0.0237	0.1007	-0.0129
0.1494	0.0290	0.1506	-0.0150
0.1994	0.0331	0.2006	-0.0165
0.2495	0.0364	0.2505	-0.0177
0.2996	0.0387	0.3004	-0.0185
0.3998	0.0411	0.4002	-0.0188
0.5000	0.0406	0.5000	-0.0176
0.6002	0.0370	0.5998	-0.0146
0.7003	0.0306	0.6997	-0.0104
0.8003	0.0223	0.7997	-0.0069
0.8503	0.0176	0.8497	-0.0053
0.9003	0.0127	0.8997	-0.0040
0.9502	0.0078	0.9497	-0.0032
0.9975	0.0030	0.9973	-0.0025

RADIUS CENTER COORDINATES	
L.E. RADIUS/c = 0.0024	X = 0.0024 , Y = 0.0002
T.E. RADIUS/c = 0.0028	X = 0.9972 , Y = 0.0003

Tableau VI. 4 : Coordonnées adimensionnées du profil de la première configuration [170]

IV. Simulation de l'écoulement instationnaire autour du profil NACA 65-10 %

IV.1 Présentation du cas

A présent nous allons nous pencher sur l'étude de l'écoulement canalisé 2D en régime instationnaire, type d'écoulement dans les compresseurs axiaux. Le compresseur a été simplifié dans ce travail et réduit à la modélisation de l'écoulement dans deux canaux. Nous avons modélisé 3 pâles, nous pouvons voir sur le maillage (*fig. VI.12*) une pale complète au milieu, l'intrados sur la partie supérieure et l'extrados sur la partie inférieure.

L'ensemble de l'étude numérique a été réalisé sur une géométrie 2D, comportant deux canaux. Le profil utilisé est du type NACA 65 avec une épaisseur relative maximale de 10%.

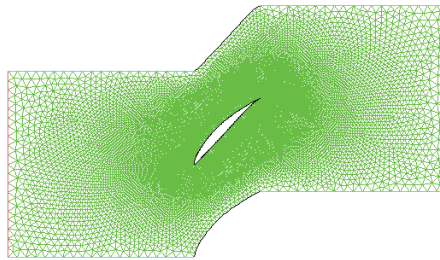


Figure VI.12 : Présentation du domaine de calcul pour le NACA 65-10 %

Les valeurs des paramètres de la grille d'aubes, tel que la corde, l'angle de calage (front de grille par rapport au plan moyen tangent au bord d'attaque des aubes) et le serrage, choisies sont représentées sur le tableau VI.5. Elles sont inspirées des valeurs utilisées en pratique pour la conception des compresseurs axiaux.

Corde (m)	1
angle de calage (°)	45
serrage	1

Tableau VI.5 : Paramètres de la grille d'aubes

IV.2 Génération du maillage

La génération du maillage (2D ou 3D) est une phase très importante dans une analyse CFD, vu l'influence de ses paramètres sur la solution calculée. La génération d'une très bonne qualité de maillage est essentielle pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et signifiant [171]. Cette qualité de maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul.

Une bonne qualité de maillage repose sur les éléments suivants [171] :

- Minimisation des éléments présentant des distorsions (skewness en anglais)
- Une bonne résolution dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc ...etc)

La construction de maillages bien adaptés est un élément de plus en plus important pour la précision et l'efficacité du traitement numérique de problèmes complexes. Il est toujours nécessaire de rechercher un compromis entre finesse de maillage, c'est à dire précision, et coût de calcul. Ce compromis sera d'autant réussi que le maillage sera bien adapté aux caractéristiques de l'écoulement. L'étude des méthodes de construction et d'optimisation de maillages (structurés ou non structurés) est devenue une branche autonome de l'aérodynamique numérique.

Gambit est un mailleur 2D/3D pré-processeur qui permet de mailler des domaines de géométrie d'un problème de CFD. Il regroupe trois fonctions, la définition de la géométrie du problème (construction si la géométrie est simple ou bien import de la géométrie CAO), le maillage et sa vérification, la définition des frontières (types de conditions aux limites) et définitions des domaines de calculs. Dans le présent travail, le maillage a été réalisé sous Gambit en 2D. La notion de résolution concerne plus particulièrement les zones qui présentent un fort gradient. Ainsi, une bonne résolution permet de mieux décrire les phénomènes physiques qui existent dans ces zones. Trois zones se distinguent dans l'étude du système en vue du maillage et ont fait l'objet de partitions du domaine d'étude (*fig. VI.12*). La première zone correspond à l'entrée de la grille et possède une forme rectangulaire. La seconde zone contient les deux canaux constitués d'un profil au milieu, l'intrados sur la partie supérieure et l'extrados sur la partie inférieure. Cette zone est elle-même constituée de deux zones : une zone structurée et raffinée proche du profil pour tenir compte du développement de la couche limite le long du profil, et une zone entourant la première non structurée une interface sépare les deux zones. Enfin la troisième zone est celle du sillage, soit un découpage rectangulaire dans l'axe du profil, collé au bord de fuite. Il rejoint à son autre extrémité la limite de sortie du domaine d'étude.

Un maillage allongé est nécessaire pour l'analyse non linéaire car les conditions à l'infini amont sont couramment basées sur la théorie des caractéristiques qui conduit à la réflexion de la réponse acoustique sur les limites à l'infini amont. Dans la direction axiale le maillage en amont et en aval est allongé de $2c$ pour dissiper les ondes sortantes, c étant la corde du profil. Les éléments utilisés dans ce maillage ont une forme triangulaire. Ce type de maillage (non structuré) peut être généré sur une géométrie complexe tout en gardant une bonne qualité des éléments et ses algorithmes de génération sont très automatisés. Son inconvénient par contre est qu'il est très gourmand en nombre de mailles comparativement au maillage structuré et peut engendrer des erreurs numériques [171]. Un nombre important d'éléments de maillage permet sans doute d'améliorer la précision des calculs, mais pénalise les ressources informatiques en terme de mémoire et alourdit le système, le volume des fichiers et surtout le temps de calcul, sans parler de la quantité d'informations à gérer. Par voie de conséquence, un compromis entre précision et temps de calcul s'impose. Le maillage du domaine pour ce cas est constitué de 18749 nœuds. La répartition des nœuds est faite avec un ratio permettant de raffiner le maillage à l'approche du profil. La seule limite à ce raffinement a été de veiller à ne pas générer trop d'éléments exagérément allongés, car ils sont source d'inexactitudes voire d'erreurs. Une fois le maillage construit nous procédons à la simulation sous Fluent.

IV.3 Conditions aux limites et conditions initiales

En se référant à ce qui a été mentionné à propos des conditions aux limites dans la section II.7 du chapitre II, les conditions aux limites imposées dans ce cas sont la pression statique, le nombre de Mach ainsi que la direction de l'écoulement à l'amont du profil et la pression statique à l'aval du profil. On a appliqué sur les frontières, supérieure et inférieure, des conditions périodiques. Les calculs sont initialisés aux conditions de l'entrée.

IV.4 Comparaison des modèles de turbulence

L'architecture particulière de l'aube rend les simulations plus complexes dues à la variété des phénomènes induits par l'écoulement. Pour bien modéliser notre écoulement et bien décrire sa réalité nous avons d'abord comparé différents modèles afin de déterminer celui le plus adapté, d'une part à prédire l'écoulement autour d'une géométrie aussi complexe notamment dans les régions des bords d'attaque et de fuite, et d'autre part, à déterminer les paramètres de l'écoulement proche de la paroi : extrados et intrados de l'aube. Fluent propose différentes modélisations de l'écoulement parmi lesquelles on trouve les écoulements non visqueux, laminaires, turbulents ... etc. Dans notre travail nous avons utilisé les quatre modèles suivants :

- Modèle fluide parfait, l'écoulement est régi par les équations d'Euler.
- Modèle fluide visqueux laminaire, l'écoulement est régi par les équations de Navier-Stokes.
- Modèle fluide visqueux turbulent avec modèle de turbulence k-epsilon à deux équations.
- Modèle fluide visqueux turbulent avec modèle de turbulence Spalart-Allmaras à une équation.

Les distributions de pression autour du profil et au niveau des extrémités supérieure (intrados de l'aube au dessus de l'aube centrale) et inférieure (extrados de l'aube au dessous de l'aube centrale) du domaine de calcul correspondant à chaque modèle sont représentées sur les figures VI.13 (a),(b),(c) et (d). On constate, qu'en passant du modèle fluide parfait au modèle fluide visqueux, ces distributions sont nettement différentes en allure et valeurs surtout au niveau de l'intrados du profil centre où on voit une chute brusque de la pression au milieu de ce dernier pour le cas fluide parfait et qui induit une augmentation de la vitesse ; chose qu'on n'aperçoit pas pour les autres modèles.

Les analyses du fluide parfait négligent les effets de viscosité dans l'écoulement. Ces analyses sont appropriées pour les applications à nombre de Reynolds élevé où les forces d'inertie tendent à dominer les forces de viscosité.

Passant du laminaire au turbulent les courbes montrent que la différence des distributions de pression n'est pas aussi importante que précédemment. On peut dire alors que le modèle visqueux laminaire ne convient pas pour notre cas, car ce type de modèle est utilisé pour des nombres de Reynolds faibles alors que les valeurs pour notre cas sont de l'ordre de 10^5 . En utilisant le modèle visqueux avec des modèles de turbulence différents (k-epsilon et Spalart-Allmaras) on obtient les mêmes profils de pression autour du profil d'aube et nous remarquons aussi la bonne périodicité entre les deux passages ; ce qui justifie la réduction de la grille à deux passages.

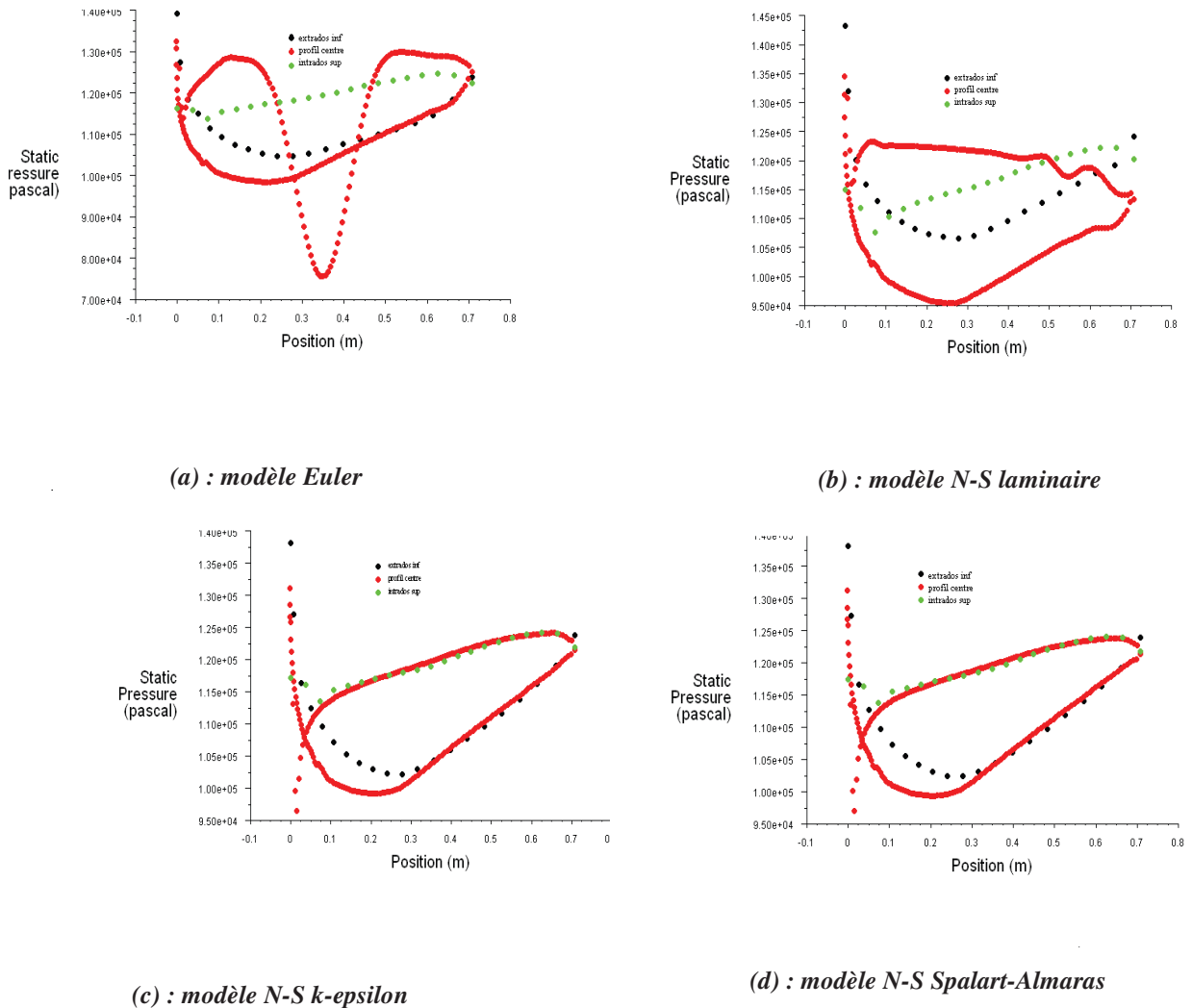
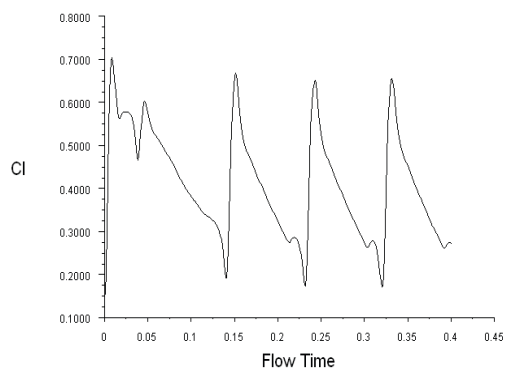


Figure VI.13 : Distribution de la pression avec différents modèles d'écoulement
(pour $i = 0^\circ$; $M = 0.6$; $\varepsilon = 1.2$)

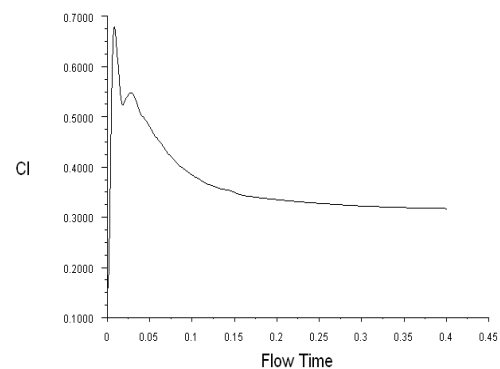
Les courbes traduisant l'évolution des coefficients aérodynamiques au cours du temps sont représentées sur les figures VI.14 (a),(b),(c) et (d) (coefficient de portance) et les figures VI.15 (a),(b),(c) et (d) (coefficient de traînée), pour les modèles Euler et Navier-Stokes laminaire les calculs présentent des fluctuations périodiques et n'atteignent pas un état stationnaire alors que pour les modèles de turbulence k-epsilon et Spalart-Allmaras les calculs convergent et ils donnent les mêmes valeurs des coefficients aérodynamiques.

Une analyse en fluide parfait va donner une estimation rapide des forces primaires agissant sur le corps et nous pouvons passer à l'analyse en fluide visqueux pour prendre en considération les effets de la viscosité du fluide et la viscosité turbulente sur les forces de traînée et de portance. On peut alors conclure que les résultats issus de la simulation ne sont pas influencés par le type de modèle de turbulence. Pour ces raisons on a opté, dans la suite du travail, pour le modèle fluide visqueux turbulent avec modèle de turbulence Spalart-Allmaras qui est très utilisé pour l'analyse des écoulements autour des profils [72].

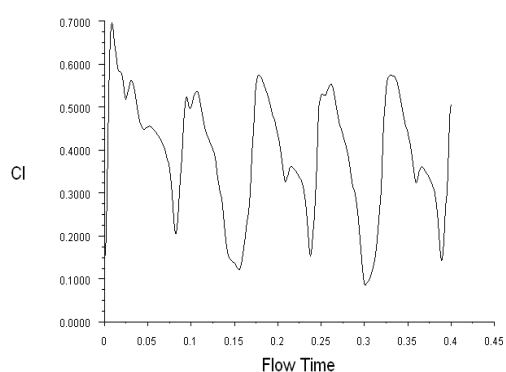
Pour notre cas ce modèle a donné aussi de bons résultats en le comparant avec les autres modèles montrant ainsi sa capacité à prédire un tel écoulement.



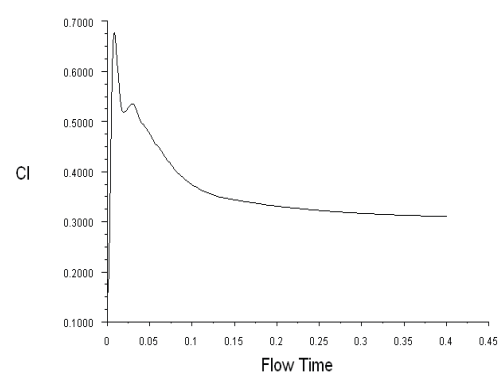
(a) : modèle Euler



(c): modèle N-S k-epsilon

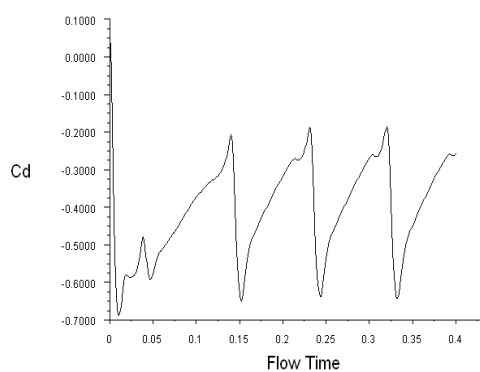


(b): modèle N-S laminaire

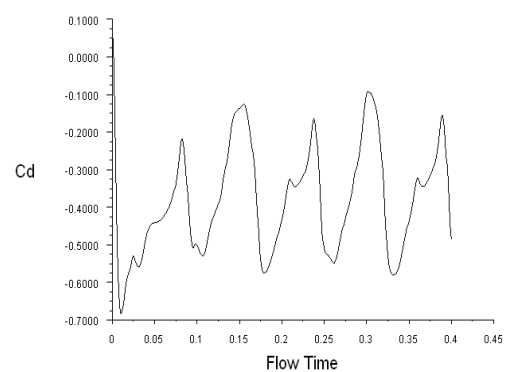


(d): modèle N-S Spalart-Almaras

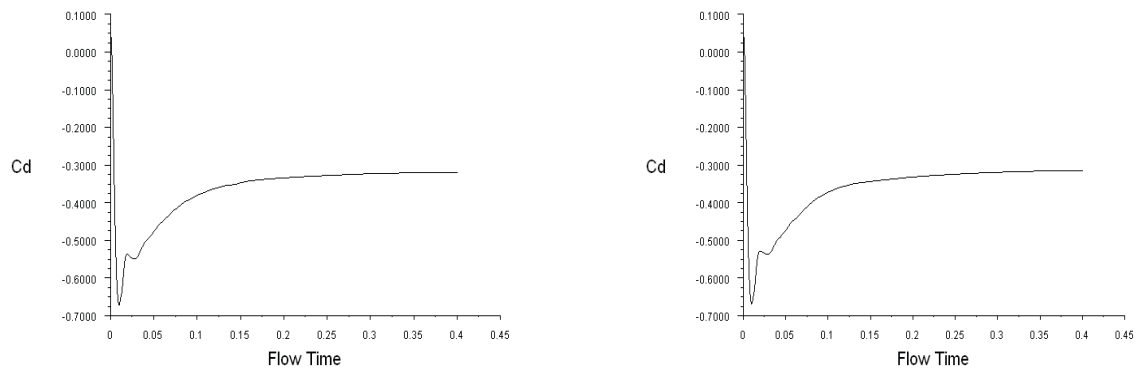
Figure VI.14 : Evolution du coefficient de portance avec différents modèles d'écoulement (pour $i = 0^\circ$; $M = 0.6$; $\varepsilon = 1.2$)



(a): modèle Euler



(b): modèle N-S laminaire



(c): modèle N-S K-Epsilon

(d): modèle N-S Spalart-Almaras

Figure VI.15 : Evolution du coefficient de traînée avec différents modèles d'écoulement (pour $i = 0^\circ$; $M = 0.6$; $\varepsilon = 1.2$)

IV.5 Influence des paramètres de fonctionnement

Sachant que la nature de l'écoulement est influencée par plusieurs facteurs tel que les paramètres géométriques de la grille et les paramètres de fonctionnement, dans cette partie nous avons essayé de montrer l'effet de ces derniers paramètres en faisant varier l'angle d'incidence, le nombre de Mach et le rapport de compression pour une géométrie fixe.

Suite aux résultats issus de la simulation nous avons établi les graphiques représentant la variation de la pression statique, de la vitesse (nombre de Mach) et des coefficients de pression et de frottement autour du profil (en fonction de la position sur le profil) ainsi que sur tout le domaine de calcul.

La connaissance de la distribution de la vitesse autour d'un profil permet de prévoir le comportement de la couche limite sur ce dernier. En particulier, les ralentissements de vitesse trop importants (extrados principalement) qui peuvent faire décoller la couche limite c'est-à-dire qu'en s'éloignant du bord d'attaque, la couche limite s'épaissit et les vitesses diminuent. A partir d'un point critique, elles s'annulent et vont même changer de sens. Il se crée une zone de forte turbulence, la couche limite n'adhère plus à la surface.

Nous avons aussi fait varier ces paramètres afin d'obtenir les évolutions des coefficients de portance et de traînée pour diverses valeurs.

Dans la suite de notre travail, l'écoulement est décrit par les équations générales de Navier-Stokes, le modèle de turbulence choisi est le modèle de Spalart Allmaras à une équation.

IV.5.1 Variation de l'incidence

Le profil est placé dans un écoulement à $M_a = 0.6$ et $\varepsilon = 1.2$ et on augmente progressivement l'incidence de -25° à 20° . Les distributions de pression et de Mach obtenus sur ce profil pour ces différentes incidences sont tracées. En fonction de la valeur de l'angle d'incidence nous pouvons diviser sa plage de variation en quatre zones :

a. Incidence nulle :

Sur la figure VI.16 (a) correspondant à un angle d'incidence voisin de 0° , deux zones caractéristiques de la distribution des pressions sur le profil sont visibles : l'extrados qui subit une légère dépression localisée au milieu du profil et le bord d'attaque, sur lequel est

localisée une légère surpression. L'intrados n'est lui soumis qu'à une très faible surpression, qui peut même être nulle pour certains profils [172]. Les filets d'air s'écoulent donc assez régulièrement autour du profil. Ils ne sont que légèrement déviés au niveau de l'extrados.

Qualitativement on constate bien un point d'arrêt vers le bord d'attaque puis une survitesse marquée (donc sous-pression) sur l'extrados.

Une mesure du profil des vitesses (nombre de Mach) à l'aval de l'aube (fig. VI.16 (b)) montre une zone de plus faible vitesse, dans l'axe du profil, trace de l'adhérence du fluide sur le profil. La zone d'influence de l'adhérence, très fine, appelée couche limite s'estompe progressivement par diffusion de l'aval de l'obstacle.

Comme le profil est non symétrique, il a une certaine portance même à assiette nulle (incidence nulle) (fig.VI.14 (d)) et un effort de traînée (fig.VI.15 (d)), relativement faible, engendré par l'écoulement dû au frottement orienté dans la direction de x.

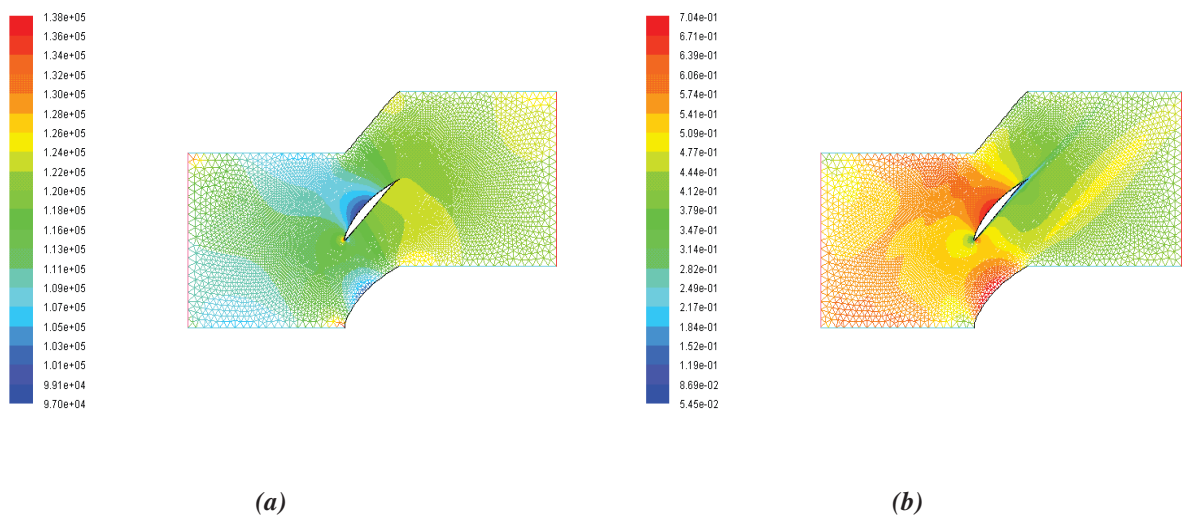


Figure VI.16 : Contours de la pression statique (a) ; et du nombre de Mach (b) pour une incidence nulle

b. Faibles incidences :

L'augmentation de l'angle d'incidence permet de différencier les pressions à l'intrados et à l'extrados. Sur l'extrados, la vitesse augmente par rapport à la vitesse sous incidence nulle, et donc la pression diminue.

À l'inverse, l'intrados voit sa vitesse diminuer par rapport au profil sous incidence nulle, d'où, augmentation de la pression.

En augmentant progressivement l'incidence jusqu'à atteindre une valeur d'environ 7° , on remarque une forte dépression localisée surtout à l'avant de l'extrados (fig. VI.17(a)), Ceci est dû à l'accélération de l'air créant cette dépression, on peut dire alors que les filets d'air sont fortement déviés par le profil, sur l'extrados. Il en résulte, sur l'intrados une surpression qui est progressive, les filets d'air sont donc déviés vers le bas. Cette surpression ajoutée à la dépression de l'extrados contribue d'une manière non négligeable à l'effort sur l'aube.

On peut alors dire qu'à faible incidence les filets fluides restent très réguliers. Le profil a simplement dévié les lignes de courant, ce qui a pour effet d'augmenter les vitesses à l'extrados (pression plus faible), de les diminuer sur l'intrados (pression plus forte). Une mesure fine de la distribution des vitesses (fig. VI.17 (b)) à l'aval du profil continue de montrer l'influence de l'adhérence sur l'aube, mais celle-ci, comme dans le cas de

l'incidence nulle, reste très localisée. Au niveau du bord d'attaque on voit une surpression correspondant à un nombre de Mach très faible.

On peut dire qu'à une valeur d'incidence supérieure à 0° , l'effort de pression sur le profil est le résultat de l'action de deux forces qui s'ajoutent : une dépression d'extrados supérieure à celle fournie à une incidence nulle, et une surpression d'intrados. On en déduit que la valeur de la portance est supérieure à celle où l'incidence est nulle. Par suite, on peut généraliser en affirmant que la portance augmente avec l'incidence. Cette force est d'autant plus importante que l'incidence est grande. Nous pouvons dire qu'à faibles incidences, il n'y a pas de décollement de l'écoulement.

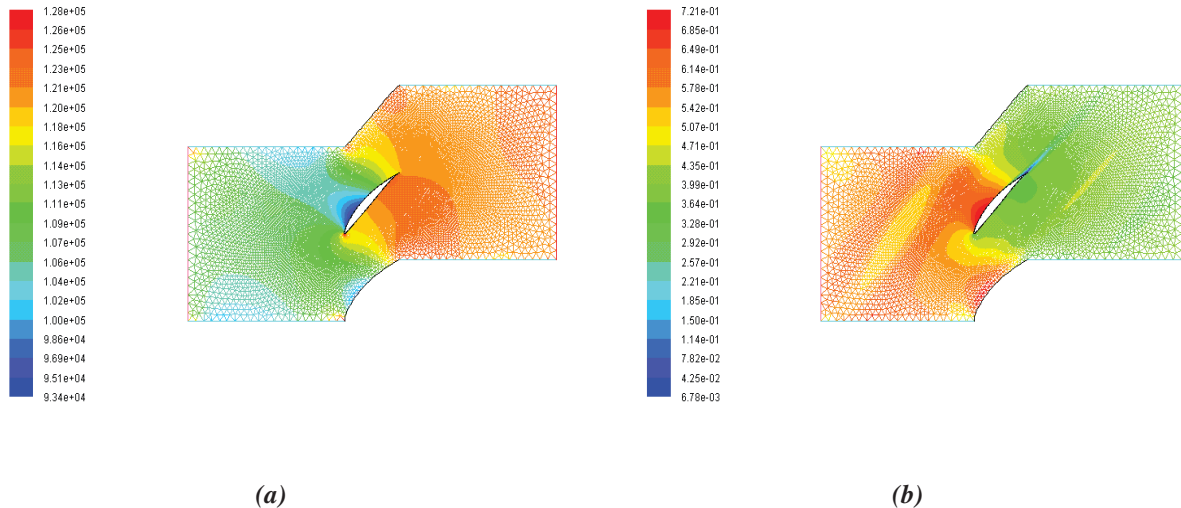


Figure VI.17 : Contours de la pression statique (a) ;
et du nombre de Mach (b) pour une incidence de 7°

c. Fortes incidences :

En augmentant l'angle d'incidence jusqu'à une valeur critique, environ 15° la dépression au niveau de l'extrados (fig. VI.18 (a)) est considérablement réduite. Ceci est dû au fait que l'écoulement de l'air au-dessus du profil cesse soudainement de suivre de façon régulière la surface de l'extrados et les filets tendent à se décoller de celui-ci.

Le décollement s'explique par la perte d'énergie cinétique (fig. VI.18 (b)) des particules fluides les plus voisines de la paroi, freinées à la fois par l'action du frottement et par le gradient de pression adverse (positif), elles s'immobilisent donc en un certain point.

Les décollements entraînant des tourbillons en dehors même de la couche limite, absorbent évidemment de la puissance et augmentent la traînée [172], [173].

La portance étant due à la différence de pression entre l'intrados et l'extrados. Cette différence de pression est fonction des différences de vitesses locales sur les surfaces extérieures des couches limites, donc de la courbure de ces surfaces. Or, après décollement, ces surfaces ont une courbure moindre que celle du profil, la portance est donc diminuée par les décollements [172], [173].

On trace sur la figure VI.20 l'évolution du coefficient de portance et de traînée en fonction de l'incidence pour l'écoulement considéré. Dès l'angle d'incidence à portance nulle (-16°) c, alors que la couche limite qui se développe sur le profil reste attachée, on a une traînée non nulle qui traduit le frottement exercé par le fluide sur le profil. La valeur du coefficient de traînée varie assez peu en fonction de l'incidence jusqu'à ce que soit atteint l'angle de décrochage : le décollement de la couche limite s'accompagne alors d'une augmentation brutale de la traînée liée à la profonde modification de la distribution de la pression.

Ainsi, pour un angle d'incidence critique qui est de 7° dans notre cas, on note une décroissance de la portance en même temps qu'une augmentation de la traînée (fig. VI.20), due à la perturbation de l'écoulement autour du profil.

On peut dire, que plus on augmente l'incidence du profil plus les filets d'air tendent à se détacher de son extrados et plus sa traînée tend à augmenter, et qu'une très faible variation de l'incidence peut faire passer d'un régime où la portance est forte à un régime où la portance est beaucoup plus faible (l'aile décroche).

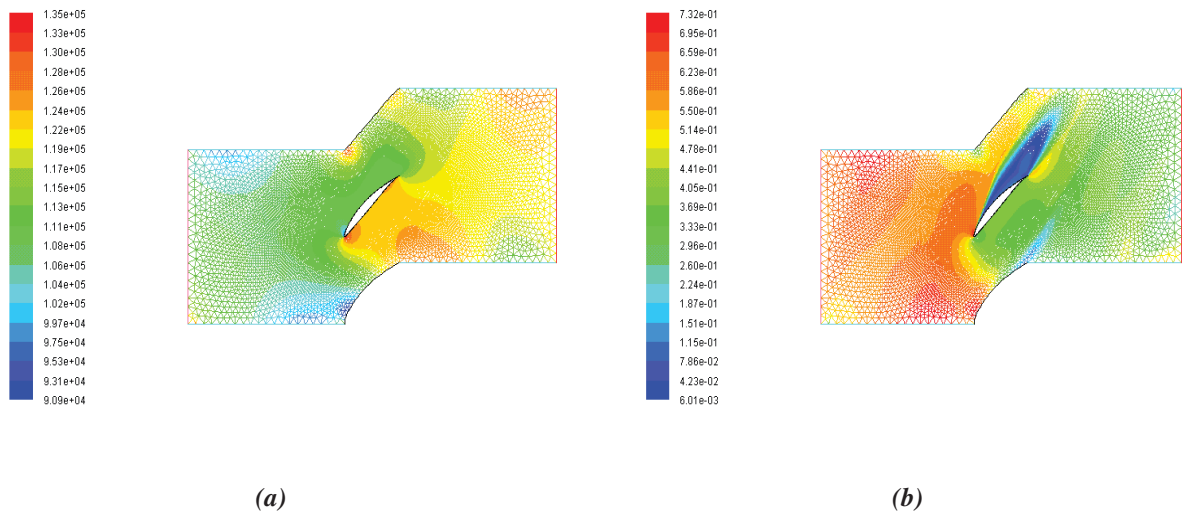


Figure VI.18 : Contours de la pression statique (a) ; et du nombre de Mach (b) pour une incidence de 15°

d. incidences négatives :

Les essais en soufflerie ont montré que pour chaque profil il existe une incidence pour laquelle la portance est nulle. Cet angle est généralement négatif pour les profils dissymétriques et nuls pour les profils symétriques [173].

Pour le profil utilisé NACA 65-10 % qui est dissymétrique la simulation a donné un angle de -16° , à partir de l'angle de portance nulle, on s'aperçoit que la portance augmente linéairement jusqu'à une valeur C_z max puis décroît jusqu'à une valeur critique correspondant à l'angle de décrochage (fig. VI.20).

Le décrochage se traduit par une perte brutale de portance et un accroissement de la traînée due à une incidence du profil trop grande.

Il y a deux méthodes pour visualiser le décrochage : soit un décollement de la couche limite au bord de fuite (sillage devient important), soit une re-circulation toujours au bord de fuite [173]. D'après la distribution des variables (pression nombre de Mach...) aussi bien autour du profil que dans tout le domaine on constate que pour des angles d'incidence négatifs importants l'écoulement a été inversé et le profil ne travaille plus en compression mais en détente puisque en suivant l'écoulement de l'amont à l'aval on voit que la pression diminue et inversement le nombre de Mach augmente.

On remarque aussi que le phénomène de dépression se manifeste au niveau de l'intrados au lieu de l'extrados.

En raisonnant de la même manière que pour les incidences positives, on peut dire que pour des incidences négatives, une surpression se crée sur l'extrados, entraînant la naissance d'une force dirigée vers le bas appliquée sur le profil. C'est le même phénomène qui se produit pour l'intrados lorsque on augmente l'incidence d'un profil.

Selon la valeur de l'incidence, l'intrados peut-être le lieu de deux phénomènes différents :

- L'intrados peut se comporter comme l'extrados à des incidences positives, c'est-à-dire qu'il exerce une portance dirigée vers le bas.
- Ou bien l'intrados, de par sa forme, est le lieu de nombreuses perturbations des filets d'air se propageant en arrière du profil, augmentant la traînée engendrée par le profil. Dans de fortes valeurs d'incidences négatives, on peut même conclure à une sorte de décrochage de l'intrados.

On peut donc dire que pour des incidences négatives, un profil se comporte comme dans le cas des incidences positives, mais retourné, l'extrados prenant la place de l'intrados et vice versa. Le point d'arrêt est toujours le bord d'attaque.

Les courbes des figures VI.19 (a) et VI.19 (b), en sont représentatives, le profil est soumis à un angle d'attaque de -45° pour bien voir ce phénomène.

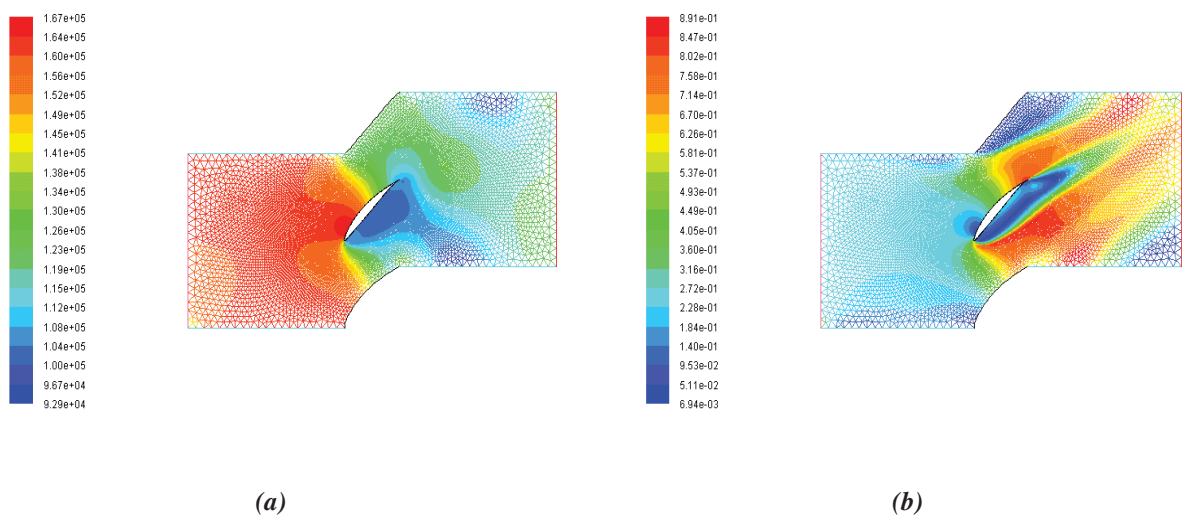


Figure VI.19 : Contours de la pression statique (a) ; et du nombre de Mach (b) pour une incidence de -45°

Du point de vue numérique nous avons constaté que les cas correspondant à des angles d'incidence forts nécessitent plus de temps de calcul que les cas correspondants à des angles d'incidence faibles, le tableau VI.6 donne un aperçu sur les temps alloués à des simulations à convergence des calculs pour différents angles d'incidence.

Angle d'incidence i ($^\circ$)	Temps de calcul (mn)
-19	114
-17	60
-16	45
-7	40
-1	30
1	34
9	54
12	65
15	130
20	120

Table VI.6 : Comparaison des temps de calcul

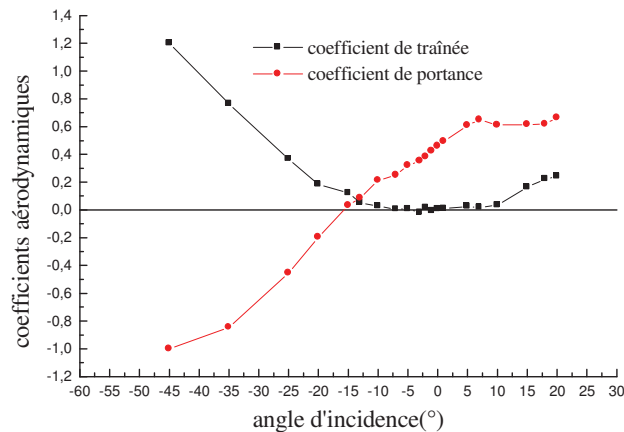


Figure VI.20 : variation des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence pour NACA65-10%

On peut dire à la fin que le modèle de Spalart-Allmaras donne une bonne estimation des zones décollées et que les efforts aérodynamiques, caractérisés par les coefficients de portance et de traînée, appliqués sur le profil sont très influencés par la variation de l'angle d'incidence aussi bien en valeurs qu'en orientation.

IV.5.2 Variation du nombre de Mach

La variation du nombre de Mach est réalisée avec le profil sous incidence nulle et un taux de pression de 1.2 : les pressions sont réparties selon deux courbes différentes sur l'intrados et l'extrados, ce qui est normal pour un profil dissymétrique.

Dans notre travail nous avons simulé des écoulements subsoniques et transsoniques correspondant à une variation du nombre de Mach allant de 0,1 jusqu'à l'unité.

En examinant les courbes représentant les distributions de pression (*fig. VI. 21(a), (b), (c), (d)*) et de vitesse (*fig. VI.22 (a), (b), (c), (d)*), autour du profil centre, pour des nombres de Mach amont différents, on remarque que la vitesse sur l'extrados du profil (sur le profil hors extrémités), est supérieure à la vitesse infinie contrairement à celle de l'intrados; d'où la pression le long de ce même extrados est inférieure à celle à l'infini. Ce phénomène est particulièrement visible juste après le bord d'attaque. Mais ce n'est pas vérifié au niveau du bord d'attaque lui même, qui est un point d'arrêt, donc où la vitesse s'annule, et où le coefficient de pression C_p tend vers l'unité. On a de même une décélération au niveau du bord de fuite qui fait augmenter le C_p . L'écoulement à l'aval du profil reste subsonique à des valeurs inférieures à celles de l'amont.

Nous pouvons alors conclure toujours d'après les mêmes figures que le nombre de Mach a un effet aussi bien sur la distribution de la pression que sur la distribution des vitesses autour du profil.

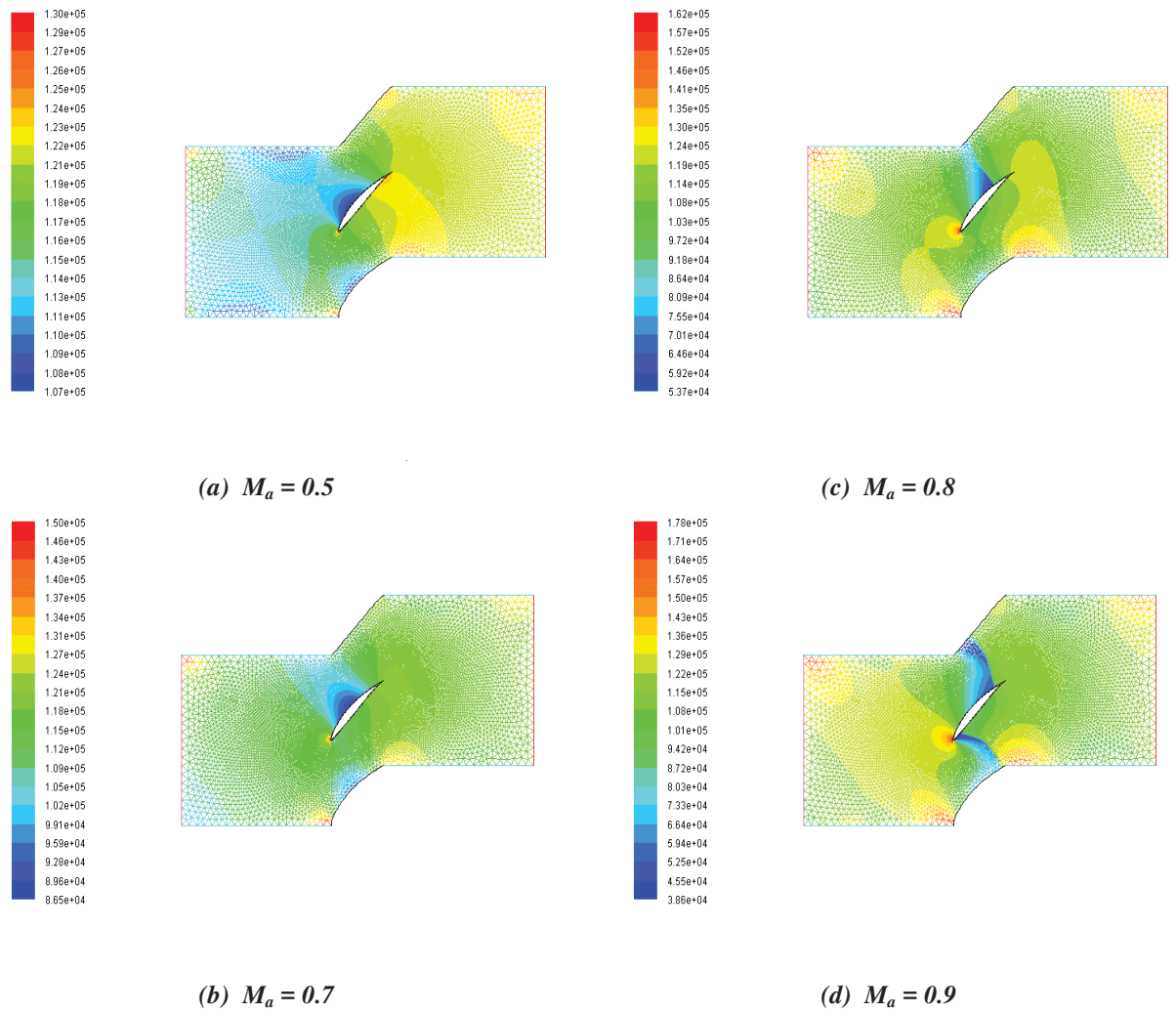
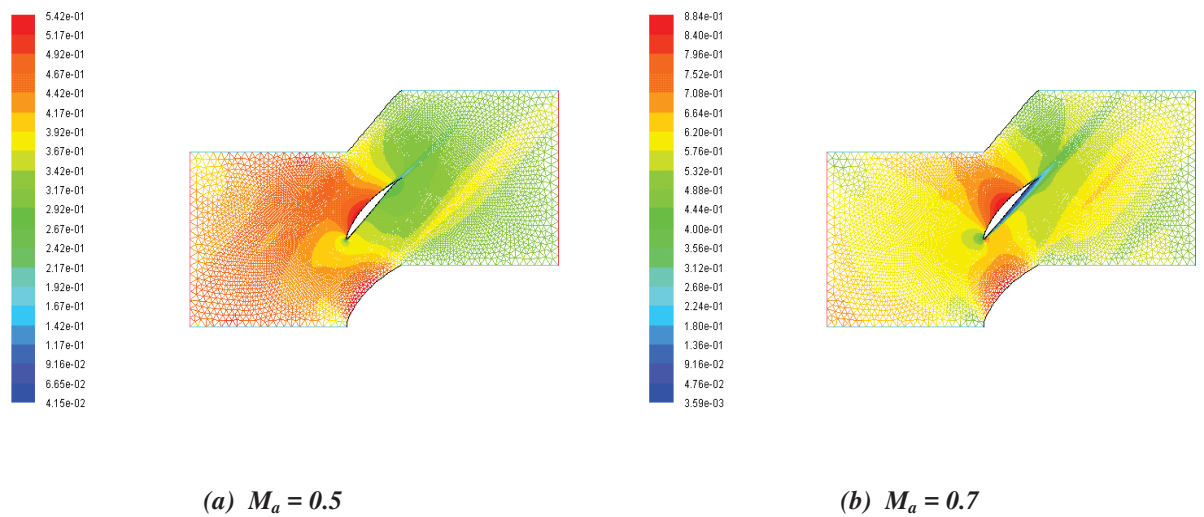


Figure VI.21 : Contours de pression pour différents nombres de Mach amont



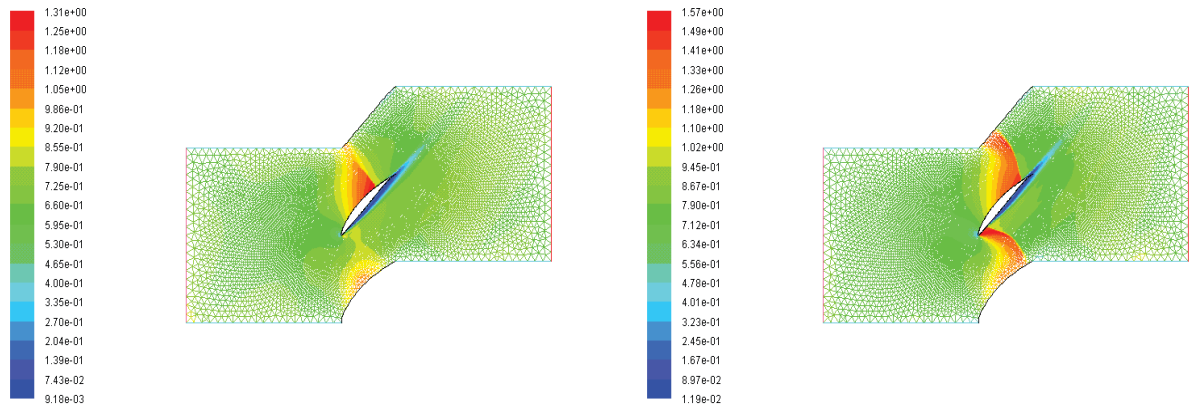
(c) $M_a = 0.8$ (d) $M_a = 0.9$

Figure VI.22 : Contours de nombre de Mach pour différents nombres de Mach amont

Ainsi à incidence fixée (toujours nulle), on constate d'après la figure VI.23 que lorsque le nombre de Mach M_a augmente le coefficient de portance C_z diminue mais le coefficient de traînée C_x augmente progressivement, alors C_z et C_x sont respectivement des fonctions, quasi linéaires, à faible pente, décroissante et croissante du nombre de Mach M plus abrupte à partir de $M_a \cong 0,7$ (fig. VI.22 (c)), indiquant ainsi une transition.

Au-delà de ce mach critique (nombre de Mach amont pour lequel on atteint $M_a = 1$ en un point du profil), apparaît des ondes de choc qui modifient les répartitions de pression, les figures VI.21 (c) et (d) illustrent bien ce phénomène. Les ondes de choc constituent des recompressions brutales qui épaississent la couche limite et peuvent la faire décoller du profil. Comme le montre la figure VI.23 La traînée croît alors fortement à partir de $M_a = 0.7$ qui correspond au "Mach de divergence de traînée" et la portance chute pour un nombre de Mach légèrement supérieur $M_a = 0.75$ appelé "Mach de divergence de portance".

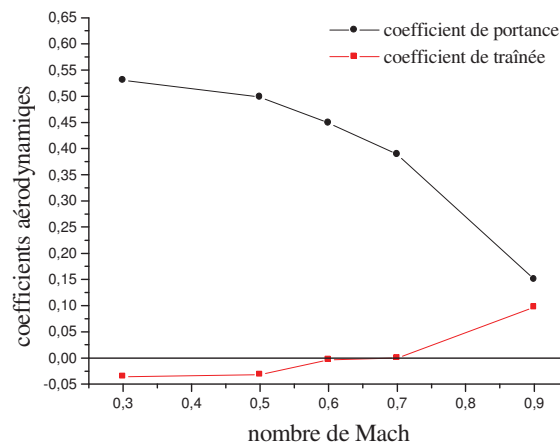


Figure VI.23 : Variation des coefficients aérodynamiques en fonction du nombre de Mach pour NACA65-10%

IV.5.3 Variation du taux de pression

Le taux de pression étant un paramètre important caractérisant le fonctionnement du compresseur nous avons essayé de voir son influence sur la distribution de la pression et de la vitesse autour du profil ainsi que sur les valeurs des coefficients de portance et de traînée. Comme notre travail est orienté vers l'application pour les compresseurs axiaux nous avons limité la variation du taux de pression à de faibles valeurs de 1,1 à 1,3.

Les figures VI.24 (a), (b), (c) et VI.25 (a), (b), (c) représentant respectivement les distributions de pression et de vitesse (nombre de Mach) dans tout le domaine de calcul pour différentes valeurs du taux de pression (τ), illustrent l'influence de ce rapport sur l'évolution de ces distributions.

D'après la courbe de la figure VI.26 on constate que lorsque le rapport de pression augmente les coefficients de portance et de traînée varient inversement, ils sont respectivement des fonctions quasi linéaires, à pente variable, croissante et décroissante du taux de pression en notant par ailleurs le faible intervalle de variation du taux de pression.

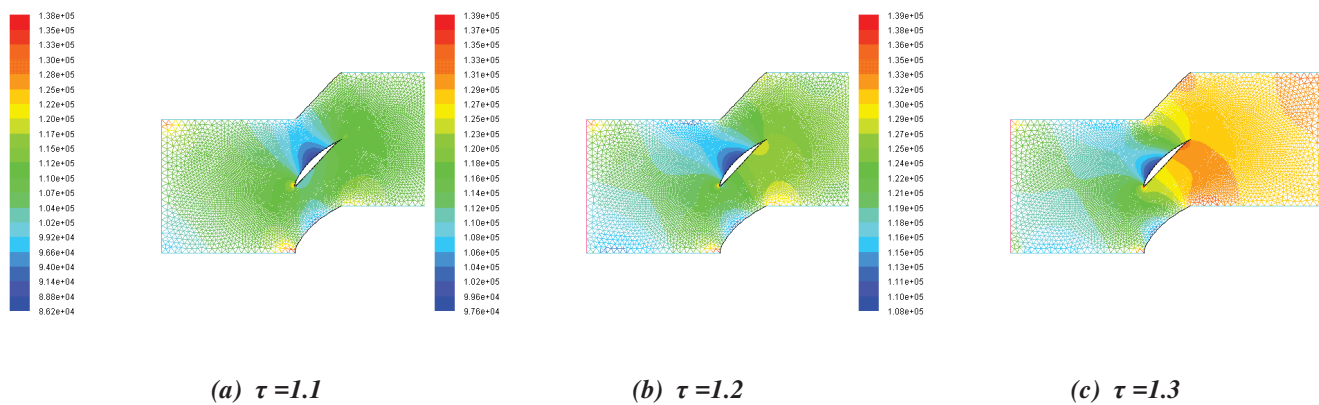


Figure VI.24 : Contours de pression pour différents taux de pression ($i = 0^\circ$ et $M = 0.6$)

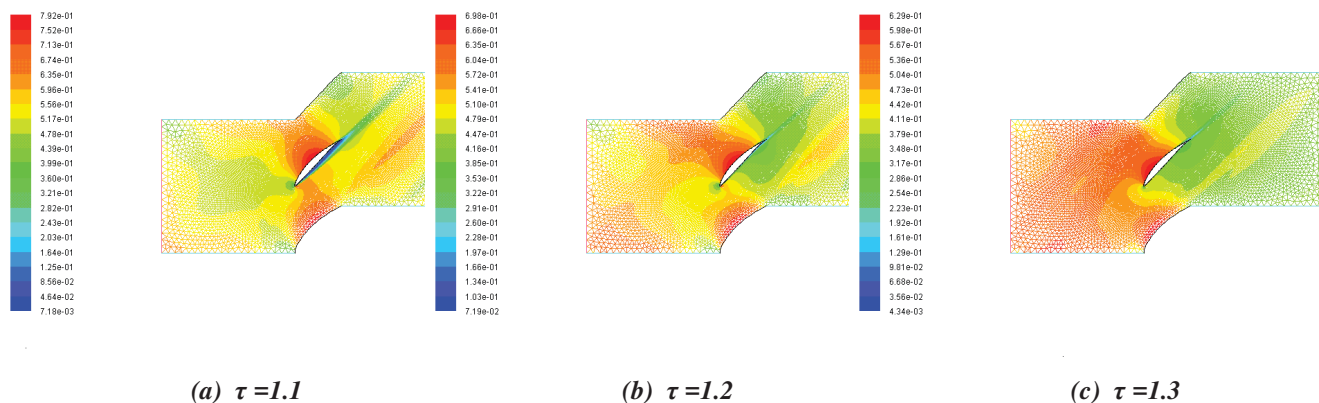


Figure VI.25 : Contours de nombre de Mach pour différents taux de pression ($i = 0^\circ$ et $M = 0.6$)

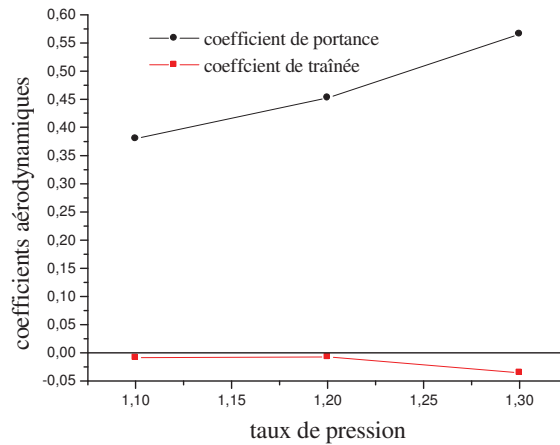


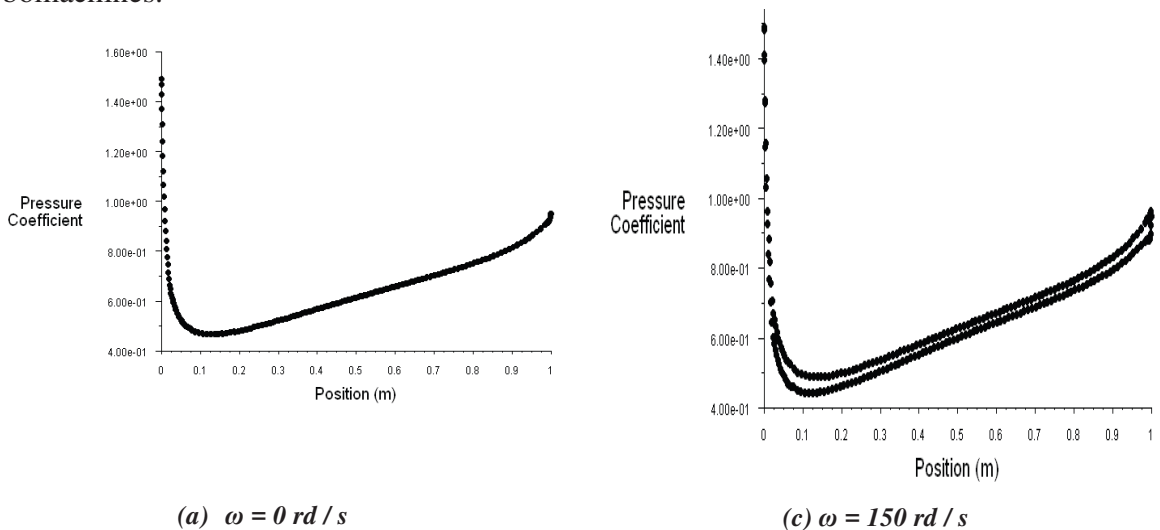
Figure VI.26 : Variation des coefficients aérodynamiques en fonction du taux de pression pour NACA65-10% ($i = 0^\circ$ et $M = 0.6$)

IV.5.4 Variation de la vitesse de rotation

Pour un profil NACA0012 placé dans l'écoulement avec un angle d'incidence nul le détail des pressions et des vitesses instationnaires à la surface de l'aube est représenté qualitativement et quantitativement par des distributions du coefficient de pression et du nombre de Mach sur la surface, en fonction de la vitesse de rotation du profil, sur les figures VI.27 (a), (b), (c) et (d) et VI.28 (a), (b), (c) et (d).

Sur la figure VI.29 on constate que la portance s'annule quand l'aube est fixe ($\omega = 0$) alors qu'elle prend des valeurs négatives croissantes quand l'aube est en rotation ($\omega \neq 0$). Le coefficient de traînée par contre reste insensible aux variations de ω .

Pour mettre en évidence l'influence de la vitesse de rotation de l'arbre du compresseur sur les efforts aérodynamiques on s'est attaché à décrire l'évolution de ces efforts pour des valeurs différentes de certains paramètres tel que l'angle d'incidence et le nombre de Mach en amont, pour les cas où $\omega = 0$ qui est le cas du stator et où $\omega \neq 0$ qui représente le cas du rotor. Les simulations ont été réalisées cette fois ci avec le NACA65-10% très utilisé en turbomachines.



(a) $\omega = 0$ rd / s

(c) $\omega = 150$ rd / s

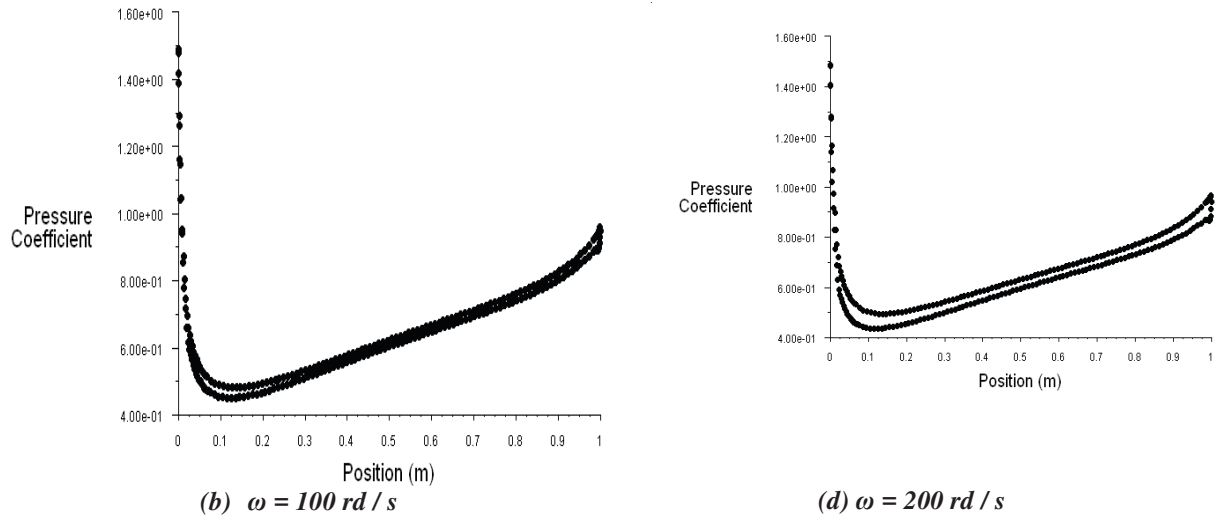


Figure VI.27 : distribution du coefficient de pression autour du profil NACA 0012 pour différentes vitesses de rotation ($i = 0^\circ$; $\varepsilon = 1.2$ et $M = 0.6$)

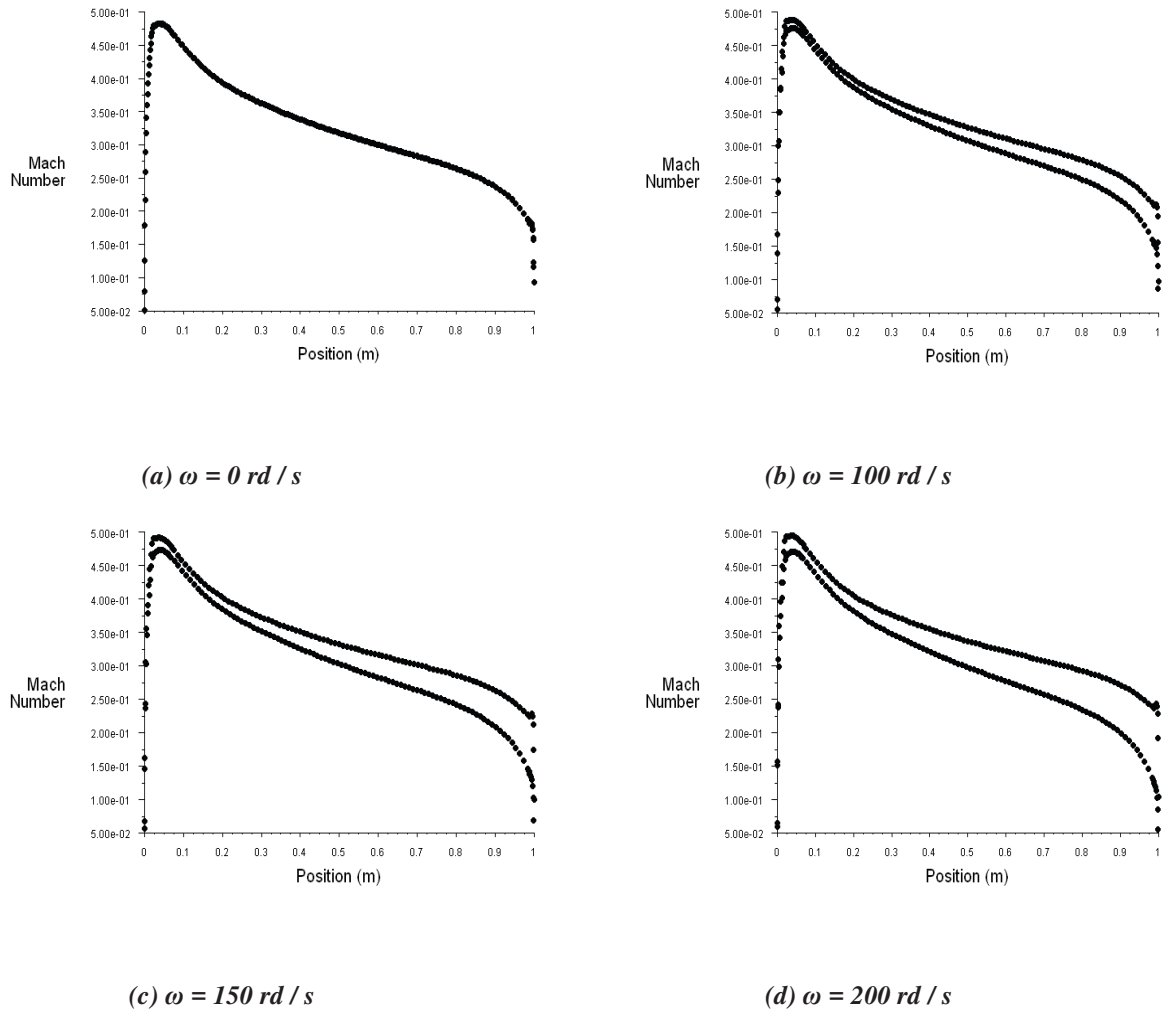


Figure VI.28 : distribution du nombre de Mach autour du profil NACA 0012 pour différentes vitesses de rotation ($i = 0^\circ$; $\varepsilon = 1.2$ et $M = 0.6$)

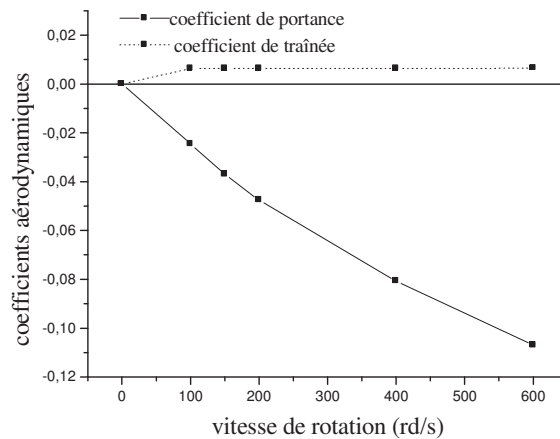


Figure VI.29 : Variation des Coefficients aérodynamiques, profil NACA 0012 en fonction de la vitesse de rotation ω de l'aube ($i = 0^\circ$; $\varepsilon = 1.2$ et $M = 0.6$)

Les résultats trouvés (Fig.VI.30 (a)) pour un nombre de Mach amont de 0.6 montrent que pour des angles d'incidence faibles allant jusqu'à 10° , le C_z pour l'aube fixe est relativement inférieur à celui de l'aube en rotation. Pour des angles d'incidence entre 10 et 20° , les valeurs de C_z correspondant à $\omega = 0$ et $\omega \neq 0$ se rapprochent pour se confondre pour des incidences supérieures à 15° . Là aussi le coefficient de traînée C_x est pratiquement insensible aux variations de la vitesse de rotation. Ceci montre que pour une certaine plage de variation de l'angle d'incidence, l'effet centrifuge contribue à augmenter l'effort appliqué sur l'aube par augmentation de la portance.

En fixant l'angle d'incidence à 0° et variant le nombre de Mach, la figure VI.30 (b) montre là aussi que seul le coefficient C_z est influencé par la variation de la vitesse de rotation pour des nombres de Mach amont différents.

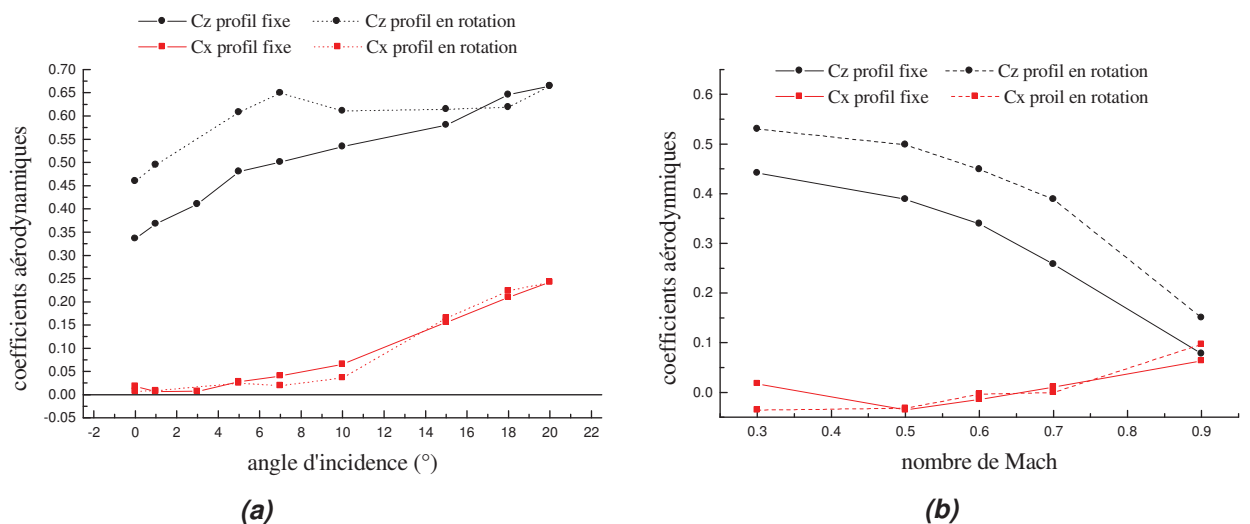


Figure VI.30 : Comparaison des coefficients aérodynamiques, d'une aube fixe et une aube en rotation en fonction : (a) de l'incidence (b) du nombre de Mach

Pour M_a allant de 0,3 à 0,9, correspondant respectivement à des écoulements subsoniques et transsoniques, le coefficient C_z diminue lentement jusqu'à M_a avoisinant 0,6 puis décroît plus substantiellement en marquant un changement dans le taux de variation. On constate là aussi l'effet de ω qui se manifeste par une augmentation du coefficient de portance. L'aube en rotation subit donc une portance plus grande que celle subie par une aube fixe.

En conclusion pour cette première partie on peut dire, qu'en passant en revue tous les cas de la première étape, l'écoulement est très influencé par les paramètres de fonctionnement qui sont l'angle d'incidence, le nombre de Mach, le taux de pression et la vitesse de rotation à des degrés différents. Ce qui signifie que, les efforts aérodynamiques, appliqués par le fluide sur le profil, sont bien évidemment liés à la forme de l'écoulement engendré par le profil d'aube, ils sont donc fonction de ces paramètres ; il apparaît donc différents régimes d'écoulement qui conduisent à différents types d'efforts. La séparation entre ces différents régimes peut être caractérisée par des valeurs critiques des paramètres de fonctionnement.

Nous avons été très limité par la capacité de l'outil informatique mais les résultats préliminaires obtenus mènent à des interprétations qui concordent bien avec la théorie ceci peut témoigner de la validité du logiciel utilisé.

V. SIMULATION DE L'INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE EN MOUVEMENT FORCÉ

Les instabilités fluide-structure sont prépondérantes pour le dimensionnement des nombreuses structures soumises à des écoulements à grand nombre de Reynolds (aile et gouverne d'avion, rotor d'hélicoptère, turbomachines à gaz, générateur de vapeur,...) ce qui justifie l'intérêt primordial que nous leur portons. Qu'elles soient dominées par la raideur comme dans le flottement classique ou par l'amortissement comme dans le galop, les instabilités sont pilotées par les forces induites résultant du mouvement de la structure. La connaissance de ces forces d'interaction est la clé de l'analyse de stabilité du système bouclé fluide-structure, la vitesse de l'écoulement jouant le rôle du gain de boucle. Lorsqu'il s'agit d'écoulement fortement décollé, la prédiction du flottement nécessite des modélisations avancées (statistiques et hybrides) [174] pour capturer la dynamique des structures cohérentes dans la région proche, sous l'effet du mouvement de la structure solide. C'est pourquoi la plupart des études à ce jour se focalisent sur la modélisation de « profils modèles rigides » ayant un mouvement propre (imposé ou libre) dans un écoulement transverse (cylindre en rotation, cylindre en translation, profil d'aile en tangage, faisceau de tubes à plusieurs degrés de liberté). Avant de considérer des structures continûment déformables, il est souhaitable de n'envisager qu'un nombre de degré de liberté limité pour le solide, avec le double objectif :

- analyser en détail les mécanismes de transfert d'énergie entre le fluide et la structure,
- proposer des modèles élémentaires pour le dimensionnement des structures.

L'étude que nous avons menée visait à étudier les interactions entre un milieu solide (profil d'aube) et un milieu fluide (air). Nous nous intéressons à un problème de couplage fluide-structure in stationnaire en deux dimensions. On considère pour cela deux domaines de calcul, fluide et solide. Le fluide étant visqueux et compressible, on résout dans ce milieu, à l'aide du logiciel fluent, les équations de Navier-Stokes en régime instationnaire avec modèle de fermeture le modèle Spalard-Allmaras à une équation. Fluent comporte un grand nombre de macros, permettant à l'utilisateur d'étendre ses fonctionnalités.

Nous nous intéressons dans cette partie au mouvement d'un profil d'aile soumis à un ou deux degrés de liberté. La nature de la perturbation peut varier, on peut par exemple exciter le système suivant le déplacement vertical c'est-à-dire une translation suivant l'axe vertical (mouvement de flexion) ou exciter le système suivant le deuxième mode propre c'est-à-dire une rotation d'angle α autour du centre d'élasticité (mouvement de tangage) ou une combinaison de ces deux mouvements.

Nous utiliserons ici la macro "DEFINE_CG_MOTION", qui permet d'imposer à une frontière du domaine, un déplacement quelconque. En fait c'est la zone structurée et raffinée autour du profil qui va être animée d'un mouvement par rapport à la zone extérieure fixe.

L'interaction fluide- structure est réalisée par les forces aérodynamiques et par le mouvement de la structure. A chaque pas de temps, on résout simultanément le système des équations de Navier-Stokes et le système des équations du mouvement de la structure. Pour effectuer un calcul couplé, on fait communiquer les deux milieux à travers les surfaces communes. On applique un algorithme dit de couplage faible qui est représenté sur la figure IV.11. Dans le cadre du couplage aéroélastique, le fluide transmet les efforts au solide et reçoit un déplacement de la part de celui-ci. Après un certain nombre d'échanges successifs, on atteint un état stationnaire couplé dans le quel le système et les quantités échangées n'évoluent plus.

Dans cette étape l'analyse de stabilité proposée ne s'intéresse qu'à la réponse du fluide aux vibrations des aubes. Cette réponse de l'écoulement conduit selon le cas et par cycle de vibration à un travail moteur ou à un travail résistant sur l'aube (amortissement aérodynamique négatif ou positif). L'analyse du problème aéroélastique s'effectue dans le domaine temporel.

V.1 Simulation numérique de l'écoulement autour de profil en mouvement de tangage

On s'intéresse à la simulation d'un écoulement externe autour d'un profil d'aile 2D NACA 0012 animé de mouvements. Il s'agit ici de mouvement de rotation (oscillation forcée) du profil, régie par la loi sinusoïdale :

$$\alpha(t) = \alpha_m + \alpha_0 \sin \omega t$$

où α_m est la position moyenne du profil, α_0 est l'amplitude de l'oscillation, ω est la pulsation.

La période de la loi oscillatoire est donnée par : $T_{osc} = \frac{2\pi}{\omega}$

Les calculs portent en général sur plusieurs périodes de la loi oscillatoire. Les conditions initiales sont données par l'écoulement stationnaire à incidence fixe α_m . Plusieurs cas tests peuvent être définis en faisant varier le nombre de Mach et les oscillations de tangage du profil.

Cas test

Les oscillations de tangage se font autour d'un axe situé au quart avant de la corde du profil en régime transsonique. Ce cas test correspond à l'Agard CT5 [175].

$$\begin{cases} M_\alpha = 0.755 \\ \alpha_m = 0.016 \\ \alpha_0 = 2.51 \\ \omega = 0.1628 \end{cases}$$

Les calculs présentés ont été effectués sur un maillage de 38671 nœuds. La solution stationnaire est illustrée par la distribution du coefficient de pression représentée sur la figure VI.31 ainsi que par des planches des contours de pression sur la figure VI.32 et des contours du nombre de Mach sur la figure VI.33 où on compare les résultats obtenus par nos simulations et ceux de la référence [175].

Toutefois les observations effectuées sur le cas test du profil d'aile sont valables ainsi on note un bon comportement du modèle de turbulence à une équation de transport de Spalart-Allmaras.

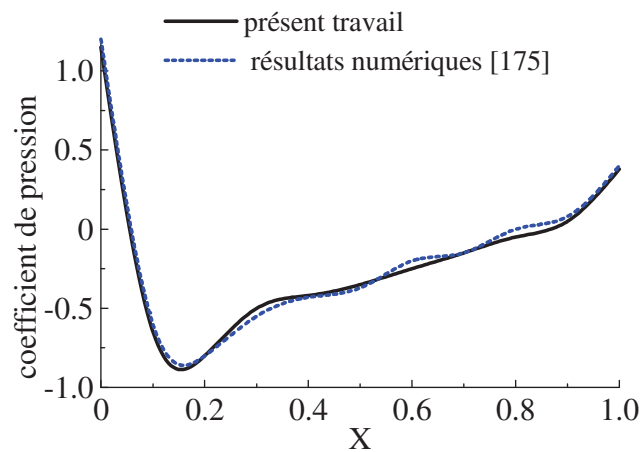


Figure VI.31 : Distribution du coefficient de pression le long de la corde avec un angle d'incidence $i = 0.016$ et $M_a = 0.775$

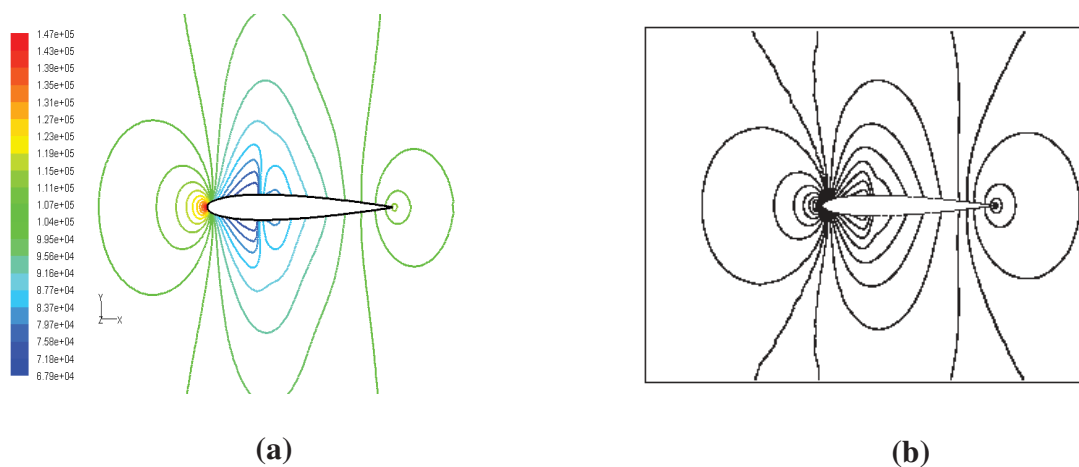


Figure VI.32 : contours de pression autour du profil NACA0012 ($M_a = 0.775$, $i = 0.016$)
(a) présente méthode ; (b) référence [175]

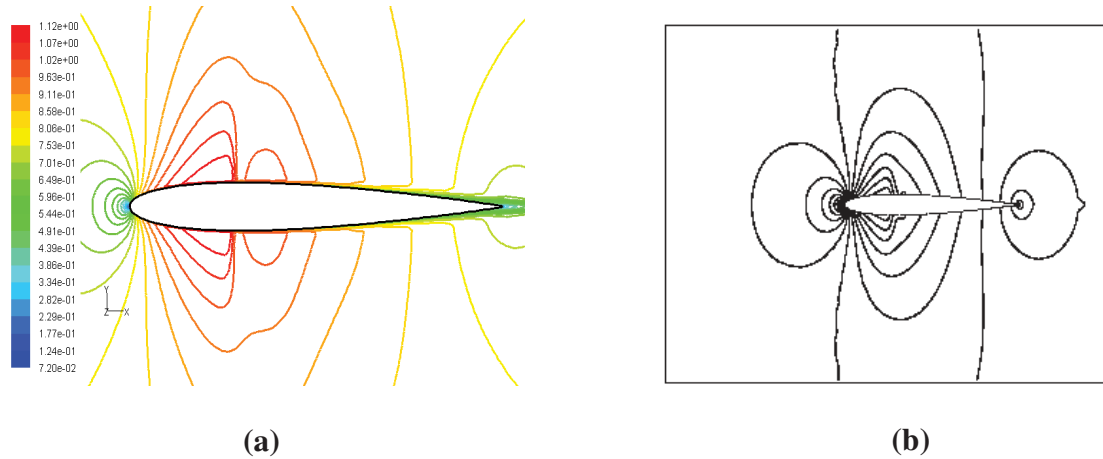


Figure VI.33 : contours de nombre de Mach autour du profil NACA0012 ($M_a = 0.775$, $i = 0.016$)
(a) présente méthode ; (b) référence [175]

V.2 Simulation numérique de l'écoulement autour de profil en mouvement de translation :

Dans cette partie du travail, nous nous intéressons à un problème d'aéroélasticité dynamique qui vise à améliorer la connaissance de l'écoulement aérodynamique autour de l'aube centrale d'une grille d'aubes droite et porte aussi sur la possibilité d'exploiter les phénomènes aéroélastiques en vue d'améliorer les performances des compresseurs.

Les conditions de fonctionnement qui sont des données importantes pour le modèle aérodynamique seront représentées par différents paramètres tel que : nombre de Mach, l'angle d'incidence et le rapport de pression.

Les forces aérodynamiques instationnaires sont déterminées d'une façon générale au moyen d'une simulation numérique des équations de Navier-Stokes. La formulation est appliquée au moyen d'un maillage dynamique qui s'adapte au mouvement du profil d'aile.

Choisir un jeu de paramètres adaptés en vue d'une simple étude paramétrique ou l'optimisation complète d'un système est une tâche délicate, tout particulièrement lorsque l'obtention des valeurs des objectifs et contraintes définissant le problème d'optimisation exige un calcul itératif coûteux. Lorsque le nombre de paramètres devient important, leurs effets croisés sont plus difficiles à apprécier et il convient alors de mener une étude préliminaire afin de déterminer les paramètres les plus significatifs.

Nous pouvons considérer quatre types de paramètres qui influent sur l'écoulement autour des aubes.

- les paramètres de fonctionnement qui sont réduits à l'angle d'incidence, le nombre de Mach, le taux de compression et la vitesse de rotation.
- les paramètres de la géométrie de la grille d'aubes tels que le type, la corde de profil et le serrage si on considère une étude en deux dimensions.
- Les paramètres du mouvement des aubes tels que l'amplitude et la fréquence.
- Le type du matériau constituant l'aube.

Dans cette partie les paramètres relatifs au mouvement des aubes sont maintenus constants, pour les paramètres de fonctionnement que l'on a choisi de faire varier, il convient de fixer les bornes de l'intervalle de variation des valeurs correspondantes. Le tableau VI.7 indique les bornes maximale et minimale pour chacun des paramètres finalement retenus.

Paramètre	Valeur minimale	Valeur maximale
Angle d'incidence (°)	-25	20
Nombre de Mach	0.1	1
Taux de pression	1.1	1.3
Vitesse de rotation (rd / s)	0	800
Amplitude du mouvement (m)	0.004%	0.004%
Fréquence du mouvement (rd / s)	282	282

TaleauVI.7 : Paramètres retenus pour cette étude et leurs intervalles de variation

Ce nombre de paramètres va permettre de tirer assez rapidement et relativement simplement des conclusions sur les effets et la pertinence de ce choix.

Les profils utilisés dans ce travail sont de type NACA0012 qui est symétrique et le NACA 65-10% qui est non symétrique. Le matériau utilisé sera considéré comme fixé. En effet, prendre comme paramètres les propriétés du matériau oblige à prendre en compte une nouvelle discipline dans l'étude. Le matériau possède un module d'Young $E = 2.10^{11}$ Pa, un coefficient de Poisson $\nu = 0,24$ et une masse volumique $\rho = 7800$ kg / m³.

V.2.1 Présentation du cas :

Le profil NACA 0012 est utilisé en aile isolée avec un angle de calage nul. Le NACA 65 est par contre utilisé en grille. Cette grille est rectiligne et comporte trois profils d'aube qui sont positionnés avec un angle de calage (front de grille par rapport au plan moyen tangent au bord d'attaque des aubes) de 45°. L'aube centrale peut être mise en vibration avec une fréquence ω égale à 282 rd/s. Le mouvement d'oscillation s'effectuant en translation (battement vertical), pour simuler le mode en flexion, est obtenu en faisant varier la position du profil suivant l'axe vertical de manière sinusoïdale autour d'une position moyenne h_m de 4.10^{-5} m. Les conditions initiales sont données par l'écoulement en amont du domaine de calcul. Pour toutes les simulations, les itérations sont arrêtées lorsque le résidu des variables conservatives (ρ , pu , p_v et p_e) décroît de trois ordres de grandeurs.

V.2.2 Convergence en maillage

La discrétisation spatiale du domaine fluide est prépondérante sur la précision des résultats numériques. Le calcul instationnaire doit en général trouver un compromis entre le temps de calcul nécessaire aux calculs d'un nombre de cycles finis et la finesse du maillage. Le calcul en fluide visqueux a été réalisé à l'aide d'un maillage de 18749 nœuds pour le NACA65-10% et de 38671 nœuds pour le NACA0012. Plusieurs maillages ont été générés, la convergence en maillage a été effectuée sur le calcul stationnaire et en comparant les cycles de la portance et du moment. Nous avons utilisé le schéma décentré de Roe au second ordre en espace pour effectuer cette convergence en maillage. La convergence est faite en considérant la direction normale à la paroi et au niveau des domaines amont et aval au profil. Le nombre de nœuds dans la direction de la corde est suffisamment grand pour supposer que le profil est correctement décrit dans cette direction. Les deux maillages

utilisés pour les profils NACA 65 et NACA 0012 sont représentés respectivement sur les figures VI.12 et VII.34.

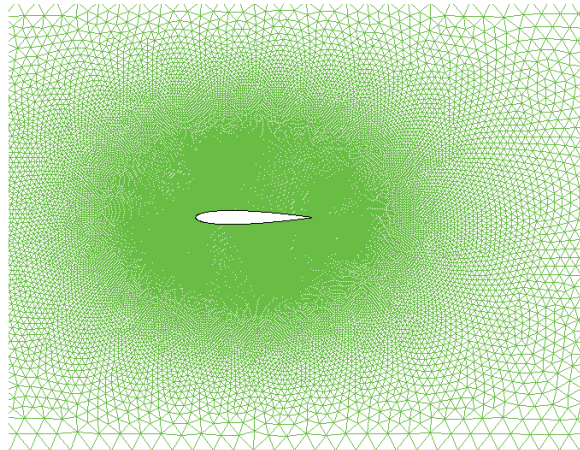


Figure VI.34 : Maillage NACA 0012

V.2.3 Effet du pas de temps

Les calculs portent sur plusieurs périodes de la loi oscillatoire. En général, 5 à 6 cycles d'oscillations suffisent à déterminer le caractère stable ou instable du mouvement.

Les cycles d'oscillations ont été décrits en utilisant 50 pas de temps par cycle et 25 pas de temps par cycle. La dynamique de l'écoulement étant relativement simple 25 pas de temps semblent suffisants pour décrire avec précision l'instationnarité de l'écoulement. En effet la réponse instationnaire des coefficients de portance et de traînée du profil oscillant est tracée sur la figure VI.35 pour un calcul avec 25 et 50 pas de temps par cycle. Les évolutions sont équivalentes pour les deux calculs.

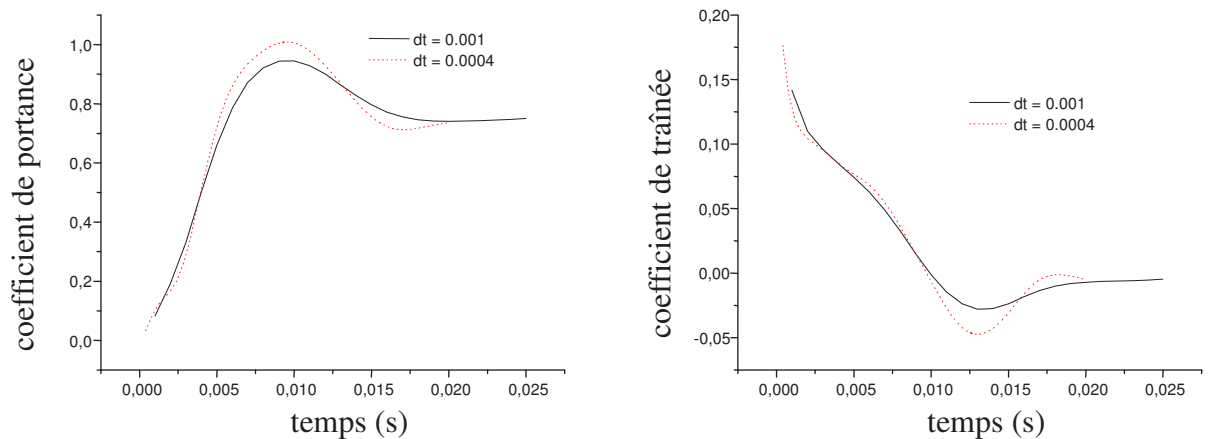


Figure VI.35 : Effet du pas de temps sur l'historique des coefficients aérodynamiques

V.2.4 Analyse des résultats numériques

L'idée est d'étudier l'effet des oscillations d'une part sur l'effort exercé par le fluide sur le profil d'aube et d'autre part sur la stabilité aérodynamique de ce même profil et ceci en ne faisant varier qu'un seul paramètre. Plusieurs cas ont été simulés en faisant varier les conditions de fonctionnement (l'incidence, le nombre de Mach, le taux de pression et la vitesse de rotation) de manière à couvrir l'ensemble des régimes de fonctionnement des compresseurs.

a. Effet de l'angle d'incidence

Dans ces simulations le nombre de Mach infini est fixé à 0,6, le taux de pression est de 1,2 et le nombre de Reynolds est égal à $1.36.10^7$. On augmente progressivement l'angle d'incidence de -25° à $+20^\circ$. Pour mettre en évidence l'effet du mouvement du profil sur les efforts qui lui sont exercés par le fluide nous avons représenté sur la figure VI.36 les variations des coefficients aérodynamiques de traînée et de portance quand le profil est en mouvement oscillatoire de translation et quand ce mouvement n'est pas pris en considération.

Le sens de variation des coefficients aérodynamiques (fig. VI.36) est le même pour les deux situations du profil (fixe et en oscillation), mais sur la même figure, on constate que le mouvement oscillatoire du profil entraîne une augmentation en valeur du coefficient de portance de manière proportionnelle avec l'angle d'incidence surtout pour les valeurs allant de -7° à 20° , pour des angles inférieurs à -7° les valeurs des coefficients sont sensiblement les mêmes. Par contre pour le coefficient de traînée ce n'est que pour des incidences importantes (à partir de 10°) que l'on aperçoit une augmentation du coefficient correspondant au profil en oscillation pour les angles inférieurs à 10° les coefficients pour les deux situations du profil (avec et sans oscillation) sont les mêmes. L'angle correspondant à une portance nulle reste à la même valeur pour les deux cas (fixe et en oscillation). Ainsi, pour un angle d'incidence déterminé, le mouvement oscillatoire engendre un effort de portance plus important sur le profil.

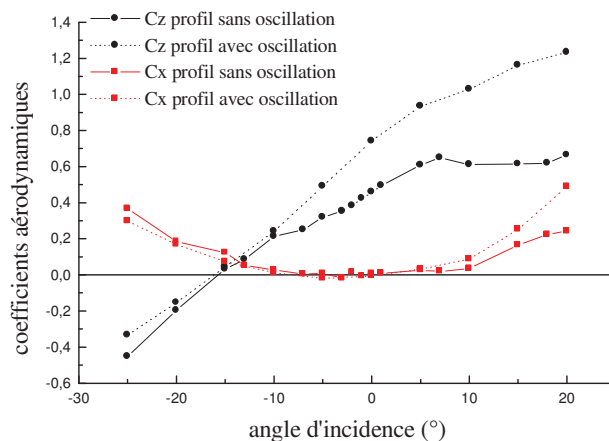


Figure VI.36 : Comparaison des coefficients aérodynamiques pour le NACA65-10% fixe et en oscillation ($M_a=0.6$, $\varepsilon=1.2$, $h=0.004\%c$; $\omega=282\text{rd/s}$)

Pour juger de la stabilité des profils d'aubes, on a tracé la variation du travail aérodynamique par cycle de mouvement et ceci pour les deux types de profils le NACA65-10% sur la figure VI.37 (a) et le NACA0012 sur la figure VI.37 (b). Pour le profil symétrique NACA0012, l'incidence 0° est un angle de transition, le profil est nettement stable pour les incidences positives et il est instable pour les incidences négatives.

Par contre pour le profil NACA65-10% qui est dissymétrique, l'instabilité se manifeste jusqu'à la valeur 7° de l'incidence au-delà de laquelle le profil devient stable.

Les résultats retenus correspondent à une plage de variation de l'angle d'incidence de -25° à $+25^\circ$ au-delà de ces valeurs l'écoulement risque d'être inversé.

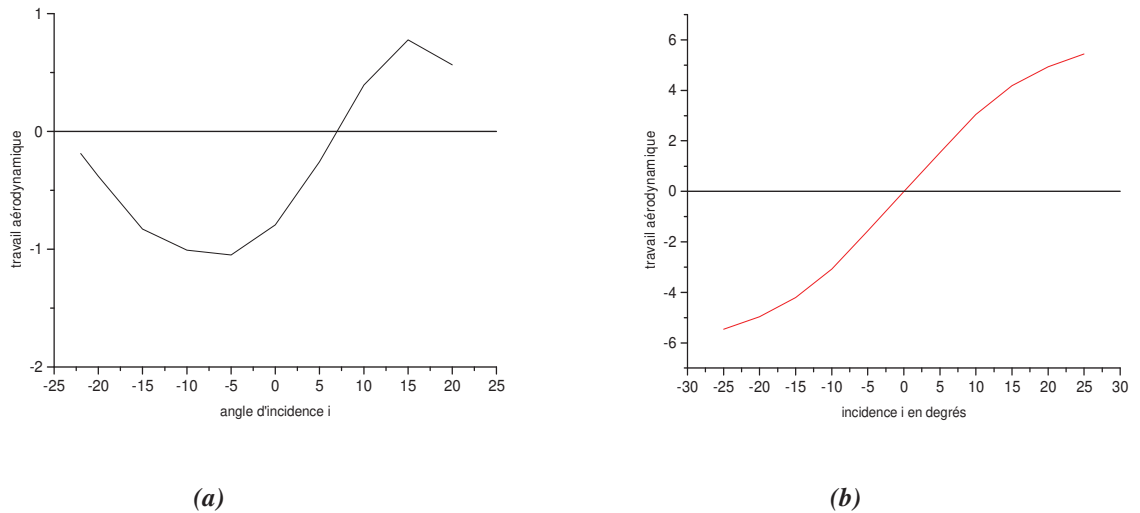


Figure VI.37 : Variation du travail aérodynamique en fonction de l'incidence pour un NACA65-10% (a) et un NACA0012 (b) ($M_a=0.6$, $\varepsilon=1.2$, $h=0.004\%.c$; $\omega=282rd/s$)

b. Effet du nombre de Mach

Pour montrer l'influence du nombre de Mach sur les efforts exercés par le fluide sur le profil quand celui-ci est en mouvement, on a tracé la variation des coefficients aérodynamiques pour le profil NACA65-10% sur la figure VI.38. L'angle d'incidence étant fixé à zéro, le taux de pression toujours pris égal à 1,2. Sur la même figure, sont représentés les coefficients aérodynamiques relatifs au profil fixe.

Cette figure montre que le coefficient de portance correspondant au profil en oscillation exhibe la même évolution que celui correspondant au profil sans oscillation c'est à dire qu'il diminue avec l'augmentation du nombre de Mach et cette diminution s'accroît dès que l'écoulement se rapproche du transsonique. Notons cependant que l'effet du mouvement oscillatoire se manifeste par des amplitudes de portance plus importantes, l'augmentation de la portance pouvant aller à plus de 100% pour des Mach supérieur à 0.7. La sensibilité du coefficient de traînée aux oscillations reste très faible indiquant encore que seule la contribution de la portance qui fait augmenter l'effort du fluide subi par le profil quand celui-ci est en oscillation.

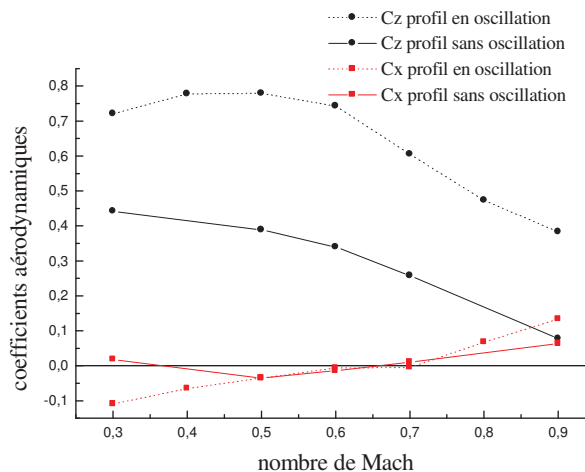


Figure VI.38 : Comparaison des coefficients aérodynamiques pour le NACA65-10% fixe et en oscillation ($i=0^\circ$, $\varepsilon=1.2$, $h=0.004\%.c$, $\omega=282rd/s$)

Les mêmes constatations ont été faites pour le profil NACA0012 sur la figure VI.39 placé dans l'écoulement pour deux cas d'incidences 15° et -15° .

Nous déduisons que pour le même type d'écoulement (mêmes nombre de Mach M , angle d'incidence i et rapport de pression) les valeurs du coefficient de portance correspondant au profil oscillant sont supérieures à celles du coefficient correspondant au cas où le profil est fixe. Alors, le profil oscillant est plus sollicité par le fluide que le profil fixe.

Pour déterminer la vitesse de l'écoulement qui conduit au mode aéroélastique instable du profil on a représenté, pour le NACA65-10%, les résultats des calculs du travail aérodynamique sur la figure VI.40 qui montre que l'instabilité aérodynamique apparaît pour un nombre de Mach de 0.45, il correspond alors à la limite de stabilité. Pour des nombres inférieurs à 0.45 le profil est aérodynamiquement stable par contre pour des nombres de Mach supérieurs à cette valeur l'effort sur le profil travaille en force d'excitation de l'aube. Mais on constate que, quant l'angle d'incidence est plus élevé, cette limite de stabilité est déplacée vers des nombres de Mach plus grand. La même figure indique que le profil à incidence négatif n'est jamais stable quelque soit le type d'écoulement subsonique ou transsonique.

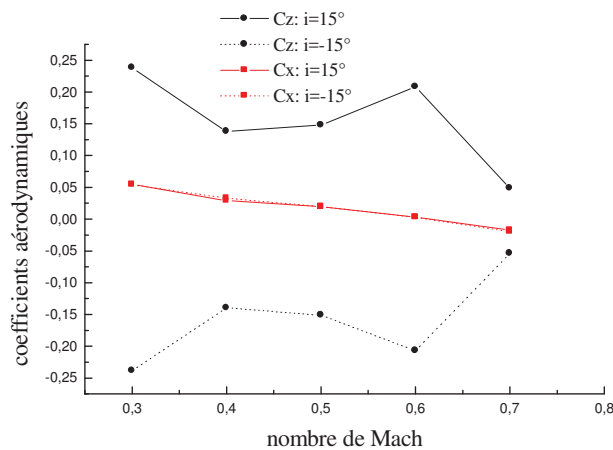


Figure VI.39 : Variation des coefficients aérodynamiques pour le NACA0012 pour deux incidences -15° et 15° ($\varepsilon=1.2$, $h=0.004\%c$, $\omega=282rd/s$)

Pour le profil NACA0012, la variation du travail aérodynamique sur la figure VI.41 pour l'incidence positive (15°) et l'incidence négative (-15°) se fait en sens inverse. Pour l'écoulement à faible nombre de Mach (0.1 à 0.4) le profil est stable quand l'incidence est négative par contre pour des nombres de Mach plus élevés (0.4 à 0.7) la stabilité du profil est atteinte quand l'incidence est positive. D'après les figures VI.40 et VI.41 nous pouvons conclure qu'en présence d'un écoulement subsonique (nombre de Mach compris entre 0.3 et 0.4) avec une incidence négative il faut opter pour le profil symétrique car dans ces conditions ce dernier est stable contrairement au profil dissymétrique.

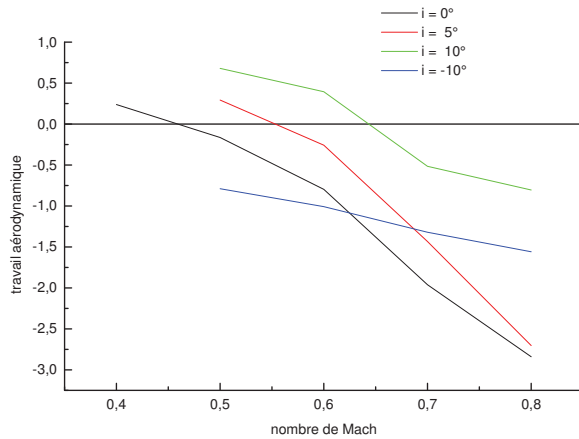


Figure VI.40 : Variation du travail aérodynamique de translation par cycle en fonction du nombre de Mach pour un NACA65-10% avec différents angles d'incidence

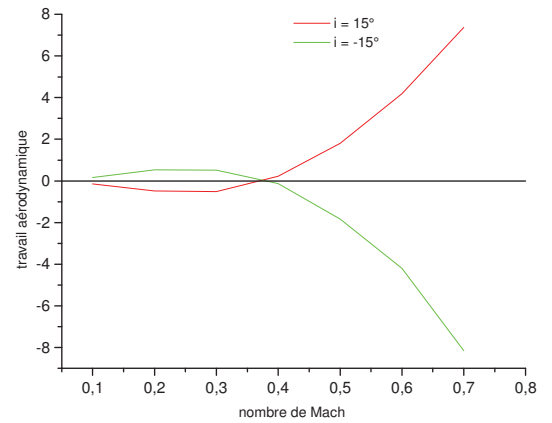


Figure VI.41 : Variation du travail aérodynamique de translation par cycle en fonction du nombre de Mach pour NACA0012 pour deux incidences -15° et 15°

c. Effet du taux de pression

Comme notre travail est orienté vers l'application pour les compresseurs axiaux les taux de compression sont choisis faibles entre 1.1 et 1.3. Les variations des coefficients aérodynamiques pour le NACA0012 (fig.VI.42) et pour le NACA 65-10% (fig.VI.43) montrent que les profils sont plus sollicités quand on augmente le taux de pression et ceci a son effet sur le signe du travail aérodynamique selon la valeur de l'angle d'incidence.

Sur la figure VI.44 est représentée la variation du travail aérodynamique pour le NACA0012 en fonction du rapport de pression pour deux régimes de fonctionnement le premier correspondant à un régime initialement instable (avec $i = -15^\circ$) et le deuxième correspondant à un régime initialement stable (avec $i = 15^\circ$). On constate bien que l'augmentation du taux de pression permet au profil de conserver son état c'est-à-dire que le profil demeure selon le cas initial stable ou instable.

Pour le NACA 65-10% on a représenté les résultats, montrant la variation du travail aérodynamique en fonction du taux de pression, issus des simulations de l'écoulement avec différents angles d'incidence (fig.VI.45). Pour les angles d'incidence positifs l'augmentation du taux de pression conduit à un travail aérodynamique positif et par conséquent le profil tend vers l'état stable. Pour les angles d'incidence négatifs l'augmentation du taux de pression pour un profil initialement instable ne fait qu'accentuer son instabilité.

A partir de ces cas on peut déduire que les profils sont plus stables quand ils sont placés, dans des écoulements à taux de pression élevé, avec des angles d'incidence positifs.

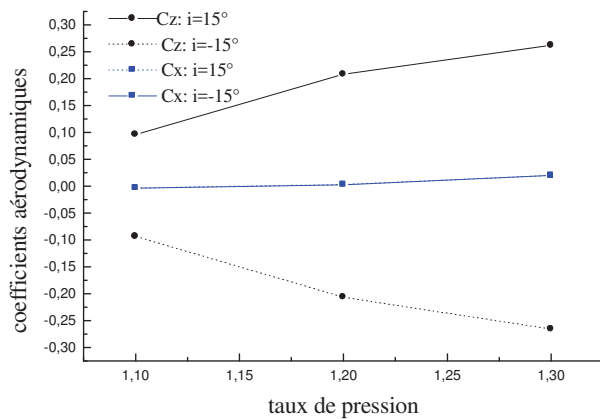


Figure VI.42 : Variation du coefficient de portance en fonction du taux de pression pour NACA0012 ($M_a=0.6$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282rd/s$)

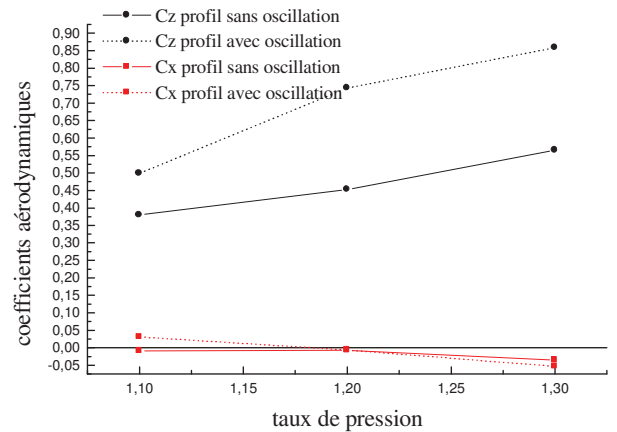


Figure VI.43 : Variation des coefficients aérodynamiques en fonction du taux de pression pour NACA65-10% fixe et en oscillation

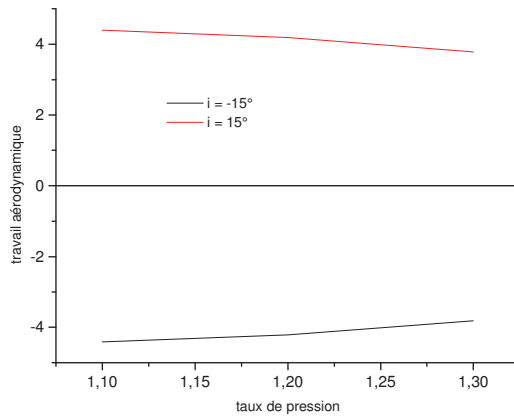


Figure VI.44 : Variation du travail aérodynamique de translation en fonction du taux de pression pour NACA0012 ($M_a=0.6$; $h=0.004\%.c$; $\omega=282rd/s$)

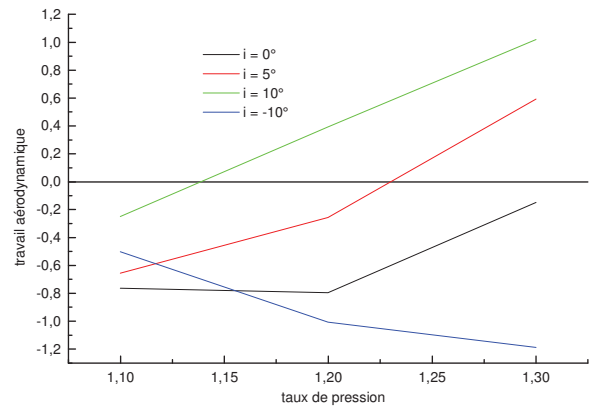


Figure VI.45 : Variation du travail aérodynamique de translation en fonction du taux de pression pour NACA65-10% avec différents angles d'incidence

d. Effet de la vitesse de rotation

Les roues d'aubes constituant les turbomachines en particulier les compresseurs axiaux peuvent être tournantes (cas du rotor) ou fixes (cas du stator) ainsi on s'est attaché lors de ce travail à décrire l'évolution des efforts aérodynamiques et du travail aérodynamique par cycle de mouvement pour les profils NACA0012 et NACA65-10% en fonction de la vitesse de rotation (régimes de rotation différents), par balayage du domaine de fonctionnement du compresseur.

Contrairement à l'incidence et le taux de pression, l'effet de la vitesse de rotation se concrétise de manière inverse. Quand les profils NACA0012 et NACA65-10% sont accélérés en rotation on constate une chute de portance (fig.VI.47), (fig.VI.48), accompagnée d'une remontée des pertes (augmentation des coefficients de traînée) (fig.VI.46), (fig.VI.48).

Remarquons que le taux d'augmentation du coefficient de traînée est relativement faible par rapport au taux de régression du coefficient de portance ce qui fait que l'effort exercé par le

fluide sur le profil est plus important quand celui-ci est immobile et il décroît quand la vitesse de rotation du profil augmente.

Pour un même compresseur, les aubes du stator seront alors soumis à des efforts plus importants que les aubes du rotor.

La figure VI.49 (a) représentant la variation du travail aérodynamique pour le NACA65-10% montre la tendance rapide du profil vers l'état stable quand on fait augmenter la vitesse de rotation. Pour le NACA0012 (fig.VI.49 (b)), les courbes montrent que dans les deux cas d'incidence (positive et négative) les valeurs du travail aérodynamique tendent vers les valeurs positives. On réalise alors que la vitesse de rotation a un effet stabilisateur sur les profils. La contribution des forces centrifuges se manifeste alors par un amortissement du mouvement du profil.

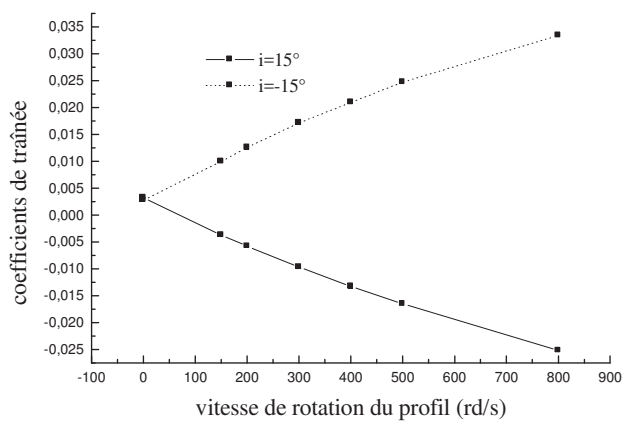


Figure VI.46 : Variation du coefficient de traînée en fonction de la vitesse de rotation du profil pour NACA0012 ($M_a=0.6$; $h=0.004\%c$; $\omega=282rd/s$)

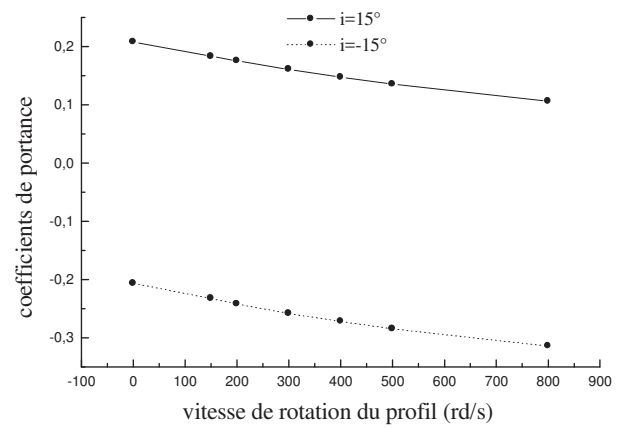


Figure VI.47 : Variation du coefficient de portance en fonction de la vitesse de rotation du profil pour NACA0012 ($M_a=0.6$; $h=0.004\%c$; $\omega=282rd/s$)

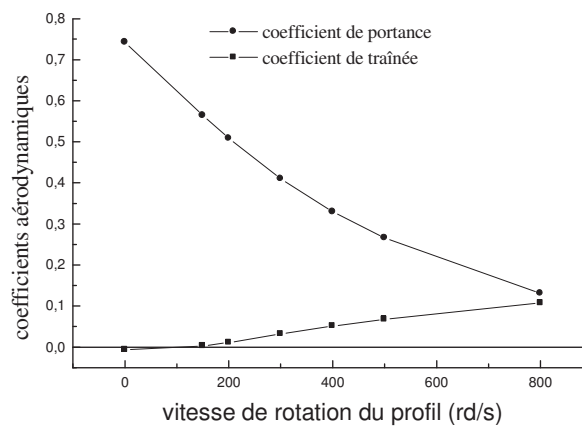


Figure VI.48 : Variation des coefficients aérodynamiques en fonction de la vitesse de rotation du profil pour NACA65-10% ($M_a=0.6$; $i=0^\circ$; $h=0.004\%c$; $\omega=282rd/s$)

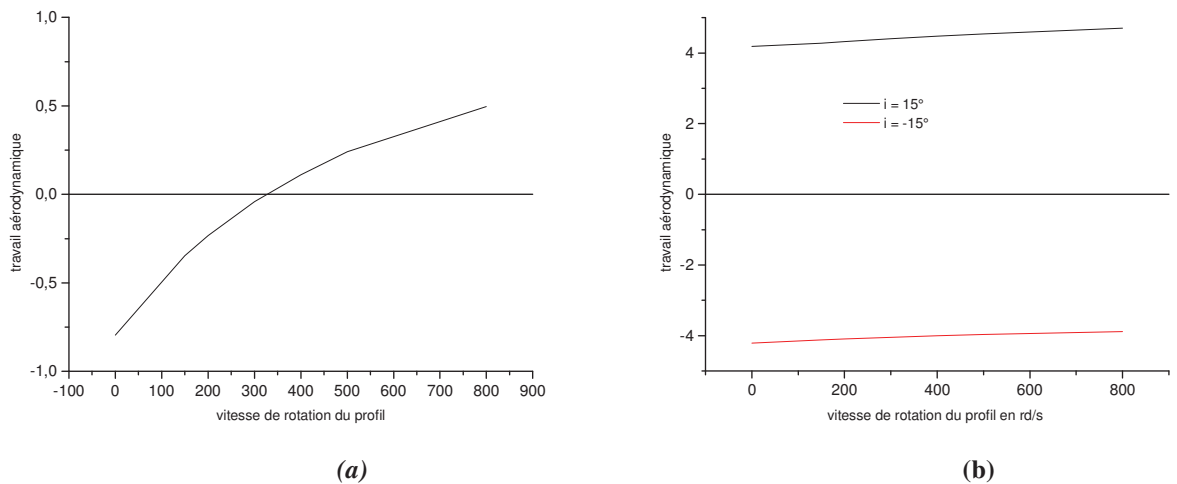


Figure VI.49 : Variation du travail aérodynamique en fonction de la vitesse de rotation pour NACA65-10% (a) et NACA0012 (b) ($M_a=0.6$; $h=0.004\%c$; $\omega=282\text{rd/s}$)

Dans cette partie nous avons essayé de déterminer les paramètres numériques ainsi que les modèles susceptibles d'être assez précis pour la simulation numérique d'un profil d'aile oscillant. Il est apparu à la vue des résultats numériques qu'il est possible de simuler avec succès un profil oscillant en différents régimes. Le modèle à une équation de transport de Spallart-Almaras est bien adapté pour ce type de simulation malgré une forte sensibilité de ce modèle à la dissipation numérique. Toutefois il est démontré qu'il est suffisamment précis pour prédire l'instationnarité de la couche limite pour ce type de cas test. Ainsi il est nécessaire de diminuer la dissipation numérique en utilisant des méthodes d'intégration spatiale d'ordre élevé ou en utilisant des méthodes de raffinement de maillages.

Nous avons aussi vu en quoi la prise en compte des oscillations du profil joue sur les résultats obtenus, ces effets aéroélastiques pourraient être exploités pour améliorer les performances aérodynamiques des profils. Il est donc intéressant d'intégrer à la chaîne de conception la prise en compte de l'interaction aéroélastique au niveau des aubes dans la perspective de maximiser sa portée et de connaître la bonne tenue élastique du matériau.

IV. SIMULATION DE L'INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE EN MOUVEMENT LIBRE

Le choix porté pour le travail de cette thèse s'articulera sur la volonté d'établir un modèle de couplage fluide-structure basé sur la résolution successive des équations régissant respectivement l'écoulement du fluide et le mouvement rigide du profil d'aube.

Le fluide étant visqueux et compressible, on résout dans ce milieu les équations de Navier-Stokes en régime instationnaire à l'aide du logiciel fluent, le modèle de turbulence utilisé est le modèle à une équation de transport de Spalart-Allmaras. Ce modèle a démontré son efficacité pour la simulation aérodynamique instationnaire des profils soumis à un mouvement d'oscillation en flexion (voir section V.2). Les constantes du modèle de turbulence utilisé n'ont pas été modifiées. Alors que dans le milieu solide, une UDF (user define function) a été introduite dans le logiciel pour résoudre l'équation de déplacement du solide pour des mouvements rigides, la structure élastique est supposée homogène et isotrope. Le mouvement du profil est pris en compte par un modèle à 3 degrés de liberté une translation axiale, une translation verticale et une rotation, comme représenté sur la figure VI.50. Les caractéristiques du matériau sont indiquées dans la section V.2.

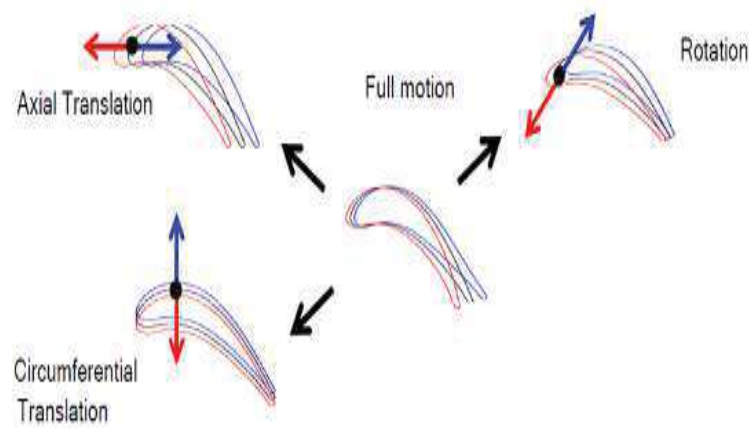


Figure VII.50 : Décomposition du mouvement du profil [177]

Pour effectuer un calcul couplé, on fait communiquer les deux milieux à travers les surfaces communes. Dans le cadre du couplage aéroélastique, le fluide transmet les efforts au solide et reçoit un déplacement de la part de celui-ci et ceci s'effectue à chaque pas de temps. Après un certain nombre d'échanges successifs, on atteint un état stationnaire dans le quel le système et les quantités échangées n'évoluent plus.

Le couplage en temps des équations aérodynamiques et des équations de la structure est effectué à l'aide de l'algorithme décalé utilisé dans la section V et représenté sur la figure IV.11. On prend un pas de temps Δt petit, imposé en général par le solveur aérodynamique pour s'assurer que cet algorithme décalé ne perturbe pas le système aéroélastique de manière significative. Les efforts aérodynamiques au pas de temps $n+1$ peuvent être déterminés en utilisant une approximation du premier ordre $F^{n+1} = 2F - F^{n-1}$.

Cette approximation permet de réduire les perturbations induites par le couplage en temps sur le système aéroélastique [72]. Cette étude est essentiellement qualitative, le peu de données expérimentales, voire même l'absence renforçant ce choix.

IV.1 Détermination du pas de temps :

Les méthodes d'intégration, temporelle pour le fluide (pas de temps dual) et pour la structure (Schéma de Newmark), sont inconditionnellement stables. Le pas de temps peut être choisi en théorie essentiellement suivant des contraintes physiques. En pratique, l'utilisation du pas de temps dual nécessite un équilibre entre le nombre de sous-itérations par pas de temps externe et le nombre de pas de temps nécessaire pour décrire un cycle d'oscillation. Cet équilibre permet si on se fixe une convergence à 3 ordres de grandeur pour 50 sous itérations, un nombre de pas de temps physiques suffisant afin de décrire le mouvement. En général, les cycles d'oscillations décrits avec 80 pas de temps par cycle permettent de répondre à ces critères [72].

Malgré une faible discrétisation temporelle, le schéma de Newmark permet de simuler correctement le mouvement de la structure [72]. Cette qualité de résolution du schéma de Newmark nous permet d'être confiants sur l'intégration temporelle des équations du mouvement de la structure, en effet pour la plus part des calculs, le pas de temps imposé par le solveur aérodynamique est faible et est suffisamment petit pour le schéma de Newmark.

Le choix du pas de temps s'avère délicat pour l'étude des cycles limites. De la même manière que la simulation numérique du flottement, le schéma d'intégration temporelle ne doit pas perturber le système aéroélastique par l'ajout ou par de la dissipation d'énergie. L'utilisation d'un pas de temps peut être suffisant pour la détection des oscillations de cycles limites mais trop grand pour leur étude. En effet, l'importance des amplitudes des cycles limites induisent une vitesse de déplacement des chocs importante et il est nécessaire de discrétiser temporellement les oscillations de cycles limites afin d'éviter l'apparition d'oscillation numériques. Nous exposerons par la suite les principales tendances qui peuvent être dégagées de l'analyse des résultats des calculs effectués.

IV.2 Analyse des résultats numériques

Le souci majeur des problèmes d'interaction fluide-structure est le calcul des forces fluides qui agissent sur une structure rigide ou déformable.

L'objectif de ce travail est d'abord de déterminer les efforts aérodynamiques et analyser par la suite le comportement aéroélastique de différents profils (des aubes de compresseurs axiaux) sous l'influence de ces forces aérodynamiques instationnaires. Nous recherchons les zones de stabilité pour des conditions aérodynamiques susceptibles d'être rencontrées par des aubes de compresseur pour déterminer ainsi les régimes de fonctionnement stables et instables. On souhaite alors être en mesure, d'une part, de prédire la réponse vibratoire du profil, ce qui permettrait de connaître les contraintes dynamiques auxquelles sont assujetties les aubes en fonctionnement normal ou incidentel. Il est par suite possible, dès lors qu'on est en possession des niveaux vibratoires, d'enchaîner sur des études de fatigue permettant d'estimer la durée de vie de l'aubage et d'autre part, de prévoir d'éventuelles plages de fonctionnement instables.

On présente les résultats de différentes expériences numériques réalisées en faisant varier, toujours, les conditions relatives à l'écoulement qui sont l'angle d'incidence, le taux de pression, le nombre de Mach et la vitesse de rotation et les conditions relatives à la structure représentées par la forme (cambrure) du profil.

Dans cette étape, l'analyse de stabilité proposée ne s'intéresse qu'à la réponse du fluide aux vibrations des aubes. Cette réponse de l'écoulement conduit selon le cas et par cycle de vibration à un travail moteur ou à un travail résistant sur l'aube (amortissement aérodynamique négatif ou positif) le travail aérodynamique est défini comme étant le travail des efforts aérodynamiques instationnaires accompli au cours d'un cycle de

vibration (eq. IV.23). C'est donc en fonction du signe de ce travail qu'on peut juger de la stabilité de l'aube c'est-à-dire que quand il est négatif le mouvement de l'aube est amplifié, dans le cas contraire le mouvement est amorti.

L'étude paramétrique concernant la stabilité du profil va nous montrer l'effet des différents paramètres d'écoulement sur la stabilité aéroélastique du profil. Il n'a pas été possible d'effectuer des comparaisons numériques sur ce cas car aucun calcul n'est disponible dans la littérature.

IV.2.1 Effet de l'angle d'incidence

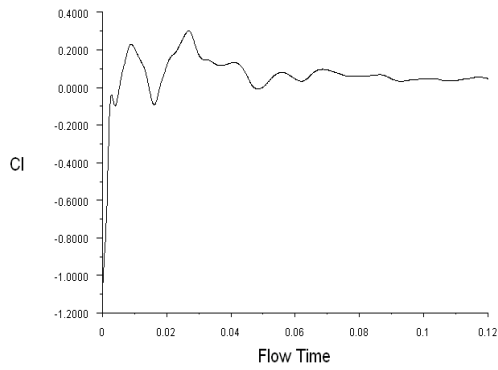
On s'intéresse ici, en particulier, à l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence. Après convergence, les valeurs des coefficients de portance atteignent un état stationnaire, on constate sur les figures VI.51 (a), (b), (c), (d) et (e) que le temps de convergence est faiblement affecté par la valeur de l'incidence et les coefficients aérodynamiques correspondant commencent à se stabiliser à partir du même temps $t = 0,06$. Pour des incidences différentes de zéro (négatives ou positives) la déformation du maillage est plus importante que pour l'incidence nulle alors pour ce cas le calcul peut avancer pour plusieurs itérations et on peut ainsi atteindre un temps d'exploration plus long. Cette déformation de maillage peut affecter la convergence du calcul, de façon plus au moins modérée. Cependant, il arrive qu'il soit difficile d'obtenir la convergence du problème.

La réponse aérodynamique instationnaire de l'aube à la vibration dépendant des paramètres de fonctionnement, on a ainsi tracé des graphiques donnant les composantes, portance et traînée (C_z et C_x) du profil en fonction de l'incidence. Les figures VI.52 (a) et (b) montrent les évolutions des coefficients aérodynamiques globaux à convergence des calculs. Pour des faibles incidences comprises entre -5° et 5° , on peut assimiler le comportement du coefficient de portance à un comportement linéaire. L'augmentation de l'incidence accroît l'accélération de l'écoulement et donc la chute de pression sur l'extrados du profil ce qui conduit à un accroissement de la portance.

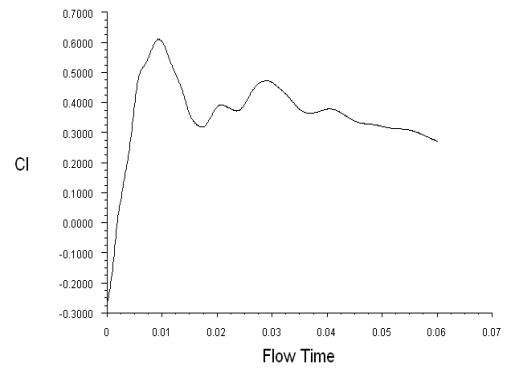
Visuellement, en examinant les contributions à l'aire comprise entre les courbes de coefficients de pression à l'extrados et à l'intrados (fig. VI.53), on note que l'essentiel de la portance est produit sur la partie avant du profil, la partie arrière du profil joue un rôle crucial pour assurer notamment l'attachement de la couche limite qui quitte le profil.

L'apparition de choc sur le profil pour des angles d'incidence supérieurs induit un comportement non linéaire de ce coefficient. L'écoulement autour d'un profil variant avec l'angle d'attaque, il est évident que la répartition des pressions le long du profil ainsi que la portance varient en grandeur et en position. On note que le choc se forme à proximité du bord d'attaque. Il apparaît clairement sur les figures VI.52 (a) et (b) que le mouvement des aubes a un effet considérable sur l'amplitude de l'effort appliqué par le fluide sur le profil surtout pour des angles d'incidence importants.

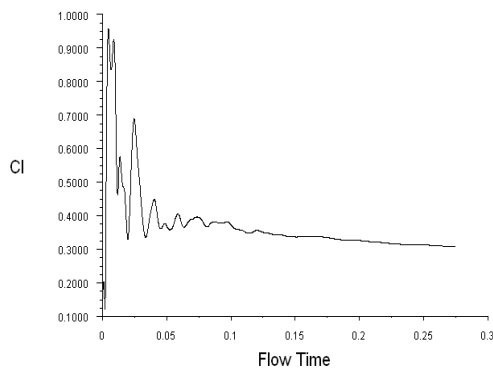
L'incidence a été limitée ici à 20° à cause des instabilités numériques générées qui ont conduit à une divergence des calculs.



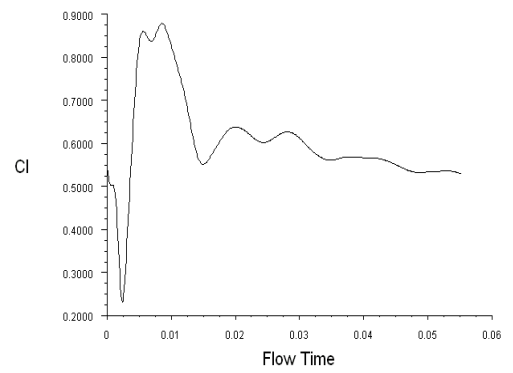
(a) $i = -15^\circ$



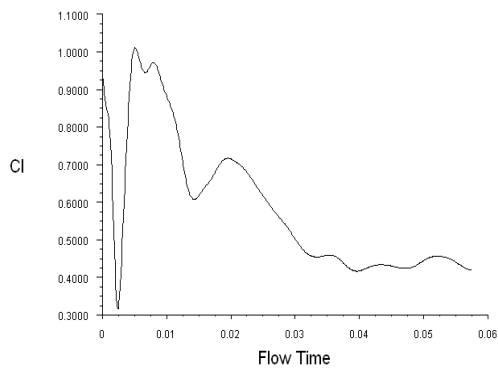
(b) $i = -5^\circ$



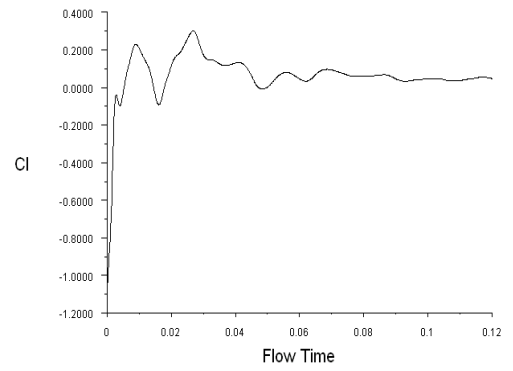
(c) $i = 0^\circ$



(d) $i = 5^\circ$



(e) $i = 10^\circ$



(f) $i = 15^\circ$

Figure VI.51 : Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différents angles d'incidence

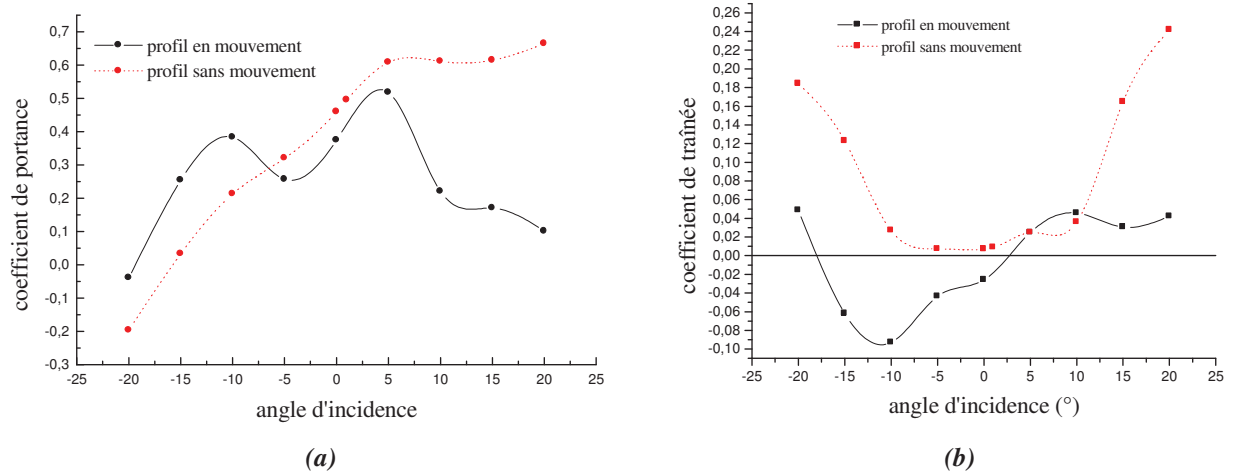


Figure VI.52 : Evolution des coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction de l'angle d'incidence pour profil en mouvement et profil sans mouvement

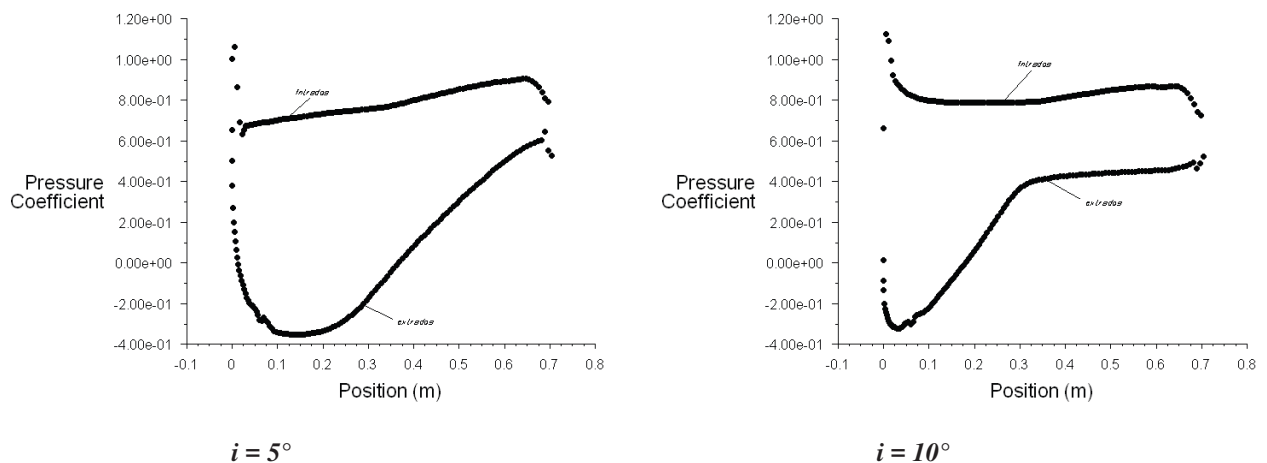


Figure VI.53 : Distribution du coefficient de pression sur le profil

Ces observations effectuées montrent comment le système aéroélastique, malgré un écoulement amont subsonique, est susceptible d'être fortement non linéaire. En effet, lorsque le système est devenu instable et s'est mis à osciller, l'écoulement présente de fortes non linéarités induites par l'apparition de choc. Il est possible alors d'observer l'apparition de cycles limites.

Les déplacements de la structure au cours du couplage sont stockés pour le centre de gravité localisé à 30 % de la corde depuis le bord d'attaque.

Les figures VI.54 donne un exemple de signaux enregistrés pendant le couplage. Il s'agit ici du déplacement du centre de gravité de la structure pour différents angles d'incidence. Le déplacement structural est présenté en fonction du temps, le pas de temps pour la structure est de 10^{-4} le système est physiquement stable. Cependant quand on utilise un pas de temps plus grand le schéma global devient instable.

Pour éviter d'encombrer les figures on a représenté l'évolution de l'amplitude du mouvement selon les trois axes seulement pour trois angles d'incidence, une incidence négative (-10°),

une incidence nulle et une incidence positive ($+10^\circ$). On peut noter que le comportement de ces déplacements est très proche d'une courbe sinusoïdale.

La figure VI.54 illustre le cycle limite vers lequel le système aéroélastique converge pour un nombre de Mach de 0,6 avec des amplitudes très faibles. Ce phénomène des LCOs est provoqué par un écoulement subsonique qui en cours d'oscillation devient localement transsonique. Cette particularité des LCOs en régime fortement subsonique a été très peu étudiée. En effet, seules des méthodes aérodynamiques prenant en compte le mouvement de la paroi et résolvant les équations de la dynamique des fluides en compressible sont capables de prédire l'apparition d'onde de choc induite par le mouvement de la géométrie [169].

Pour tous les cas d'incidence calculés l'amplitude de la flexion verticale (fig.VI.54 (b)) est plus importante par rapport aux deux autres amplitudes correspondant à la flexion horizontale (fig.VI.54 (a)) et à la torsion (fig.VI.54 (c)) c'est alors le mouvement selon l'axe vertical y qui est prépondérant par rapport aux deux autres et c'est suivant ce sens que le profil est le plus sollicité.

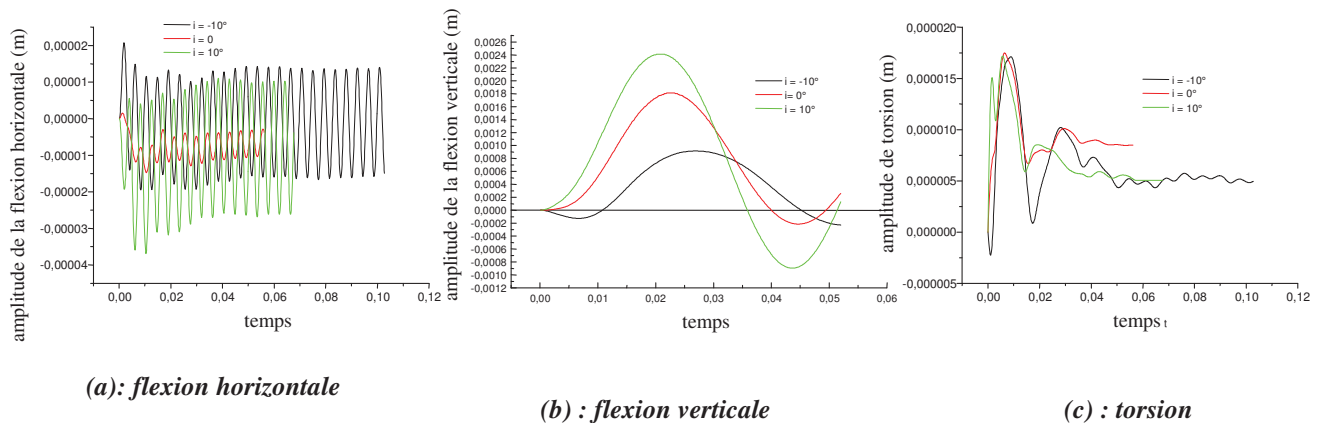


Figure VI.54 : Evolution du déplacement au cours du temps pour trois angles d'incidence (-10° , 0 et $+10^\circ$)

Pour analyser le comportement du profil vis à vis du mouvement prépondérant nous avons tracé, sur la figure VI.55 (a), l'évolution de l'amplitude maximale de la flexion verticale pour une plage de valeurs de l'angle d'incidence allant de -25° jusqu'à 25° . Pour des valeurs inférieures ou supérieures le calcul diverge suite aux grandes déformations subies par le maillage lors du calcul. A des incidences négatives l'amplitude maximale est presque constante et c'est à partir de l'incidence nulle que cette amplitude commence à croître pour atteindre une valeur de 0.3% de la corde pour une incidence de 25° . C'est-à-dire que pour notre cas où la corde est de 1m, l'amplitude maximale correspondra à 3mm. Ce sont alors les cas d'incidences positives, qui peuvent induire à des amplitudes élevées, auxquels nous allons nous intéresser par la suite pour déterminer le domaine dans lequel le profil peut résister à la rupture. Sur la figure VI.55 (b) on constate que même la période du mouvement est influencée par l'incidence. L'augmentation de l'incidence possède alors deux impacts, un impact positif dans la mesure où la période va augmenter et ainsi le nombre de cycles sera réduit et le risque de fatigue sera atténué. Le deuxième impact qu'on juge négatif puisque l'amplitude de la flexion va s'amplifier ainsi le problème de rupture se posera d'avantage.

Pour un même temps d'exploration on peut atteindre plusieurs cycles des mouvements de flexion horizontale et de torsion mais pour la flexion verticale on n'en atteint qu'un seul.

Si pour les deux premiers mouvements le problème de fatigue peut se poser, pour la flexion verticale nous serons en présence de deux problèmes la fatigue et la rupture.

Cependant, il faut garder à l'esprit que le vrillage des sections de l'aile, même faible, modifie l'incidence locale de l'écoulement et peut avoir des effets importants alors que la flexion de l'aile, y compris lorsqu'elle atteint plusieurs dizaines de millimètres, a souvent des effets plus limités [169]. L'analyse des résultats de la figure VI.55 (a) montre que l'amplitude du déplacement varie de manière quasi linéaire avec l'incidence et elle reste toujours faible par rapport à l'épaisseur du profil, les caractéristiques du matériau ont alors astreint la structure à de faibles déplacements et elle présente ainsi un comportement linéaire.

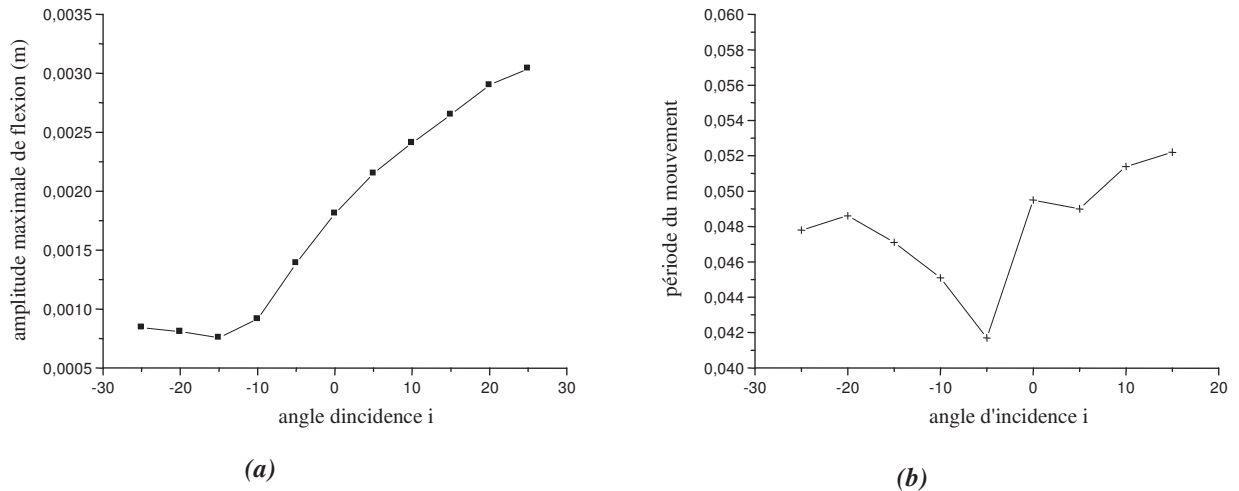


Figure VI.55 : Evolution de l'amplitude maximale de flexion verticale (a) et de la période du mouvement (b) en fonction de l'angle d'incidence

Sur la figure VI.56 (a), la courbe représente l'évolution de l'énergie acquise par la structure au cours du temps, nous pouvons remarquer que pour des angles d'incidence négatifs ($-20^\circ \leq i \leq -10^\circ$) la courbe a un comportement stable. Par contre pour $-5^\circ \leq i \leq 0^\circ$ la courbe est croissante mais avec une faible pente au regard des échelles en jeu. En augmentant l'angle d'incidence jusqu'à 20° on voit que la structure accumule sans cesse de l'énergie sans le moindre retour vers le fluide. Nous sommes sans doute en présence d'un cas d'instabilité similaire à des conditions de flottement. Il est apparent sur la figure VI.56 (b) traduisant l'évolution du travail aérodynamique en fonction de l'angle d'incidence que faire varier les conditions aux limites, tel que l'angle d'incidence, permet de modifier significativement le comportement du profil, synonyme d'apparition d'un comportement instable pour des angles d'incidence positifs et surtout quand la valeur de l'angle augmente. Ce comportement instable disparaît pour des incidences négatives.

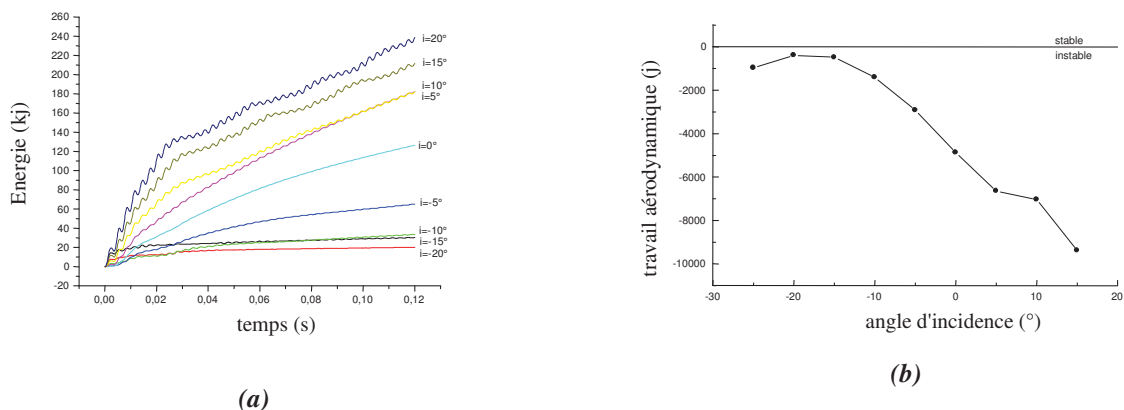
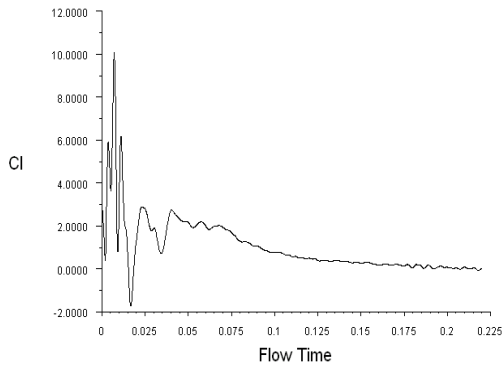


Figure VI.56 : Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) pour différents angles d'incidence (Mach = 0.6).

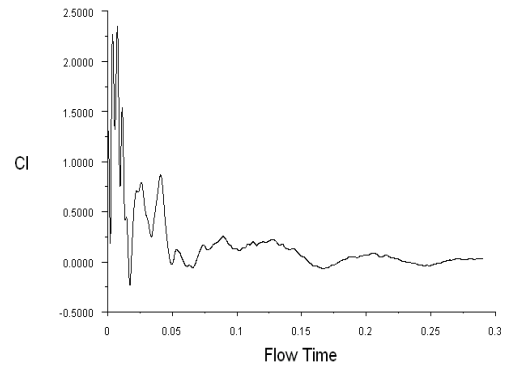
IV.2.2 Effet du nombre de Mach

La grandeur particulièrement sensible est le coefficient de portance intégré le long du profil. Son évolution pour différents nombres de Mach est représentée sur les figures VI.57 (a), (b), (c), (d) et (e). On remarque une première phase permettant l'établissement d'un régime périodique suivi, selon la valeur du Mach, par un amortissement tendant lentement vers la solution stationnaire.

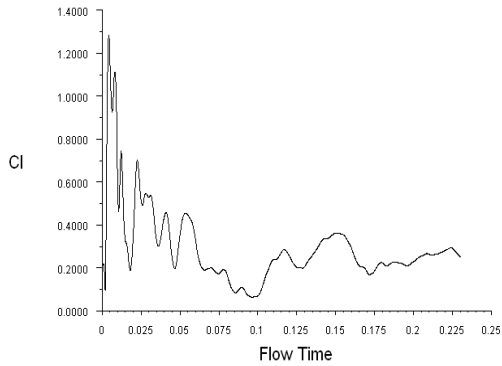
Les temps de convergence sont différents et sont très liés à la valeur du nombre de Mach. Les résultats ont été obtenus pour des nombres de Mach allant de 0.1 à 0.6. Au-delà de ce nombre les calculs divergent.



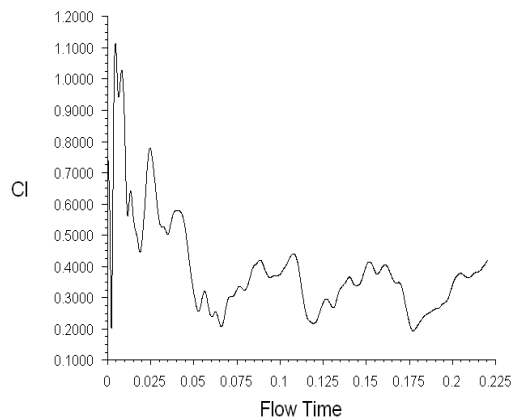
(a) $M = 0.1$



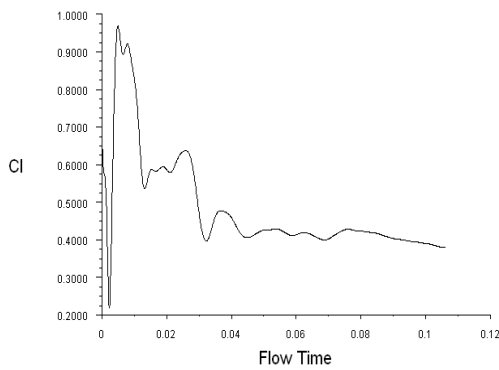
(b) $M = 0.2$



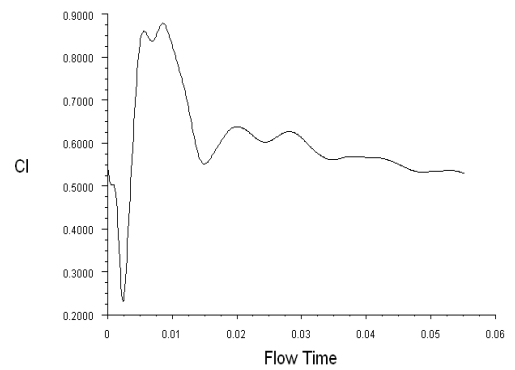
(c) $M = 0.3$



(d) $M = 0.4$



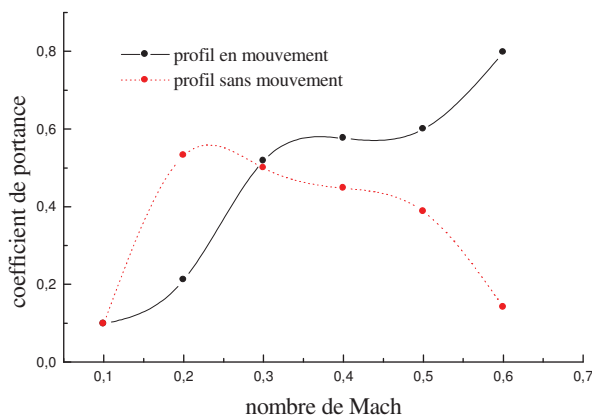
(e) $M=0.5$



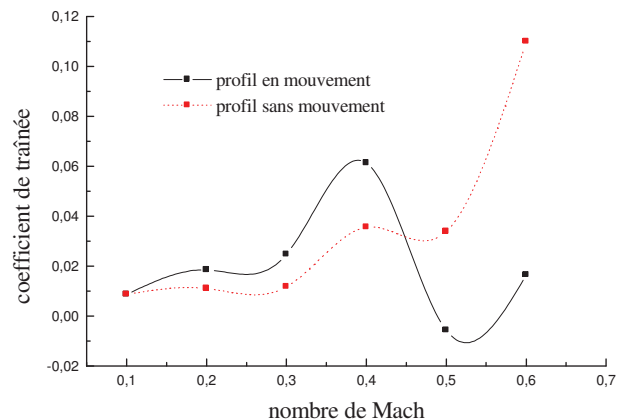
(f) $M=0.6$

Figure VI.57 : Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différents nombres de Mach

Pour les faibles valeurs de Mach allant jusqu'à 0.4 on peut considérer que les coefficients de portance (fig. VI.58 (a)) et de traînée (fig. VI.58 (b)) ont le même comportement pour les deux cas de profil (avec et sans mouvement). Pour des vitesses supérieures ces mêmes coefficients commencent à varier différemment. En particulier C_z augmente, d'abord lentement puis rapidement. Pour un profil donné, quand la vitesse augmente, la tendance au décollement s'accroît, pour faire reculer le point de décollement on utilise des profils minces, à faible courbure du squelette [80].



(a)



(b)

Figure VI.58 : Evolution des coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction du nombre de Mach avec incidence constante (5°) pour profil en mouvement et profil sans mouvement

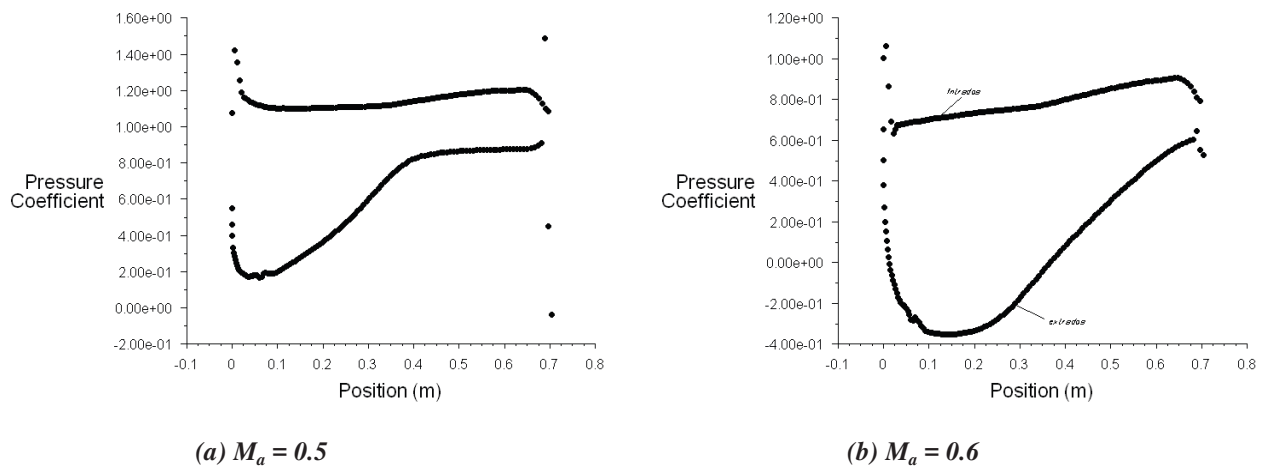


Figure VI.59 : Distribution du coefficient de pression sur le profil

Pour le nombre de Mach de 0.5 on aperçoit un décollement de la couche limite sur l'extrados situé à $x = 0.4$ (fig.VI.60(a)) à l'aval duquel l'extrados subie une surpression (fig.VI.59(a)) qui se traduit par une diminution du coefficient de portance par contre pour un Mach de 0.6 le décollement est décalé vers le bord de fuite (fig.VI.60(b)) ainsi l'extrados subie une dépression importante tout au long de la corde (fig.VI.59 (b)) de sorte que le coefficient de portance correspondant soit plus important. La position du décollement de la couche limite influence alors fortement sur le coefficient de portance.

Pour des nombres de Mach amont élevés, le coefficient de traînée subi une augmentation remarquable comme c'est le cas de la figure VI.58 (b) quand le mouvement du profil n'est pas pris en considération. On explique cette augmentation par la formation d'ondes de choc : la production de ces ondes demande une certaine énergie et provoquent de ce fait une traînée supplémentaire (traînée d'onde).

Les ondes de choc peuvent en effet se déplacer le long du profil et entraîner par conséquent des variations de portance et de traînée. Par contre le coefficient de traînée correspondant au cas où le mouvement du profil est pris en considération ne subi pas la même augmentation (fig.VI.58 (b)) ceci peut être expliquer par le fait que pour un même nombre de Mach l'incidence est modifiée à cause du mouvement du profil de telle sorte que les conditions ne sont plus favorables pour l'apparition de ces ondes de choc.

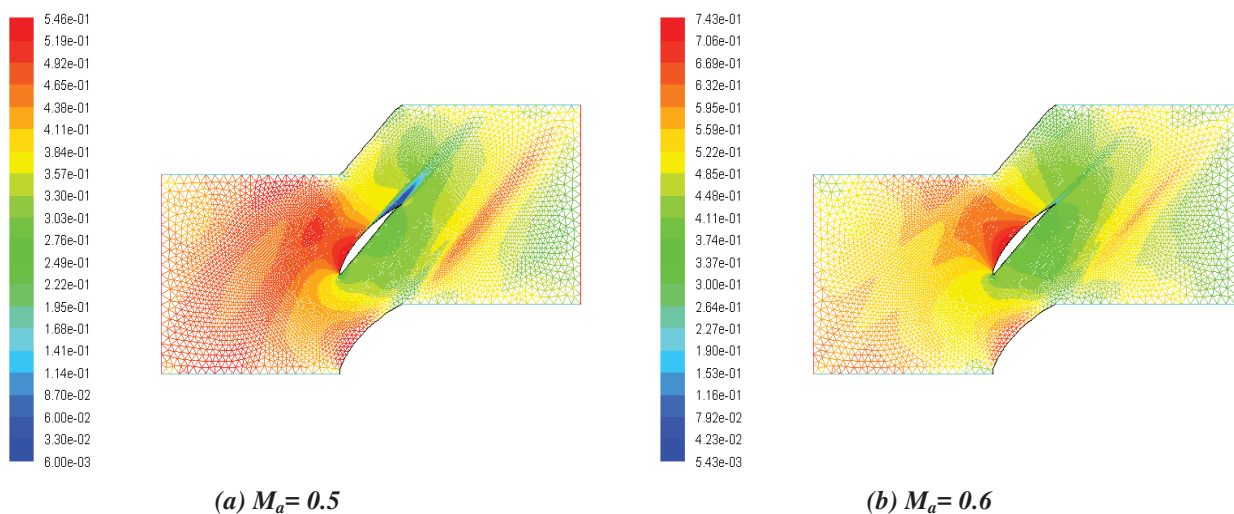


Figure VI.60 : Champ de nombre de Mach

En ce qui concerne les déplacements, les observations sont les mêmes. Nous avons décrits sur les figures VI.61 (a), (b) et (c) leurs évolutions, pour les différents nombres de Mach. On peut noter là aussi que le comportement est très proche d'une courbe sinusoïdale.

Sur la figure VI.61 (a), il est possible d'observer que dans les conditions de fonctionnement correspondant à un régime amont subsonique l'amplitude ne s'amplifie pas mais apparaît les cycles limites qui sont des oscillations harmoniques et entretenues. Dans ce cas, les non linéarités donnant naissance à ces cycles limites sont induites par les effets visqueux et l'apparition d'ondes de choc durant l'oscillation du profil.

Les cycles limites sont un phénomène purement non linéaire. En régime transsonique, les oscillations de type cycles limites sont provoquées par les non linéarités des équations de Navier-Stokes à travers la présence d'onde de choc. En régime subsonique, l'aérodynamique est fortement linéaire. Il est ainsi courant d'utiliser des méthodes linéarisées pour la résolution de l'aérodynamique.

En réalité, il est possible d'observer le phénomène des cycles limites en régime amont subsonique. Dans ce cas, les non linéarités donnant naissance aux cycles limites sont toujours d'origine aérodynamique et sont induites par l'apparition d'ondes de choc durant l'oscillation du profil. Les effets dynamiques induits par le mouvement de la géométrie combinés à un angle d'incidence élevé font que l'écoulement devient localement transsonique durant une partie du cycle d'oscillation du profil. Dans la référence [176] l'auteur a démontré que ce type de mouvement de choc caractérisé par une présence intermittente des ondes de choc est source de fortes non linéarités. Le système aéroélastique est ainsi non linéaire et accepte des cycles limites comme solution.

Les figures VI.62 (a) et (b) illustrent respectivement la distribution du coefficient de pression et la distribution du coefficient de frottement autour du profil obtenu pour un angle d'incidence de 10° , une onde de choc au niveau de l'extrados est bien visible à proximité du bord d'attaque et un décollement de la couche limite sur l'extrados situé à la moitié du profil.

Les calculs numériques ont montré qu'il est possible d'observer ces oscillations sur une grande plage du nombre de Mach.

En fait, ces oscillations entretenues sont de faible amplitude. Néanmoins, elles contribuent à la fatigue de la structure et peuvent ainsi provoquer une ruine à long terme.

Il a été remarqué que l'amplitude des cycles diminue avec la croissance du nombre de Mach, la même remarque a été faite dans la référence [169] pour des régimes transsoniques où ceci a été expliqué par une position des chocs du calcul stationnaire se déplaçant vers le bord de fuite lorsque le nombre de Mach croît. Les chocs extrados et intrados atteignent alors le bord de fuite pour une variation de l'angle d'attaque moindre et l'amplitude de déplacement des ondes de choc est plus faible.

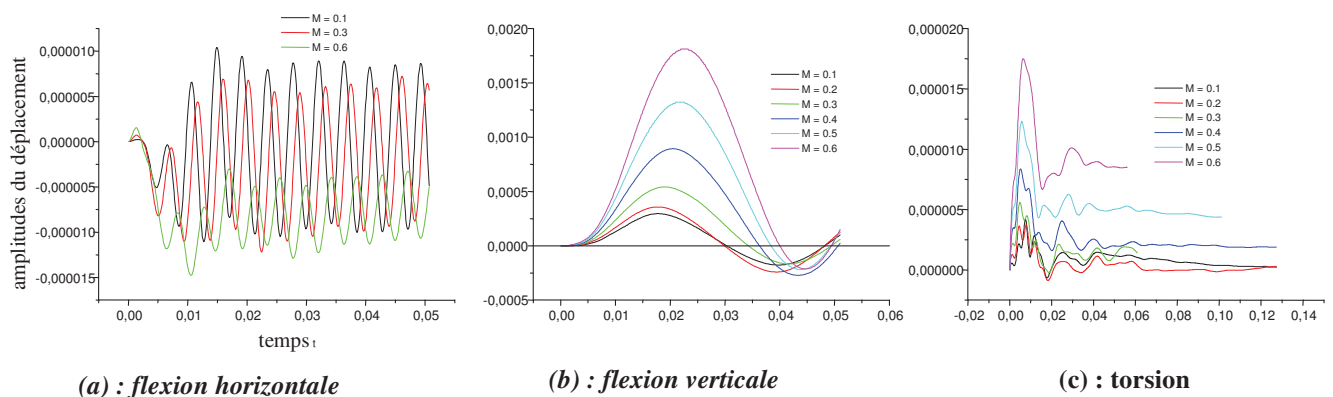


Figure VI.61 : Evolution du déplacement au cours du temps pour différents nombres de Mach

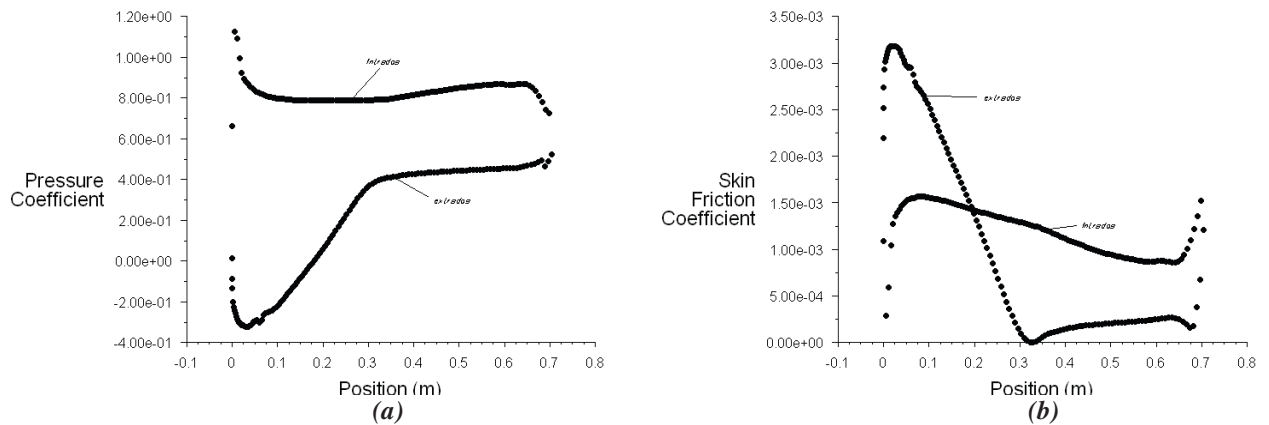


Figure VI.62 : Distribution du coefficient de pression (a) et du coefficient de frottement (b) autour du profil

Les figures ci après mettent en évidence l'influence du nombre de Mach sur l'amplitude maximale du mouvement (*fig.VI.63 (a)*), et sur sa période (*fig .VI.63 (b)*), nous nous sommes intéressés seulement au mouvement dominant (flexion verticale) pour une incidence et un rapport de pression fixes. Nous avons exploré une marge de la vitesse de l'écoulement incluse entre $M_a = 0.1$ et $M_a = 0.6$ sur un temps court d'exploration de 0,05 s, on observe que la période du mouvement est toujours comprise entre 0.048s et 0.050s qui correspond à une fréquence de vibration entre 125,6 rd / s et 130,8 rd / s.

Les résultats numériques ont montré que c'est surtout l'amplitude des oscillations de cycles limites qui peut être fortement affectée par la présence d'une couche limite décollée.

Sur la figure VI.64 (b) nous avons représenté la variation du travail aérodynamique en fonction du nombre de Mach pour trouver le nombre critique qui conduit au mode aéroélastique instable.

Selon cette courbe le profil est à la limite de stabilité aérodynamique pour des écoulements faiblement subsoniques correspondant à un $Mach \leq 0.2$, au-delà de cette valeur, la courbe décroît vers les valeurs négatives importantes indiquant l'instabilité du profil qui s'explique par le transfert d'une énergie importante du fluide vers la structure comme le montre la figure VI.64 (a). Quoique les temps d'exploration sont différents, cette même figure montre que pour des Mach allant de 0.1 à 0.3 l'énergie transférée par le fluide à la structure est faible et présente aussi une variation faible, au-delà de 0.4 l'énergie croît remarquablement avec une pente importante.

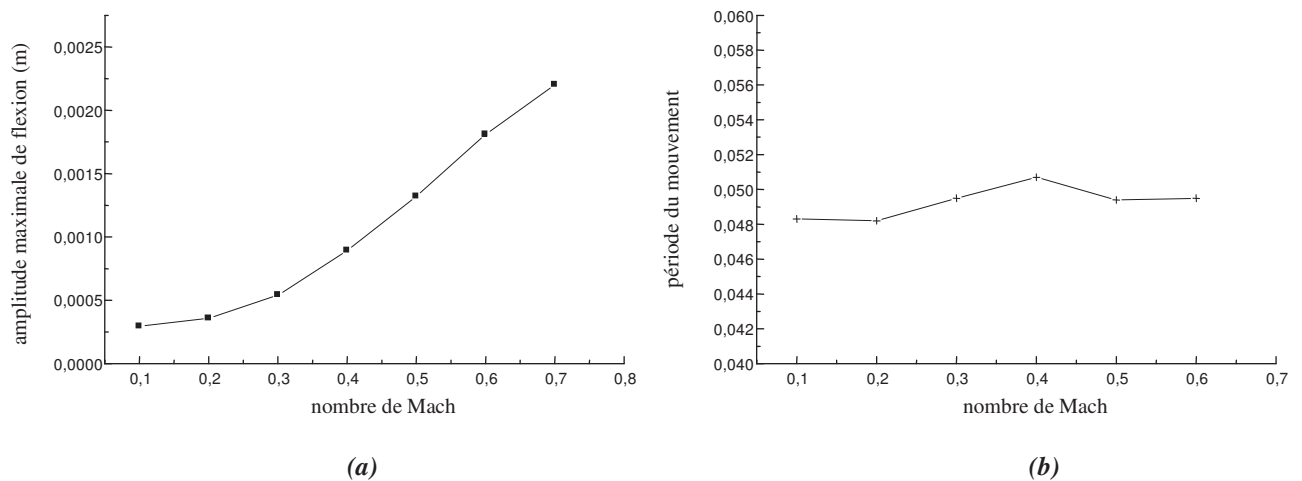


Figure VI.63 : Evolutions de l'amplitude maximale de flexion verticale (a) et de la période du mouvement (b) en fonction du nombre de Mach amont

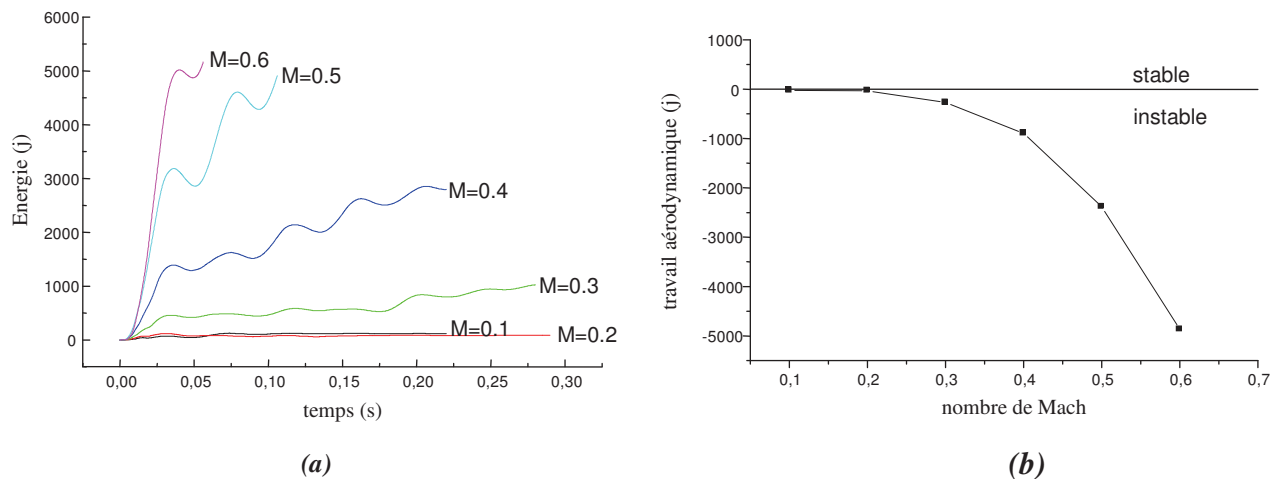
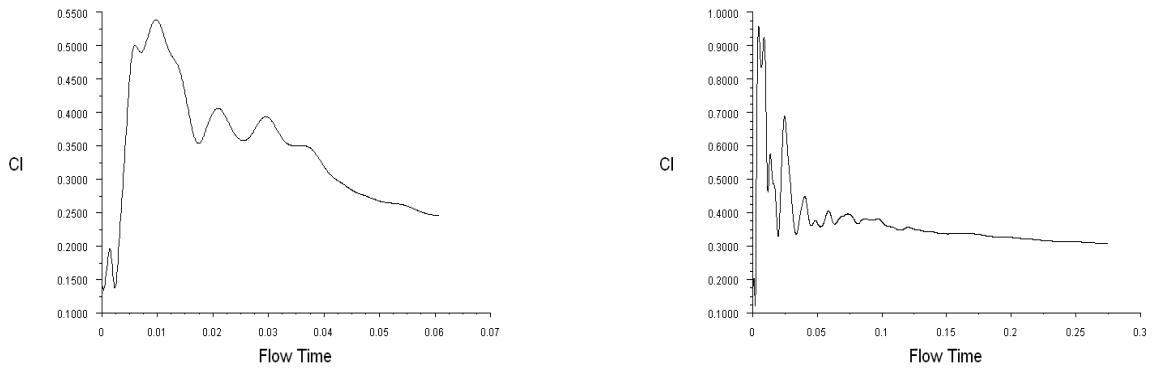


Figure VI.64 : Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) pour différents nombres de Mach

IV.2.3 Effet du taux de pression

Entre l'entrée et la sortie d'un étage, le rapport de pression est habituellement de 2,5 au maximum pour les compresseurs centrifuges et 1,15 au maximum pour les compresseurs axiaux [80]. Dans cette partie du travail nous avons testé le logiciel pour trois valeurs du taux de pression qui exprime le rapport entre les pressions à l'aval et à l'amont du profil. L'angle d'incidence et le nombre de Mach étant fixés respectivement à 0° et 0.6.

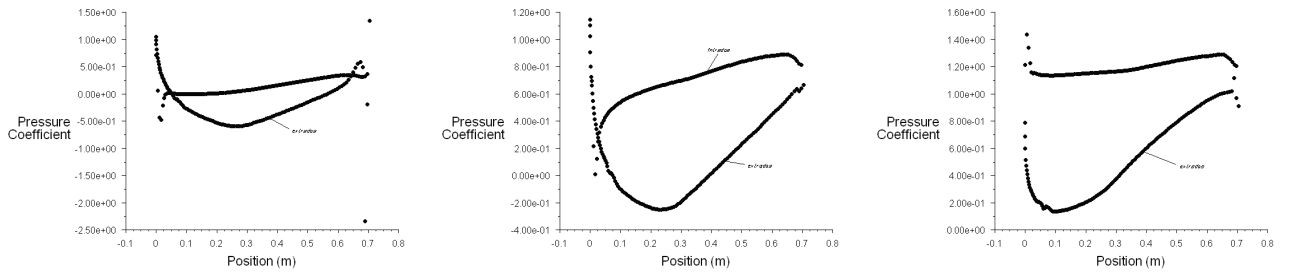
Le détail des pressions est représenté par une distribution du coefficient de pression autour du profil (fig.VI.66 (a), (b) et (c)) et un champ de pression (fig.VI.67 (a), (b) et(c)) qui montrent l'apparition de l'onde de choc pour les taux de pression de 1,2 et 1,3 au niveau de l'extrados (fig.VI.67 (b) et (c)) mais à des positions différentes. Plus le taux de pression augmente plus l'onde se déplace vers le bord d'attaque avec une amplitude plus importante. Par contre pour le taux de pression de 1,1 on observe un développement de la couche limite sur presque la totalité de l'intrados (fig.VI.68 (a)).



(a) $\tau = 1.1$

(b) $\tau = 1.2$

Figure VI.65 : Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différents taux de compression

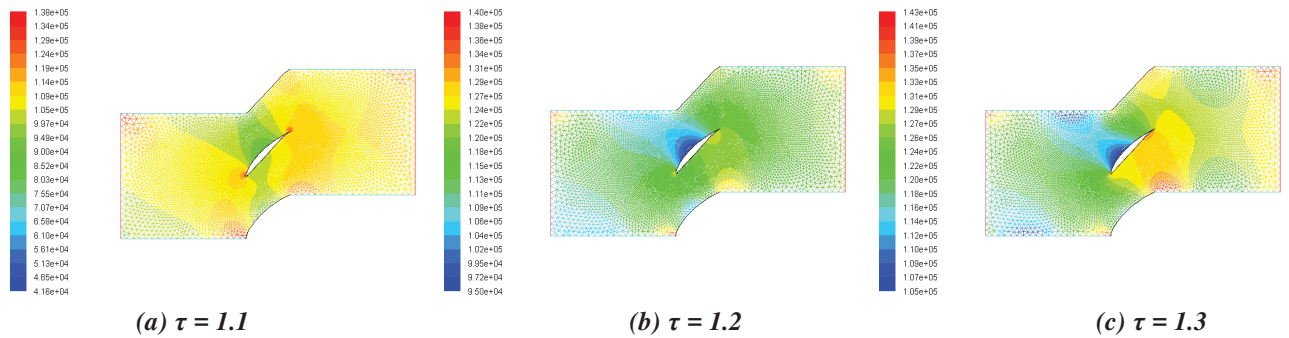


(a) $\tau = 1.1$

(b) $\tau = 1.2$

(c) $\tau = 1.3$

Figure VI.66 : Distribution du coefficient de pression autour du profil pour trois taux de compression

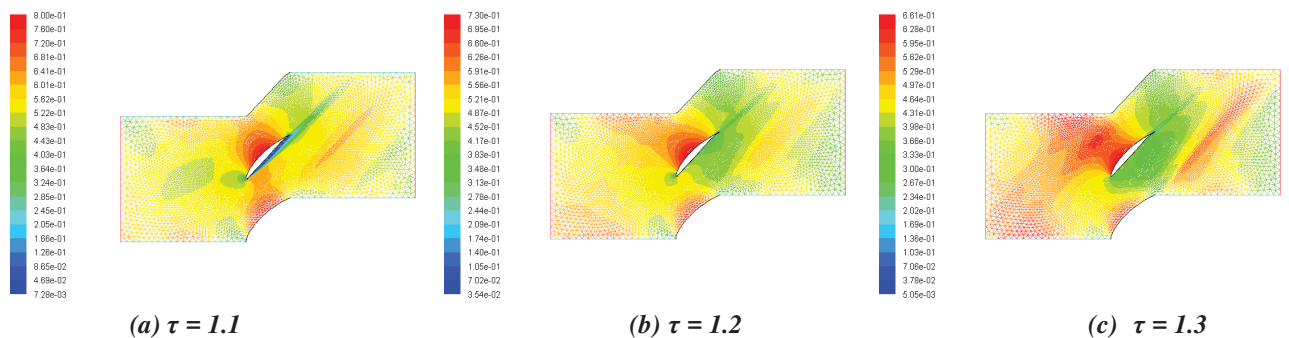


(a) $\tau = 1.1$

(b) $\tau = 1.2$

(c) $\tau = 1.3$

Figure VI.67 : Champ de pression pour trois taux de compression



(a) $\tau = 1.1$

(b) $\tau = 1.2$

(c) $\tau = 1.3$

Figure VI.68 : Champ de vitesse pour trois taux de compression

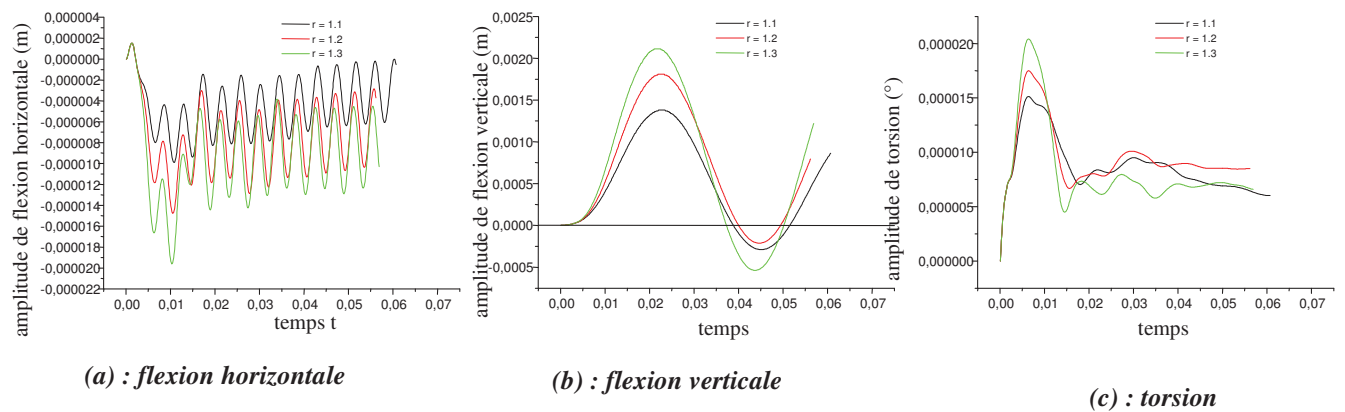


Figure VI.69 : Evolution du déplacement au cours du temps pour trois taux de pression (1.1, 1.2 et 1.3)

Les résultats des calculs représentés sur les figures VI.69 (a), (b) et (c) montrent que les amplitudes, de traction, de flexion et de torsion varient proportionnellement avec le taux de pression. Ceci dit que pour les taux de 1,2 et 1,3 le choc sur l'extrados travaille pour exciter l'aube et la conduire ainsi vers un état aérodynamique instable (fig. VI.71 (b)). Pour le taux de 1,1 l'instabilité aérodynamique est causée par le développement de la couche limite sur l'intrados. On constate aussi comme pour les autres paramètres de fonctionnement que la flexion selon l'axe y est le mode dominant par rapport à la torsion et à la flexion selon l'axe x.

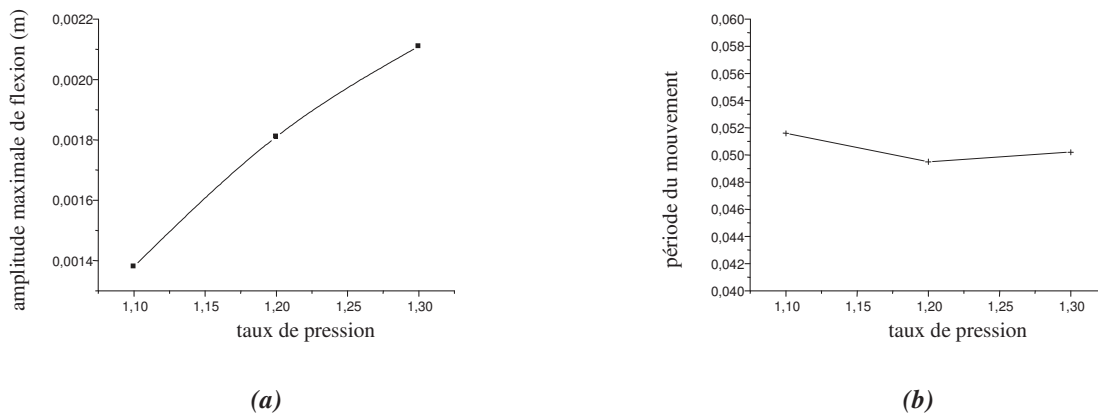


Figure VI.70 : Evolutions de l'amplitude maximale de la flexion verticale (a) et de la période du mouvement (b) en fonction du taux de pression

La figure VI.71 (b) montrant la distribution du travail aérodynamique en fonction du taux de pression indique, qu'avec les conditions de fonctionnement mentionnées ci dessus, le profil est aérodynamiquement instable pour les trois taux de pression, c'est-à-dire que l'effort instationnaire travaille toujours en force d'excitation de l'aube.

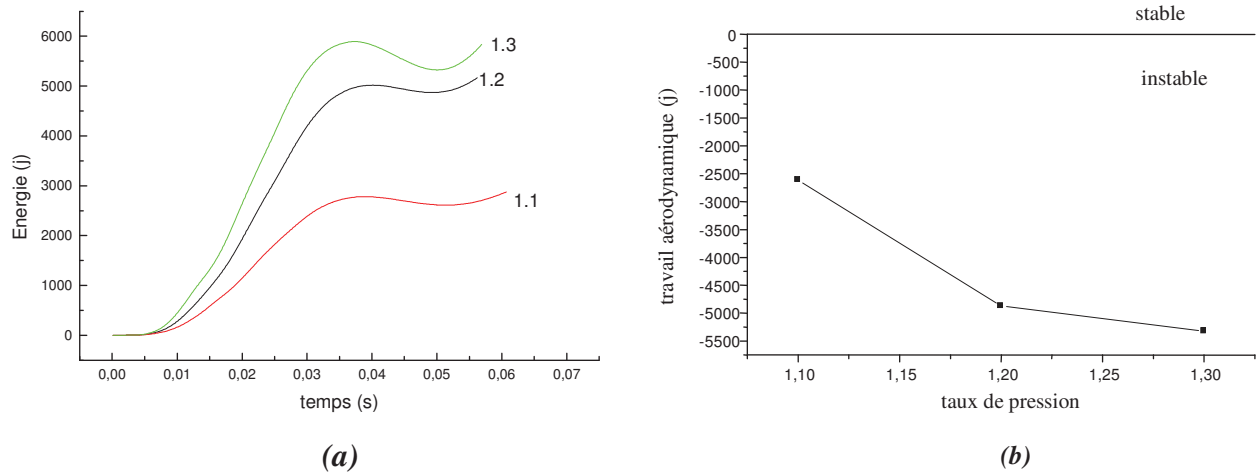
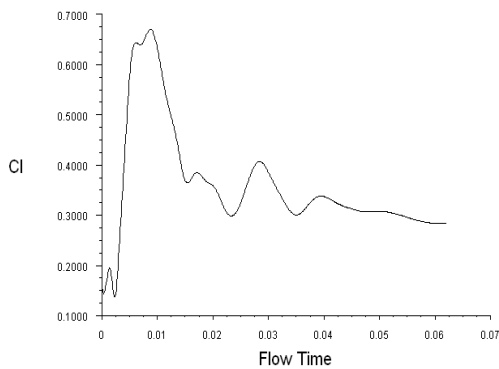


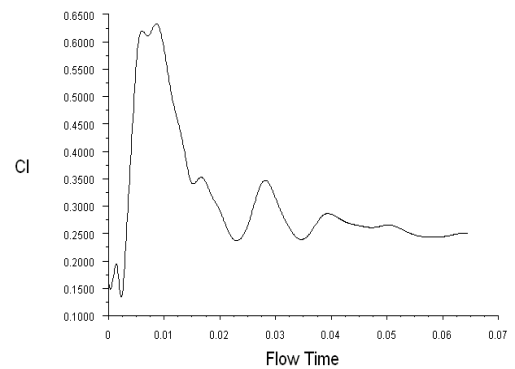
Figure VI.71 : Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) pour différents taux de pression

IV.2.4 Effet de la vitesse de rotation

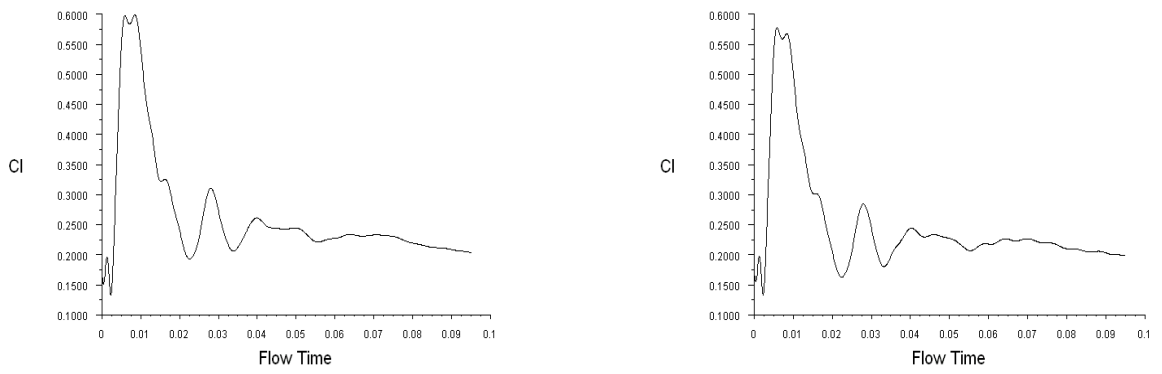
L'évolution du coefficient de portance pour différentes vitesses de rotation est représentée sur les figures VI.72 (a), (b), (c) et (d). Les résultats ont été obtenus pour des vitesses de rotation allant de 100 à 500 rd / s. Le comportement de ce coefficient est le même pour les différentes vitesses testées, on remarque une première phase permettant l'établissement d'un régime périodique suivi par un amortissement tendant lentement vers la solution stationnaire. Les temps de convergence sont indépendants du régime de rotation du profil.



$\omega = 200 \text{ rd/s}$



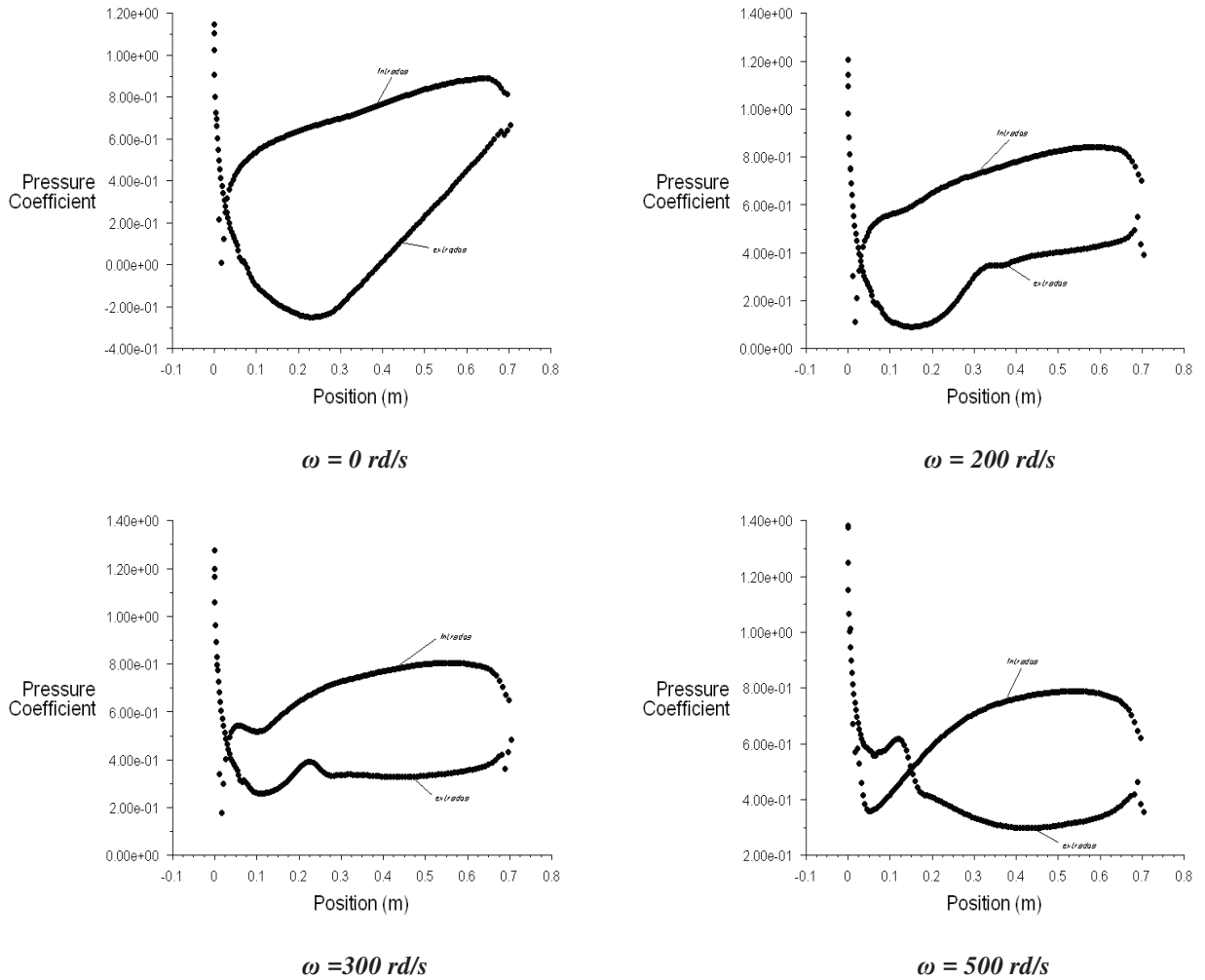
$\omega = 300 \text{ rd/s}$



$\omega = 400 \text{ rd/s}$

$\omega = 500 \text{ rd/s}$

Figure VI.72 : Evolution du coefficient de portance au cours du temps pour différentes vitesses de rotation du profil



$\omega = 0 \text{ rd/s}$

$\omega = 200 \text{ rd/s}$

$\omega = 300 \text{ rd/s}$

$\omega = 500 \text{ rd/s}$

Figure VI.73 : Distribution du coefficient de pression autour du profil pour différentes vitesses de rotation

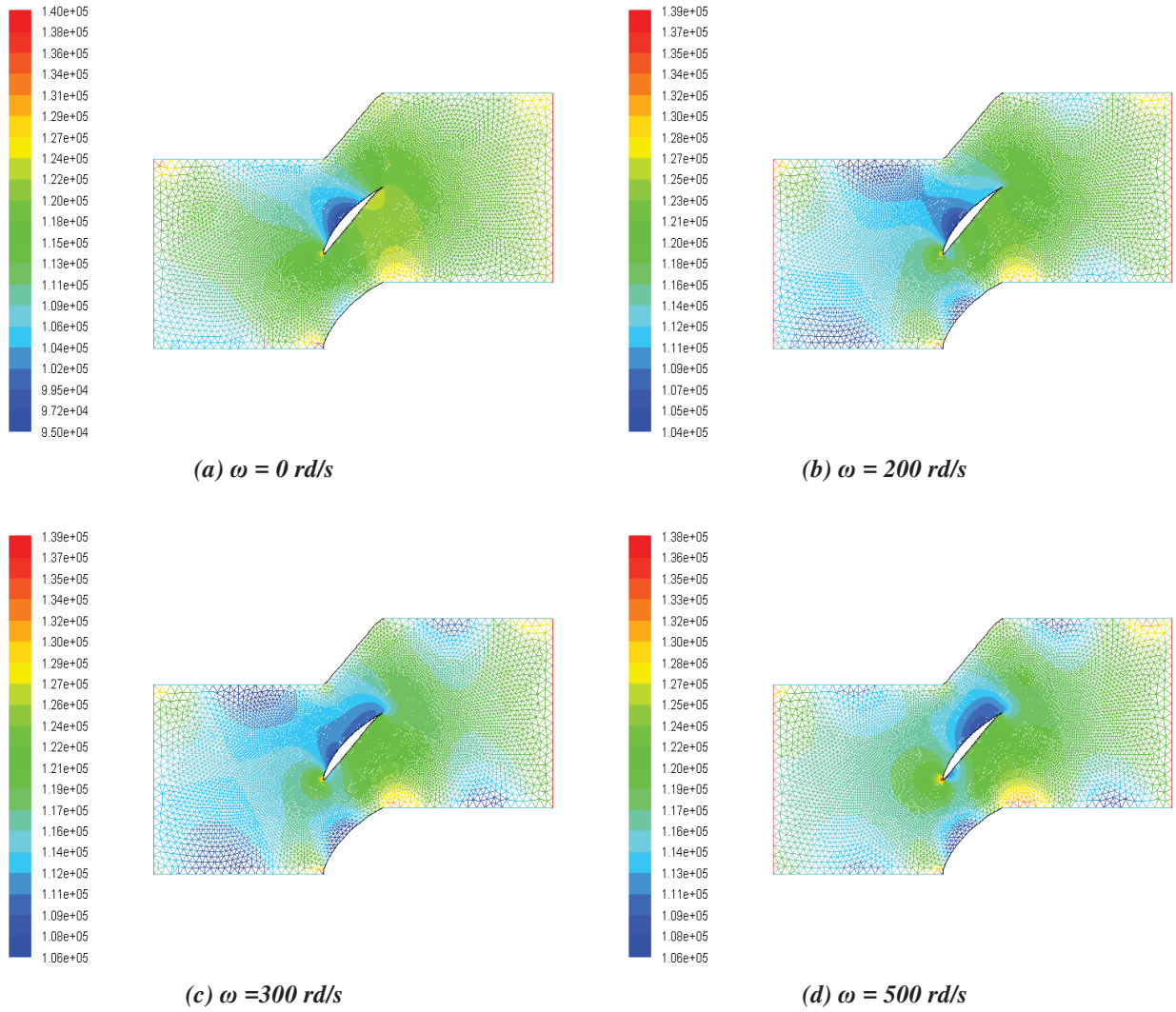
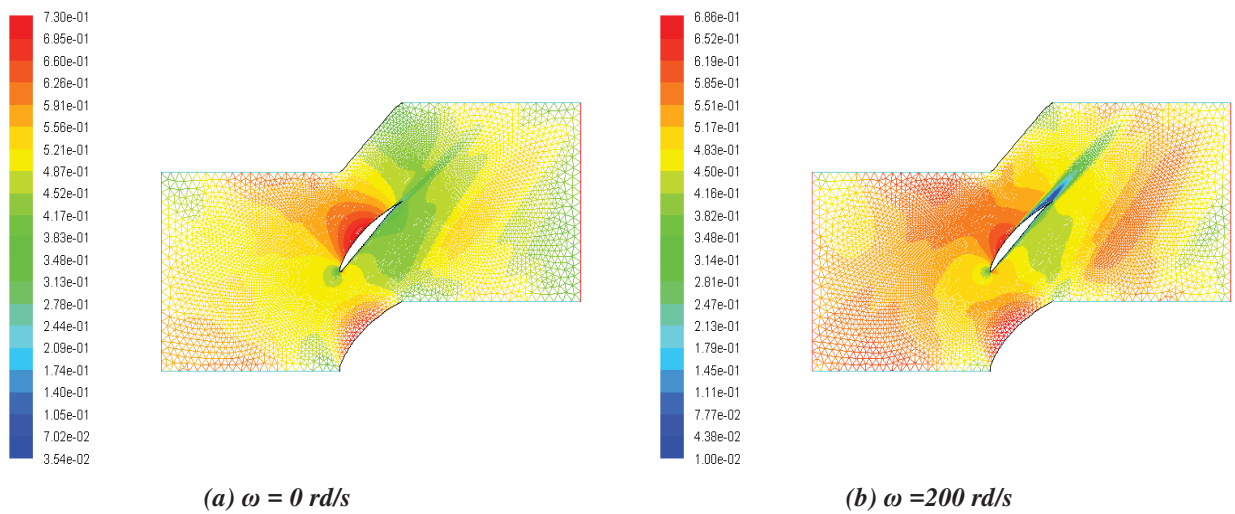


Figure VI.74 : Champ de pression pour différentes vitesses de rotation



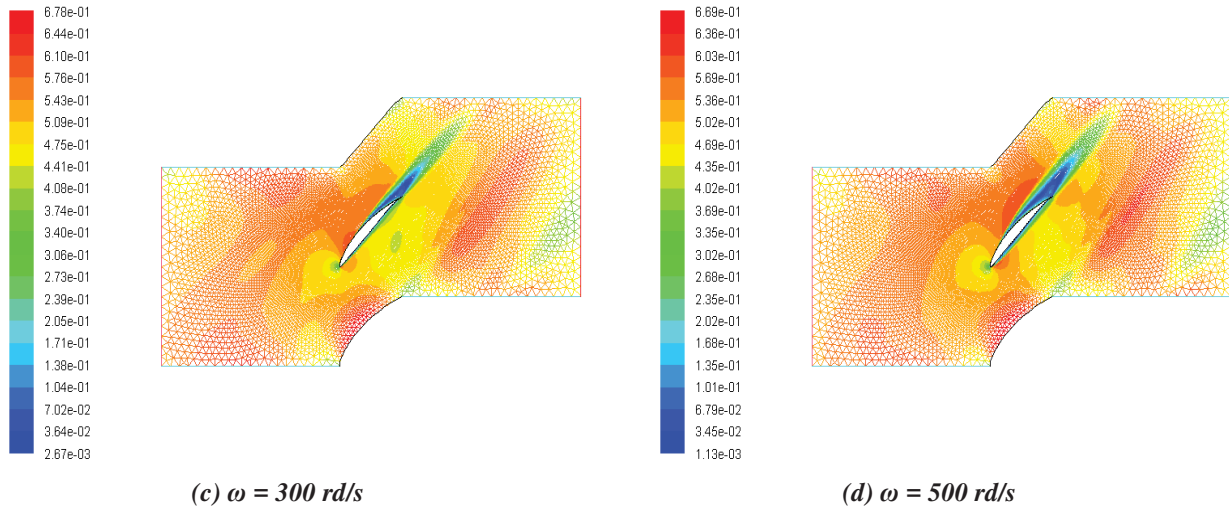


Figure VI.75 : Champ de vitesse pour différentes vitesses de rotation

En suivant l'évolution du déplacement au cours du temps sur les figures VI.76 (a), (b) et (c) nous remarquons que l'amplitude de la flexion verticale est toujours supérieure par rapport à celles de la flexion horizontale et de la torsion mais dans ce cas cette amplitude est inversement proportionnelle à la variation de la vitesse de rotation du profil.

Sur l'intrados les distributions du coefficient de pression instationnaire sont presque identiques pour toutes les valeurs de la vitesse de rotation du profil, par contre sur l'extrados ces mêmes distributions sont différentes, l'amplitude du choc est plus importante quand la vitesse de rotation est nulle et décroît quand cette dernière augmente.

Nous rappelons ici que dans la première partie du travail nous avons constaté sur les figures VI.30 (a) et (b) que l'aube en rotation subit une portance et une traînée plus grandes que celles subies par une aube fixe, c'est-à-dire que l'effet de la vitesse de rotation ω se manifeste non seulement par une augmentation des coefficients aérodynamiques mais aussi par une réduction de l'amplitude des vibrations. Ceci montre que l'effet centrifuge contribue à réduire l'effort appliqué sur l'aube et il contribue aussi à réduire l'amplitude du mouvement et amortir ainsi les vibrations du profil. Tandis que la période dont l'évolution est représentée sur la figure VI.77 (b) n'est pas trop affectée par la variation de la vitesse de rotation.

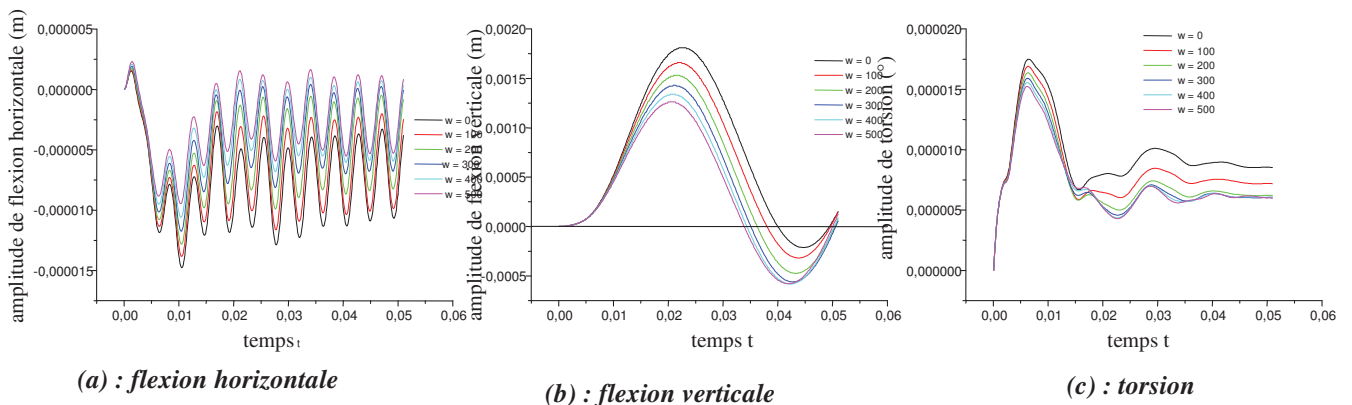


Figure VI.76 : Evolution du déplacement au cours du temps pour différentes vitesses de rotation du profil

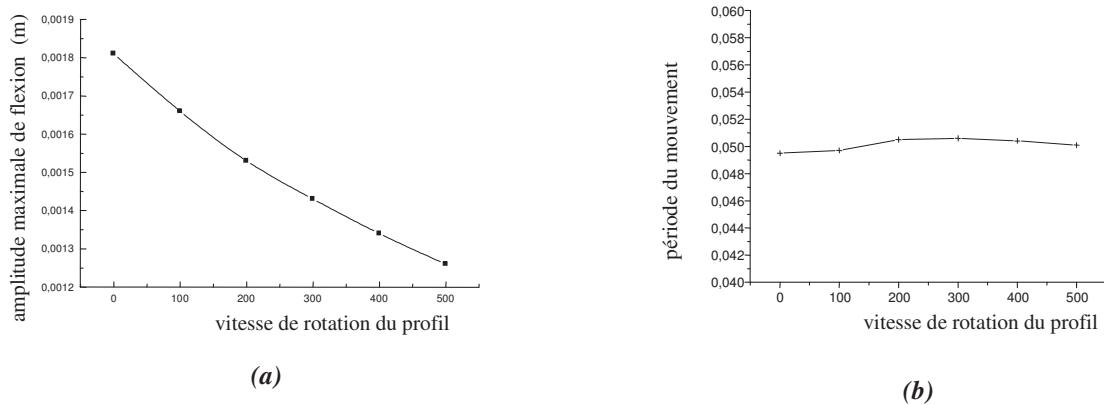


Figure VI.77 : Evolutions de l'amplitude maximale de la flexion verticale (a) et la période du mouvement (b) en fonction de la vitesse de rotation

Concernant la courbe relative au transfert d'énergie, elle est croissante pour des vitesses nulle et modérée. Pour des vitesses plus élevées, son comportement tend vers la stabilisation, indiquant que l'énergie acquise par le profil est de moins en moins importante (fig. VI.78 (a)). Sur les figures VI.75 (b), (c) et (d) nous constatons que pour des vitesses de rotation non nulles il y'a développement de la couche limite au niveau de l'intrados et l'extrados près du bord de fuite. Ce que nous pouvons alors déduire de ces simulations est que la contribution de l'apparition de l'onde de choc sur l'extrados à l'instabilité aérodynamique du profil est plus importante que celle du développement de la couche limite. Le tracé du travail aérodynamique sur la figure VI.78 (b) confirme alors que plus la vitesse de rotation augmente plus le profil tend vers son état aérodynamique stable.

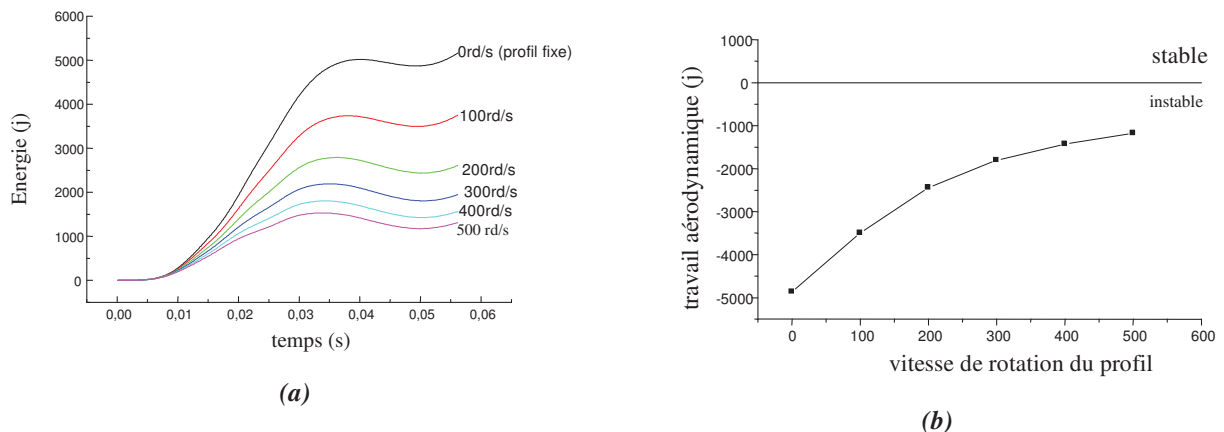


Figure VI.78 : Evolutions de l'énergie fournie à la structure (a) et du travail aérodynamique (b) en fonction de la vitesse de rotation

Dans cette partie on a présenté l'utilisation du code Navier-Stokes bidimensionnel pour la simulation d'une aube en mouvement. Il semble que pour ce type de simulation, le mouvement du profil a un effet sur les résultats, il est donc nécessaire de prendre en considération ce mouvement si on veut améliorer la prédiction des efforts aérodynamiques.

IV.2.5 Effet de la géométrie du profil

Le deuxième objectif de cette partie est de déterminer le rôle des propriétés de la paroi sur la structure du champ d'écoulement interne et sur les caractéristiques du couplage fluide-structure. Dans cette analyse le champ de l'écoulement est fixé à priori et les limites de la stabilité sont exprimées en fonction de la distribution de l'épaisseur du profil pour un matériau donné.

Il est intéressant d'étudier les valeurs prises par les paramètres analysés précédemment (les coefficients de portance et de traînée, amplitude et période du mouvement et travail aérodynamique...) pour un profil de géométrie différente placé dans les mêmes conditions d'écoulement. On considère donc un profil symétrique NACA0012 positionné avec un angle de calage nul et le profil NACA65-10% qui est dissymétrique, il représente une épaisseur comparable à celle du profil NACA0012 et se distingue surtout par l'existence d'une cambrure non nulle.

Les distributions du coefficient de pression sur les deux profils sont tracées sur la figure VI.79 avec un angle d'incidence de 5° . Le mécanisme de génération de portance est identique pour les deux profils l'angle d'incidence conduit à une détente marquée sur la partie supérieure du profil au voisinage du nez et la dépression ainsi formée génère l'effet portant. Les figures VI.80 (a) et (b) présentent les distributions du nombre de Mach sur les deux profils, la chute de pression correspond naturellement à une accélération de l'écoulement et donc à une augmentation du nombre de Mach local.

On a tracé sur la figure VI.81 (a) et (b) l'évolution comparée des coefficients aérodynamiques pour le profil NACA 65-10 % et le profil NACA0012 placés dans un même écoulement (fluide visqueux), pour un nombre de Mach de 0.3 l'angle d'incidence variant de -10° à 10° . Sur la figure VI.82 (a) et (b) on a aussi tracé l'évolution de ces mêmes coefficients mais cette fois ci pour une incidence de 5° et un nombre de Mach variant de 0.1 à 0.5. On observe tout d'abord que, sur ces intervalles, les deux profils présentent une variation similaire de la portance en allure mais en valeur elle est différente, En raison de sa cambrure positive, le profil NACA 65-10 % conduira donc à une portance plus importante que le NACA 0012. S'agissant du coefficient de traînée, en raison de sa symétrie, le NACA 0012 conduit à une traînée très faible par rapport à celle du NACA 65-10 %.

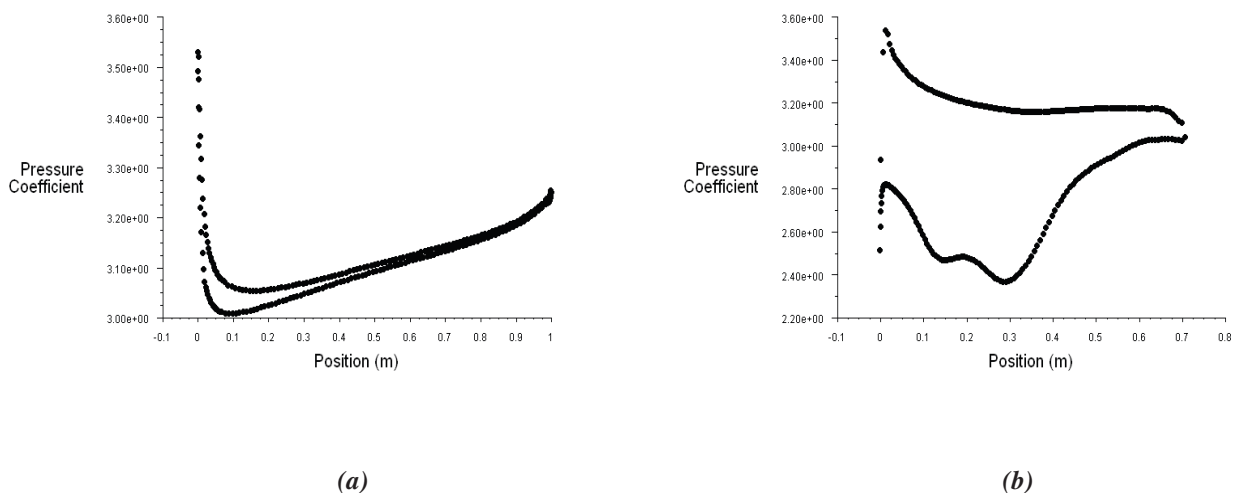


Figure VI.79 : distribution pariétale du coefficient de pression autour du profil NACA 0012 (a) et du profil NACA 65-10% (b)

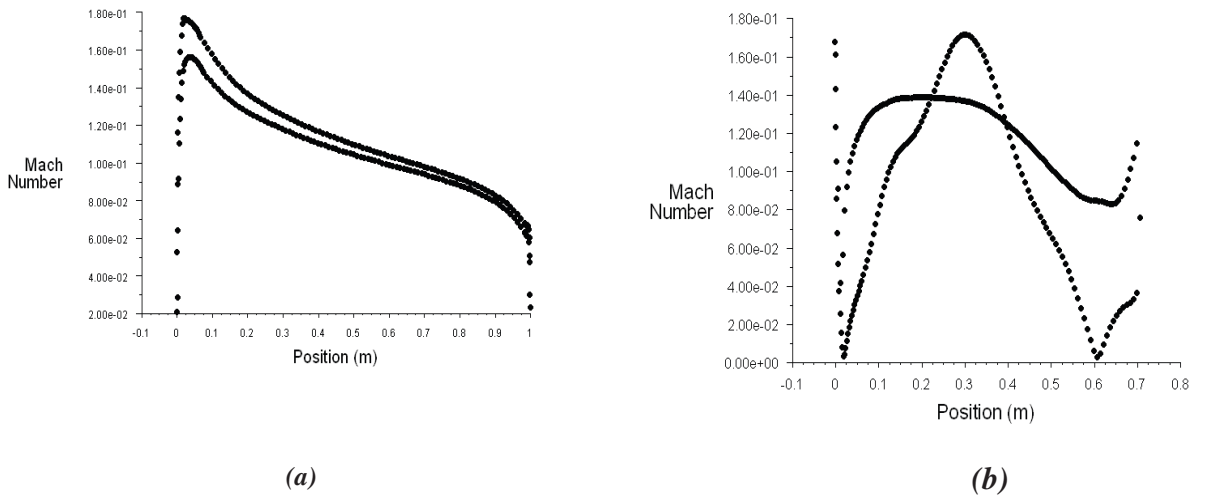


Figure VI.80 : distribution pariétale du nombre de Mach autour du profil NACA 0012 (a) et du profil NACA 65-10% (b)

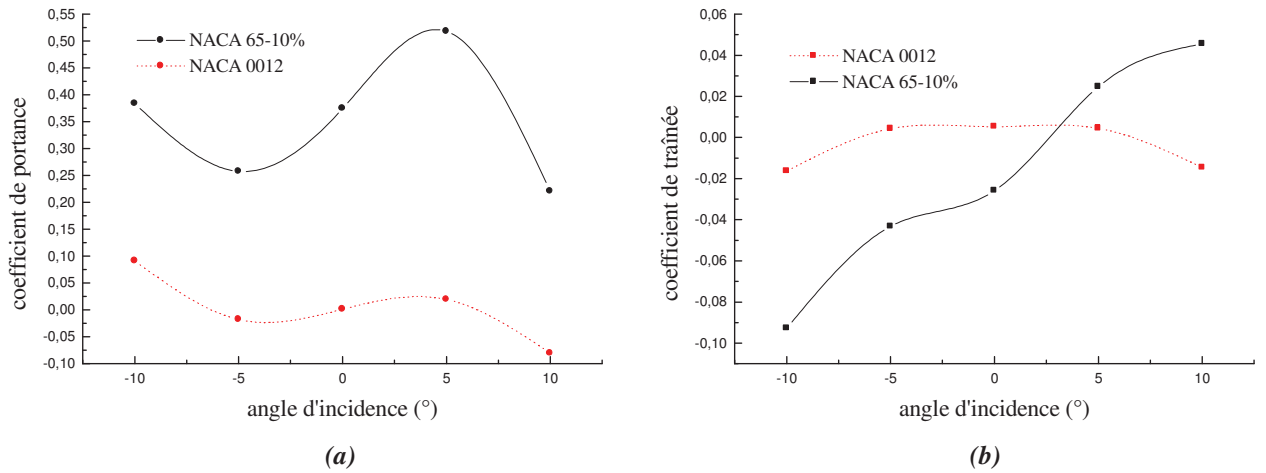


Figure VI.81 : Comparaison des coefficients de portance (a) et de traînée (b) des profils NACA 0012 et NACA 65-10 % en fonction de l'angle d'incidence avec $M_a = 0.3$ et $\tau = 1.2$

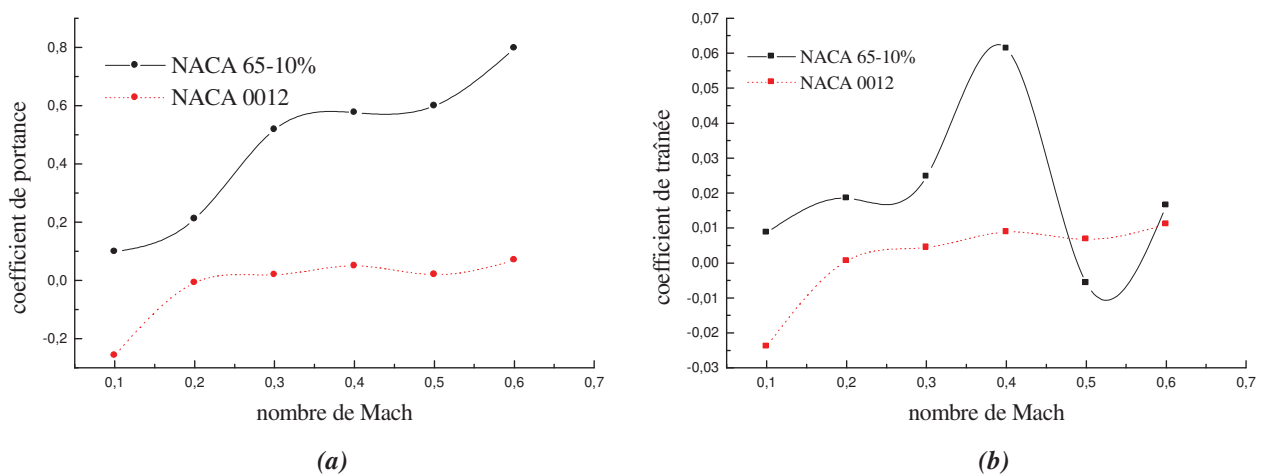


Figure VI.82 : Comparaison des coefficients de portance (a) et de traînée (b) des profils NACA 0012 et NACA 65-10 % en fonction du nombre de Mach avec $i = 5^\circ$ et $\tau = 1.2$

On a aussi tracé l'évolution comparée de l'amplitude maximale de la flexion verticale, qui représente le déplacement prépondérant des aubes pour les deux profils, en fonction de l'incidence figure VI.83 (a) et en fonction du nombre de Mach figure VI.83 (b). On constate que contrairement au profil dissymétrique dont l'amplitude maximale croît continuellement en fonction de l'incidence et du nombre de Mach, le profil symétrique présente un angle de transition qui est de 0° pour lequel l'amplitude maximale est presque nulle. Pour des angles supérieurs et inférieurs le comportement du profil est semblable c'est-à-dire que l'amplitude croît de plus en plus avec des valeurs similaires quand l'angle augmente en valeur absolue. On observant les figures représentant respectivement la comparaison des évolutions des énergies au cours du temps (fig.VI.84) et la comparaison des travaux aérodynamiques (fig. VI.85 (a) et (b)) on aperçoit l'effet de la cambrure du profil qui est du à la distribution de l'épaisseur et son impact considérable sur la stabilité du profil. L'énergie acquise par le profil NACA 0012 est très faible conduisant à un travail aérodynamique presque nul ce qui lui permet de contenir une stabilité aérodynamique quelque soit l'angle d'incidence (fig.VI.85 (a)) et quelque soit le nombre de Mach (fig.VI.85 (b)) et ce pour les conditions de fonctionnement choisies pour ces simulations.

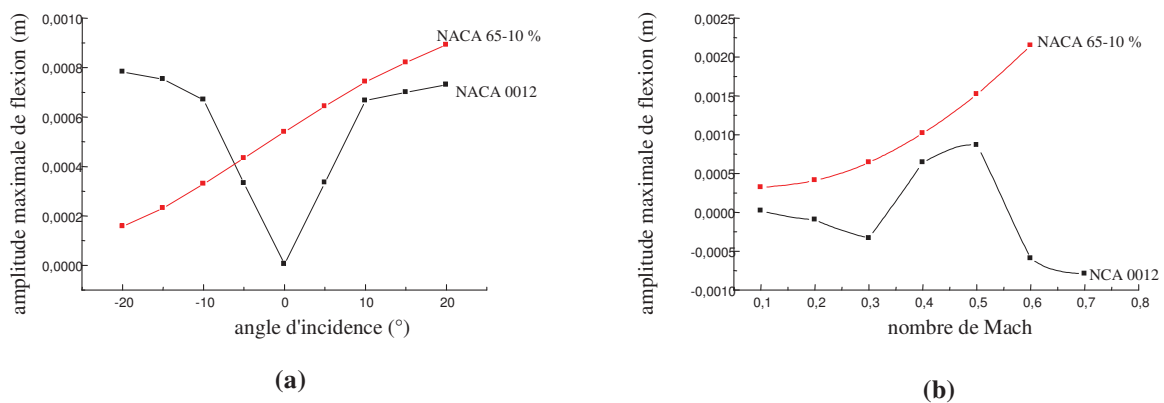


Figure VI.83 : Comparaison de l'évolution de l'amplitude maximale de flexion verticale en fonction de l'angle d'incidence (a) et du nombre de Mach (b) pour les profils NACA 0012 et NACA 65-10%

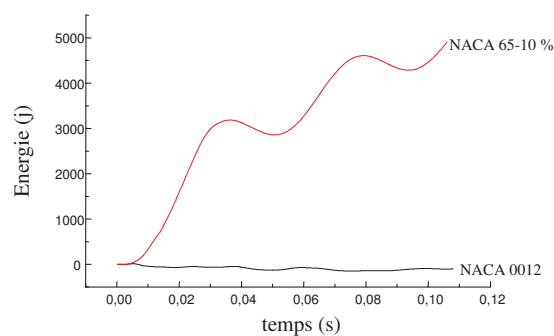


Figure VI.84 : Comparaison de l'évolution de l'énergie transférée à la structure pour les profils NACA 0012 et NACA 65-10 %

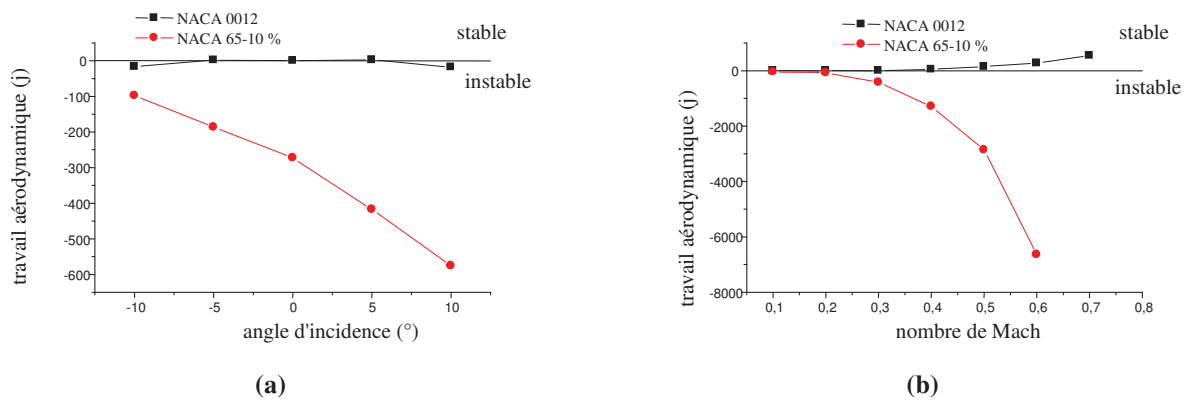


Figure VI.85 : Comparaison de la variation du travail aérodynamique total par cycle de mouvement en fonction de l'angle d'incidence (a) et le nombre de Mach (b) pour les profils NACA 0012 et NACA 65-10%

V. CONCLUSION

Parmi les paramètres qui viennent d'être décrits, certains ont été fixés afin de ne garder variables que les paramètres susceptibles d'influencer de la façon significative le comportement aéroélastique du profil. Un nombre réduit de paramètres permet de tirer plus facilement des conclusions d'une étude paramétrique, tout en se réservant la possibilité de revenir au besoin sur ce choix ou d'étoffer ultérieurement le jeu des paramètres retenus.

Il est clair à la vue des précédents calculs, qu'un couplage fluide-structure appliqué au cas d'une aube de compresseur axial peut s'avérer riche d'informations. N'ayant que peu de données expérimentales sur le sujet, il est encore difficile d'établir une comparaison efficace. Cependant, ces calculs mêlant seulement les non linéarités aérodynamiques sont encourageants et ont permis de montrer la robustesse et l'efficacité des schémas utilisés, à la fois pour le fluide, la structure et pour l'algorithme de couplage.

On constate que les paramètres de fonctionnement ont un effet considérable sur la distribution des différentes grandeurs étudiées dans cette partie notamment le travail aérodynamique au dépend duquel nous pouvons juger de la stabilité ou la non stabilité du profil. Pour une géométrie de compresseur typique les effets de multiétages peuvent avoir un impact plus grand sur l'amortissement aérodynamique que les effets de l'aube réelle et l'amortissement aérodynamique d'une roue d'aube qui est une partie de la machine multiétagée peut être significativement différent de celui prédit en utilisant une roue d'aube isolée.

La première conclusion que l'on peut tirer de cette étude paramétrique concerne l'effet du nombre de Mach. Il semble effectivement prépondérant par rapport à celui des autres paramètres, le nombre de Mach intervient bien évidemment de façon importante dans le calcul aérodynamique.

L'étude du phénomène des cycles limites sur le système aéroélastique à trois degrés de liberté a permis de comprendre une partie des mécanismes physiques les régissant.

La définition des LCOs est floue dans une partie du monde des aéroélasticiens [169]. Même si en effet, les cycles limites ont une réponse stable du système aéroélastique, elle peuvent se caractériser par un travail aérodynamique négatif. Seule une résolution dans le domaine temporel du système non linéaire permet de déterminer si le système aéroélastique est susceptible d'être confronté à un phénomène destructif.

Du point de vue de la précision des résultats obtenus, sur la base des coefficients aérodynamiques globaux, on peut apprécier les performances très satisfaisantes du schéma dans le logiciel.

Les phénomènes d'aéroélasticité statique n'étant pas nécessairement néfastes à la structure, dès lors qu'ils sont pris en compte dans le dimensionnement des pièces, on cherche alors généralement à fixer les conditions de fonctionnement de façon à éviter l'apparition des phénomènes dynamiques qui peuvent entraîner un endommagement de la structure ou tout au moins à en limiter fortement les effets.

Par ailleurs, dans des conditions où, en principe, il n'y a pas d'instabilité, une mauvaise alimentation peut créer des flottements locaux induisant de fortes vibrations des aubes.

Pour montrer quels sont les principaux mécanismes qui permettent à l'écoulement de transférer une partie de son énergie dans la structure en vibration, une vision claire de ces mécanismes est utile pour apprécier les risques d'instabilité des configurations structure-écoulement et pour orienter la recherche de solutions actives ou passives rétablissant la stabilité.

Il faut cependant noter que la modélisation de la turbulence reste un point capital de la simulation d'écoulements instationnaires turbulents mettant en jeu des phénomènes complexes comme l'interaction d'un choc et d'une couche limite. Le choix minutieux des modèles et paramètres régissant la prise en compte de la turbulence dans le calcul s'avère souvent déterminant pour le succès de telles simulations [169].

Toutes les simulations concernant le couplage fluide-structure ont été effectuées avec le modèle de Spalard-Allmaras, il serait alors intéressant de tester sur ces configurations d'autres modèles de turbulence, en particulier des modèles à deux équations de transport.

Cependant, nous avons vu après ces simulations que le processus de déformation de maillage est très délicat, une variation trop brusque d'un paramètre tel que l'incidence ou le nombre de Mach entraîne des problèmes numériques importants.

Pour une même configuration, et mêmes conditions de fonctionnement le calcul aéroélastique couplé est plus coûteux en temps de calcul qu'un calcul aérodynamique classique. Il faut plus d'itérations pour faire converger le calcul. Par conséquent, compte tenu de la taille du maillage qui contient 18749 nœuds, un calcul aérodynamique classique demande 02 heures alors qu'un calcul aéroélastique couplé demande environ 08 heures de calcul.

Une meilleure compréhension des phénomènes physiques est essentielle pour améliorer les performances et la conception des turbomachines modernes. La plupart des techniques de dessins actuelles sont basées sur une analyse aérodynamique stationnaire [35], alors qu'une turbomachine génère un écoulement hautement 3-D, instationnaire et périodique en temps. Il devient donc important de pouvoir évaluer le plus précisément possible l'influence des instationnarités périodiques, notamment sur la génération des pertes, et d'étendre les techniques de conception de manière à prendre en compte les phénomènes instationnaires. Les simulations numériques instationnaires se placent donc comme un outil prometteur pour la conception de turbomachines performantes, à condition toutefois d'être d'un coût de calcul abordable.

Conclusion Générale et Perspectives

En conclusion de ce mémoire, il apparaît important, de dresser un bilan du travail effectué tant du point de vue de la contribution dans le domaine de la simulation numérique des écoulements dans les turbomachines que du point de vue de la contribution dans le domaine de l'interaction fluide-structure. L'objectif principal de ce travail de thèse, consistait à développer un modèle de couplage fluide-structure permettant d'analyser le comportement aéroélastique d'un profil d'aile de compresseur axial. La structure étant en mouvement rigide, nous avons proposé un outil numérique permettant l'étude des instabilités vibratoires auto-entretenues (phénomène de flottement et cycles limites) ainsi que les instabilités en mouvement forcé en translation ou en rotation (le profil d'aube possédant un ou deux degrés de liberté relatifs aux mouvements de flexion et/ou de torsion) et ceci dans le domaine temporel.

Dans ce mémoire, nous avons présenté plusieurs démarches d'analyse, visant d'une part à expliquer la structure complexe de l'écoulement se développant en compresseur axial et d'autre part, à comprendre et quantifier les effets des mécanismes instationnaires inhérents aux interactions fluide-structure. Cette dernière thématique est au coeur de nombreuses activités actuelles tant numériques qu'expérimentales, puisque les interactions instationnaires entre fluide et structure modifient de manière sensible les niveaux de pertes et les transferts d'énergie.

La simulation numérique des écoulements fournit le seul moyen d'accéder aux informations détaillées du champ étudié, les essais réels sur les turbomachines, avec des mesures détaillées dans les canaux tournants étant difficiles, coûteux et, dans beaucoup de cas, impossibles. La capacité à tester de nombreux paramètres était un avantage qui a fait de la simulation numérique un outil adaptable et performant dans le cadre de l'étude de ces instabilités. Toutes les études sont réalisées sur des machines représentatives de machines réelles.

Afin de montrer les capacités du logiciel Fluent utilisé dans ce travail à modéliser la dynamique instationnaire d'un fluide compressible ceci a nécessité que l'on s'intéresse d'abord à l'aspect comparatif entre des études expérimentales ainsi que des études réalisées avec d'autres codes et nos simulations numériques.

Nous avons ainsi conduit, dans la première partie de l'étude, des simulations numériques dans lesquelles trois cas de profils NACA ont été considérés. Ces simulations nous ont permis de déterminer les caractéristiques de l'écoulement autour de profils d'aubes, similaires à celles d'un compresseur axial, nous nous sommes principalement intéressés à la distribution du coefficient de pression et des coefficients aérodynamiques de portance et de traînée. Nous avons présenté des résultats de calcul d'écoulement autour d'un profil bidimensionnel symétrique le NACA 0012 qui est un profil conventionnel et qui a été largement utilisé et étudié.

Le deuxième type de profil constitue la grille d'aubes de la première configuration standard. La comparaison des résultats a montré que leur dispersion reste très modérée, elle est comprise entre 0,3 % et 13 %.

Le troisième type de profil sur lequel notre étude est basée est le profil non symétrique NACA 65-10 % qui est un profil très utilisé dans le domaine des turbomachines (compresseurs axiaux). Beaucoup d'efforts ont été investis dans le maillage afin de fournir des résultats de qualité.

Pour bien modéliser l'écoulement autour d'une géométrie aussi complexe notamment dans les régions des bords d'attaque, de fuite et à proximité de la paroi et bien décrire sa réalité plusieurs modèles régissant l'écoulement ont été comparés et nous avons opté pour le modèle visqueux turbulent. Le modèle à une équation de transport de Spalart-Allmaras a donné de bons résultats en le comparant avec le modèle k- ϵ montrant ainsi sa capacité à prédire un tel écoulement, il a permis de capturer avec précision l'interaction choc/couche limite et l'instationnarité du décollement de la couche limite. Les résultats obtenus ont mis en évidence les rôles prépondérants des paramètres de fonctionnement qui sont ici l'angle d'incidence, le nombre de Mach, le rapport de pression et la vitesse de rotation du profil dans la variation des efforts aérodynamiques du fluide sur le profil, efforts évidemment liés à la forme de l'écoulement engendré par le profil global d'aubes.

Dans la deuxième partie de l'étude, nous nous sommes intéressés à un problème d'aéroélasticité dynamique qui vise à améliorer la connaissance de l'écoulement aérodynamique autour de l'aube centrale d'une grille d'aubes droite et à mieux comprendre les phénomènes de réponse auto excitée dans les compresseurs axiaux et qui porte aussi sur la possibilité d'exploiter les phénomènes aéroélastiques en vue d'améliorer les performances des compresseurs. Le but des simulations numériques était d'identifier les aspects importants du comportement aéroélastique instationnaire du profil d'aube. L'ensemble des résultats issus de ces simulations permet ensuite de construire une base de données instationnaires qui permet à son tour d'analyser l'évolution du comportement aéroélastique et de déterminer ainsi les domaines de stabilité des aubes.

Pour ceci, nous avons en premier lieu, répertorié et présenté plusieurs techniques numériques de couplage fluide-structure disponibles dans la littérature. Nous avons ensuite opté pour le couplage « faible » dont nous avons détaillé la mise en œuvre. Ce type de couplage repose sur un dialogue entre deux codes dont l'un est dédié à la structure et l'autre au fluide. Ainsi, il est très rapidement ressorti qu'il s'agissait d'une technique très souple préservant la modularité de chacun des codes de calcul à coupler et permettant de bénéficier des méthodes les plus performantes dans chacune des disciplines. Les géométries du fluide et du solide sont envisagées comme deux domaines complémentaires qui se déforment au fur et à mesure que le fluide et le solide agissent l'un sur l'autre. Nous avons par conséquent résumé les méthodes numériques employées pour la mécanique des fluides en milieu évolutifs (techniques de changement de repère, technique ALE...). Un intérêt particulier a été porté à la technique dite de maillage dynamique et la loi de conservation géométrique (GCL) que celle-ci doit respecter. C'est cette technique que nous avons retenue pour notre étude.

Nous avons résolu les équations de solide élastique via une UDF (User Defined Function) avec succès. Nous avons ainsi pu modéliser les déplacements d'un profil d'aube à l'intérieur d'un écoulement d'air et obtenir plusieurs résultats intéressants. Pour le mouvement forcé, il nous a été possible de simuler un profil oscillant en mode flexion et torsion. Plusieurs cas ont été simulés en faisant varier les conditions de fonctionnement

(l'incidence, le nombre de Mach, le taux de pression et la vitesse de rotation) de manière à couvrir l'ensemble des régimes de fonctionnement des compresseurs. Nous avons constaté que le profil oscillant était plus sollicité par le fluide que le profil fixe et nous avons vu en quoi la prise en compte du mouvement oscillatoire du profil dissymétrique joue sur les résultats obtenus. Ces résultats ont montré (pour une amplitude et une fréquence constantes du mouvement) l'influence de la variation des conditions de fonctionnement sur la frontière de stabilité de l'aube. Nous avons déterminé, pour une incidence nulle, la vitesse de l'écoulement qui conduit au mode aéroélastique instable du profil et qui correspond à un nombre de Mach de 0,45. Cette limite est intimement lié à l'angle d'incidence en outre pour des incidences plus élevées la limite de stabilité est déplacée vers des nombres de Mach plus grand contrairement au cas des incidences négatifs pour lesquels le profil est aéro dynamiquement instable quelque soit le type d'écoulement subsonique ou transsonique. Pour remédier à ce problème, toujours d'après nos résultats, nous devons opter pour le profil symétrique car dans ces conditions ce dernier est stable. S'agissant de la variation du taux de pression et de la vitesse de rotation, il s'est avéré que les profils sont plus stables quand ils sont placés, dans des écoulements à taux de pression élevé, à condition que l'incidence soit positive, et que la vitesse de rotation a un effet stabilisateur sur les profils. La contribution des forces centrifuges se manifeste par un amortissement du mouvement du profil ainsi les aubes d'une grille fixe seront soumis à des efforts moins importants que les grilles mobiles.

La déformation de maillage au niveau de la structure ne nous a pas permis d'aborder les grands déplacements. Une manière plus générale pour décrire le cas de grands déplacements même avec une technique de remaillage reste manquante et les efforts mathématiques et numériques allant dans ce sens n'ont souvent été abordés que pour de petits déplacements ou en considérant un mouvement de corps rigide connu a priori.

On a constaté que les paramètres de fonctionnement ont un effet considérable sur la stabilité du profil, par ailleurs les paramètres du mouvement (amplitude et fréquence) sont importants et la connaissance de leur action est essentielle.

Dans la dernière partie de cette étude, nous avons déterminé les efforts aérodynamiques instationnaires et étudié par la suite le comportement aéroélastique du même profil sous l'influence de ces forces aérodynamiques mais cette fois ci avec un mouvement libre. Le mouvement du profil est pris en compte par un modèle à 3 degrés de liberté le battement vertical, le battement horizontal et la rotation autour de l'axe élastique. L'étude du comportement aéroélastique a porté d'abord sur la caractérisation du mouvement (flottement ou LCO) ensuite l'analyse en détail des mécanismes de transfert d'énergie entre le fluide et la structure et enfin la recherche des zones de stabilité pour des conditions aérodynamiques susceptibles d'être rencontrées par des aubes de compresseur pour déterminer ainsi les régimes de fonctionnement stables et instables. Plusieurs expériences numériques ont été réalisées en faisant varier, toujours, les conditions relatives à l'écoulement qui sont l'angle d'incidence, le taux de pression, le nombre de Mach et la vitesse de rotation ainsi que les conditions relatives à la structure représentées par la forme du profil (cambrure).

Il a été constaté d'après les résultats obtenus que malgré un écoulement amont subsonique ($M = 0,6$) les effets non linéaires d'origine aérodynamique (apparition de choc) peuvent induire l'apparition de réponse stable du système aéroélastique sous la forme de cycles limite (oscillations d'amplitude finie). Les effets dynamiques induits par le mouvement de la géométrie combinés à un angle d'incidence élevé font que l'écoulement devient localement transsonique durant une partie du cycle d'oscillation du profil. En fait, ces

oscillations entretenues sont de faible amplitude. Néanmoins, elles contribuent à la fatigue de la structure et peuvent ainsi provoquer une ruine à long terme.

Pour toutes les conditions de fonctionnement analysées, le mouvement selon l'axe vertical est toujours prépondérant par rapport aux deux autres et c'est suivant ce sens que le profil est le plus sollicité. Quoique l'amplitude de la flexion verticale soit faible par rapport à l'épaisseur du profil, ceci étant dû aux caractéristiques du matériau, l'analyse des résultats montre que l'amplitude du déplacement subit une amplification de manière quasi linéaire avec l'augmentation des paramètres de fonctionnement (l'incidence, le nombre de mach et le taux de pression) hormis la vitesse de rotation où l'amplitude subit une diminution. Ceci montre que l'effet centrifuge contribue non seulement à réduire l'effort appliqué sur l'aube mais il contribue aussi à amortir les vibrations du profil. L'augmentation de l'incidence possède deux impacts, un impact positif dans la mesure où la période des vibrations va augmenter ainsi le nombre de cycles sera réduit et le risque de fatigue sera atténué. Le deuxième impact qu'on juge négatif puisque l'amplitude de la flexion va s'amplifier ainsi le problème de rupture se posera d'avantage. Les résultats obtenus nous ont permis d'établir des frontières de stabilité du profil dépendamment des conditions de fonctionnement et de la géométrie du profil. On s'est aperçu que l'énergie acquise par le profil symétrique est très faible par rapport à celle acquise par le profil dissymétrique ceci conduit à un travail aérodynamique presque nul ce qui lui permet de contenir une stabilité aérodynamique quelque soit l'angle d'incidence et quelque soit le nombre de Mach et ce pour les conditions de fonctionnement choisies pour ces simulations. Mais le profil dissymétrique, en raison de sa cambrure positive, conduit à une portance plus importante que le profil symétrique.

Les résultats numériques représentent une source précieuse d'informations à condition qu'ils soient représentatifs de l'écoulement réel : or si tel était le cas, réaliser des mesures n'aurait plus d'intérêt. Les résultats des simulations numériques doivent donc, en l'état actuel des développements, être examinés et utilisés avec prudence.

Des méthodologies de traitement et d'analyse de l'information sont établies, afin d'extraire les enseignements utiles pour le scientifique et pour l'industriel.

Les résultats numériques confirment que le logiciel Fluent est capable de prédire les écoulements complexes dans des géométries courbées et avec des régimes variables, qu'il permet une bonne estimation de l'aérodynamique instationnaire et qu'il peut être utilisée pour la simulation du phénomène aéroélastique dans le domaine temporel, pour un temps de calcul raisonnable. Malgré que son apprentissage nécessite beaucoup de temps, ce logiciel est équipé de modules très puissants de pré processing et de post processing.

Bien que la démarche soit essentiellement numérique, les liens étroits établis entre les activités expérimentales et numériques doivent être maintenus, voire renforcés.

La démarche générale de l'interaction fluide-structure présentée dans ce mémoire constitue une procédure pour la prédiction et la compréhension des phénomènes associés au fonctionnement des turbomachines et leurs effets qui pourraient être exploités pour améliorer les performances aérodynamiques des profils [181] et peut aussi rentrer dans le cadre du "pre-design" des turbomachines à fluide compressible. Cette phase préliminaire est devenue indispensable dans le domaine de l'engineering, ce qui permet de donner une approche de la machine avant son dimensionnement, de réaliser un gain économique très important et d'avoir ainsi une idée exacte de ce qu'on veut réaliser. Il est aussi intéressant d'intégrer à la chaîne de conception la prise en compte de l'interaction aéroélastique au niveau des aubes dans la perspective de maximiser sa portée et de connaître la bonne tenue élastique du matériau.

Le travail présenté dans ce mémoire a concerné des compresseurs monoétagés, une extension naturelle concerne l'analyse des interactions dans les machines multiétagées.

Ce travail s'adresse aux grilles de compression équipant les compresseurs mais il est facilement transposable aux grilles de détente.

La complexité du problème à traiter n'est limitée que par l'espace mémoire disponible sur l'ordinateur et le temps réel que l'utilisateur est prêt à attendre pour avoir son résultat. Pour une analyse bidimensionnelle, un ordinateur personnel convient bien pour un ingénieur faisant de la recherche car on peut obtenir des résultats en quelques heures. En revanche, les problèmes en 3D, très gourmands en puissance, nécessitent des machines très puissantes. Bien que le coût du calcul soit très élevé, la simulation d'un temps physique conséquent reste accessible grâce à l'apport des méthodes de calcul parallèle sur des machines puissantes.

Perspectives

Les perspectives de cette étude pourraient être de développer notre outil numérique pour la simulation aéroélastique d'une configuration tridimensionnelle. Toutefois, il est nécessaire de disposer d'un code de calcul de structure. A terme, il devra être mis au point un outil numérique pour la simulation aéroélastique d'un compresseur complet et cela pour un coût numérique raisonnable. L'outil couplé fluide/structure mis en place dans le cadre de cette thèse nous permet dès à présent d'envisager plusieurs actions. En premier lieu, nous pouvons poursuivre l'amélioration des procédures d'échange aux interfaces. On peut également mettre pleinement à profit le parallélisme des codes pour augmenter les performances informatiques. Enfin, on peut étendre le couplage et l'enrichir par l'étude d'autres interactions (déformation de la paroi, calcul thermique, ...).

Bibliographie

- [1] **I. Trebinjac**, *Mesure et Analyse des Ecoulements Tridimensionnels et Instationnaires dans les Turbomachines à Haute Vitesse*, Habilitation à diriger des recherches, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [2] **J-C. Chassaing**, *Aéroélasticité Supersonique d'une Surface Portante 2-D*, Proposition de Stage de M1, Institut Jean Le Rond d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2009.
- [3] **N. Bodard**, *Interaction Fluide-Structure par la Méthode des Eléments Spectraux*, Thèse de Doctorat N° 3603, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 2006.
- [4] **R. Glowinski, T-W. Pan, T.I. Helsa, D.D. Joseph, et J. Periaux**, *A Distributed Lagrange Multiplier/Fictitious Domain Method for the Simulation of Flow Around Moving Rigid Bodies: Application to Particulate Flow*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 184, pp. 241-268, 2000.
- [5] **R. Glowinski, T-W. Pan et J. Periaux**, *A Fictitious Domain Method for Dirichlet Problem and Applications*, Comput. Meth. Appl. Mech. Engrg., 111: pp. 283-303, 1994.
- [6] **C. Grandmont, V. Guimet et Y. Maday**, *Existence de Solutions d'un Problème de Couplage Fluide-Structure Bidimensionnel Instationnaire*, Math. Prob. in Mech., 326(1): pp. 525–530, 1998.
- [7] **P. Krysl et L. Endres**, *Explicit Newmark/Verlet Algorithm for Time Integration of the Rotational Dynamics of Rigid Bodies*, Intern. J. Num. Meth. Engrg., 63: pp. 2171-2193, 2004.
- [8] **P.A. Mendes et F.A. Branco**, *Analysis of Fluid-Structure Interaction by an Arbitrary Lagrangian-Eulerian Finite Element Formulation*, Int. J. Numer. Meth. 30: pp. 897-919, 1999.
- [9] **T. Nomura et T.J.R. Hughes**, *An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Finite Element Method for Interaction of Fluid and a Rigid Body*, Computer Methods in Applied Mechanics Engineering. 95: pp. 115-138, 1992.
- [10] **I. Robertson, L. Li, S.J. Sherwin et P.W. Bearman**, *A Numerical Study of Rotational and Transverse Galloping Rectangular Bodies*, J. of fluids and structure, 17: pp. 681-699, 2003.
- [11] **A. Charmeau**, *A Computational Thermal-Fluid Modeling Approach to Pulsed and Steady Gas Core Reactors*, Thesis Presented to the Graduate School of the University of Florida in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Master of Science, 2004.

- [12] **S. B. Chambers**, *Investigation of Combustive Flows and Dynamic Meshing in Computational Fluid Dynamics*, Thesis Submitted to the Office of Graduate Studies of Texas A&M University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science, 2004.
- [13] **P-Y. Passaggia**, *Numerical Simulation of Nucleate Boiling and Application to Hypervaportrons*, Thesis submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science, Cranfield University, 2007.
- [14] **S. Djouimaa**, *Simulation de l'Écoulement Transsonique Turbulent Autour d'une Aube de Turbine*, Thèse de Doctorat en génie mécanique option énergétique, Département Mécanique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université de Batna, 2007.
- [15] **L. Ait Moudid**, *Couplage Fluide-Structure pour la Simulation Numérique des Écoulements Fluides dans une Conduite à Parois Rigides ou Élastiques en Présence d'Obstacles ou Non*, Thèse de Doctorat, Université d'Artois, Faculté des Sciences Jean Perrin, 2007.
- [16] **F. Axisa**, *Modélisation des Systèmes Mécaniques, Interactions Fluide Structure*, Hermès, 2001.
- [17] **R. Dat**, *Sur les Mécanismes de Couplage Écoulement-Structure*, Revue Française de Mécanique N° 1995-1, pp. 13-22.
- [18] **F.W. Lanchester**, *Torsionnal Vibrations of the Tail of an Airplane*, R & M 276, Part 1, 1916.
- [19] **M. Naudin, J-M Pugnet**, *Vibrations et Contraintes Alternées dans les Turbomachines*, Techniques de l'ingénieur BM4175, 1999.
- [20] **S.Giuliani J. Donea et J.P. Halleux**, *An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Finite Element Method for Transient Dynamic Fluid-Structure Interactions*, Comp.Meth. in Applied Mechanics and Engineering 33, pp. 689- 723, 1982.
- [21] **E.H. Dowell**, *Aeroelasticity of Plates and Shells*, Noordhoff International Publishing, 1975.
- [22] **Y.C.Fung**, *An Introduction to the Theory of Aeroelasticity*, Wiley and Son, New York, 1958.
- [23] **H. Tran, B. Koobus, et C. Farhat**, *Numerical Simulation of Vortex Shedding Flows Past Moving Obstacles Using the $k-\varepsilon$ Turbulence Model on Unstructured Dynamic Meshes*, Revue Européenne des Eléments Finis, Vol. 6, N°. 5/6, pp. 611-642, 1998.
- [24] **M. P. Rast**, *Simultaneous Solution of the Navier-Stokes and Elastic Membrane Equations by a Fem*, Int.Journal for Num. Meth. In Fluids, Vol.19, pp. 1115-1135, 1994.
- [25] **C.A. Marchaj**, *Aero-Hydrodynamics of Sailing*, Dodd, Mead and Company, New York, 1979.

- [26] **E. Lefrançois**, *Modèle Numérique de Couplage Fluide-Structure pour l'Etude des Phénomènes Aéroélastiques avec Applications aux Moteurs Fusée*, Thèse de Doctorat Discipline Physique, Faculté des Sciences de l'Université de Rouen France, 1998.
- [27] **T. Fanion, M.A. Fernandez et P. Le Tallec**, *Deriving Adequate Formulations for Fluid-Structure Interactions Problems : from ALE to Transpiration*, Revue Européenne Eléments Finis, 9(6-7), pp. 681-708, 2000.
- [28] **J.Y. Renou**, *Une Méthode Eulérienne pour le Calcul des Forces Fluide-Elastiques*, PhD Thesis, Université de Paris VI, 1998.
- [29] **S. Piperno**, *Interaction Fluide-Structure*, Mastère de Mécanique Numérique, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2005-2006
- [30] **Idris**, *La lettre de l'IDRIS*, 2002, disponible sur le site <http://www.idris.fr>
- [31] **P. Métier**, *Modélisation, Analyse Mathématique et Applications Numériques de Problèmes d'Interaction Fluide- Structure Instationnaires*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, Ecole Doctorale de Sciences Mathématiques de Paris Centre, 2003.
- [32] **A. Leroyer et M. Visonneau**, *Simulations d'Écoulements Autour de Corps en Mouvement*, Ecole Centrale de Nantes, Laboratoire de Mécanique des Fluides, Division Modélisation Numérique, UMR CNRS 6598, 16^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nice, 1-5 septembre 2003.
- [33] **Ch. Hirsch**, *Développements Récents des Méthodes de Calculs dans les Turbomachines*, Revue Française de Mécanique N° 4, pp. 5-10, 1988.
- [34] **G. Meauze**, *Turbomachines: Calcul des Écoulements Compressibles*, Techniques de l'ingénieur, B4181, pp. 1-20.
- [35] **J. Neubeauer**, *Aérodynamique 3-D Instationnaire des Turbomachines Axiales Multi-Etages*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6, Spécialité : Mécanique, 2004.
- [36] **I. Zentner**, *Etude de la Stabilité de Systèmes Aéroélastiques en Présence d'Excitations Aléatoires Multiplicatives*, Thèse de Doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Discipline: Structures et Matériaux, 2005.
- [37] **E. José**, *Modélisation en Régime Nominal et Partiel de l'Écoulement Méridien dans les Turbomachines Axiales et Hélicocentrifuges*, Thèse de Doctorat, Spécialité Mécanique, Laboratoire d'Energétique et Mécanique des Fluides Internes, Arts et Métiers [ENSAM], 2002.
- [38] **J.M. Verdon et J.R. Caspar**, *Development of a Linear Unsteady Aerodynamic Analysis for Finit-Deflection Subsonic Cascades*, AIAA J.,20, N°.9, pp. 1259-1267, 1982.
- [39] **H. Wagner**, *Über die Entstehung des Dynamischen Auftriebes Von Tragflügeln*, Math. Mech., 1925.

- [40] **H. Küssner et V. F. Schwingungen**, *Luftfahrtforschung*, 4, 1929.
- [41] **T. Theodorsen**, *General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter*, Rap. tech. 496, NACA report, 1934.
- [42] **E. Breitbach**, *Effects of Structural Nonlinearities on Aircraft Vibration and Flutter*, Rap. tech. 665, NATO AGARD, 1978.
- [43] **K.C. Hall, et E.F. Crawley**, *Calculation of Unsteady Flows in Turbomachinery using the Linearized Euler Equations*, AIAA J. ,27, N° 6, pp. 777-787, 1989.
- [44] **K.C. Hall et W.S. Clark**, *Linearized Euler Predictions of Unsteady Aerodynamic Loads in Cascades*, AIAA J., 31, N° 3, pp. 540-550, 1993.
- [45] **D.G. Holmes et H.A. Chuang**, *2D Linearized Harmonic Euler Flow Analysis for Flutter and Forced Response, in Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics, and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers*, H.M. Atassi, ed. Spinger-Verlag, New York, pp. 213-230, 1993.
- [46] **K.C. Hall et C.B. Lorence**, *Calculation of Three-Dimensional Unsteady Flows in Turbomachinery using the Linearized Harmonic Euler Equations*, ASME Journal of turbomachinery, Vol 115, pp. 800-809, April 1993.
- [47] **W-S. Clark et K-C. Hall**, *A Numerical Model of the Onset of Stall Flutter in Cascades*, American Society of Mechanical Engineers (ASME), paper, ppt.11, 1995.
- [48] **D.G. Holmes et C.B. Lorence**, *Three-Dimensional Linearized Navier-Stokes Calculations for Flutter and Forced Response, in Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines*, Proc. 8th international symposium held in Stockholm, Swenden, 14-18, T.H. Fransson, ed, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp.211-224, 1997.
- [49] **W-S. Clark et K-C .Hall**, *A Time-Linearized Navier-Stokes Analysis of Stall Flutter*, ASME Journal of turbomachinery, Vol 122, pp. 467-475, July 2000.
- [50] **F. Brahim**, *Simulation Numérique de l'Écoulement Instationnaire dans une Grille d'Aubes de Compression en Mouvement Vibratoire*, Mémoire de magister en énergétique, Département Énergétique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université M'Hamed Bougara, Boumerdes, 2003.
- [51] **K. Kousen et O. Bendiksen**, *Limit Cycle Phenomena in Computational Transonic Aeroelasticity*, J. of Aircraft , 31(6), pp. 1257-1263, 1994.
- [52] **Z. Dimitrijevic, G. Mortchelewicz et F. Poirion**, *Nonlinear Dynamics of a Two Dimensional Airfoil With Freeplay in an Inviscid Compressible Flow*, Aerospace Science and Technology, 4, pp. 125-133, 2000.
- [53] **E. Dowell, J. Thomas et K. Hall**, *Transsonic Limit Cycle Oscillation Analysis Using Reduced Order Aerodynamic Models*, J. Fluids and Structures, 19, pp. 17-27, 2004.

- [54] **M. A. Fernandez Varela**, *Modèles Simplifiés d'Interaction Fluide –Structure*, Thèse de Doctorat en sciences, Spécialité : mathématiques appliquées, Université Paris IX Dauphine, 2001.
- [55] **T. Fanion**, *Etude de Simulation Numérique des Phénomènes d'Aéroélasticité Dynamique, Application au Problème du Flottement des Avions*, PhD Thesis, Université de Paris IX, 2001.
- [56] **A. Alonso, A.D. Russo, C. Otero-Souto, C. Padra et R. Rodríguez**, *An Adaptive Finite Element Scheme to Solve Fluid-Structure Vibration Problems on Non-Matching Grids*, *Comput. Visual Sci.*, 4: pp. 67-78, 2001.
- [57] **M. Lesoinne, M. Sarkis, U. Hetmaniuk et C. Farhat**, *A Linearized Method for Frequency Analysis of Three-Dimensional Fluid/Structure Interaction Problems in All Flow Regimes*, *Comput. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 190: pp. 3121-3146, 2001.
- [58] **J. Mandel**, *An Iterative Substructuring Method for Coupled Fluid-Solid Acoustic Problems*, *J. Comput. Phys.*, 177: pp. 95-116, 2002.
- [59] **A. M´arquez, S. Meddahi et V. Selgas**, *A New BEM-FEM Coupling Strategy for Two Dimensional Fluid-Solid Interactions Problems*, *J. Comput. Phys.*, 199: pp. 205–220, 2004.
- [60] **H.J.-P. Morand et R. Ohayon**, *Fluid-Structure Interaction*, Lavoisier, Paris, 2001.
- [61] **S. Piperno**, *Simulation Numérique de Phénomènes d'Interaction Fluide Structure*, Thèse de Doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées (ENPC), Spécialité : mathématique appliquée, 1995.
- [62] **M.H. Akbari et S.J. Price**, *Simulation of Dynamic Stall for a NACA 0012 Airfoil Using a Vortex Method*, *J. of Fluids and Structures*, 17: pp. 855-874, 2003.
- [63] **F. Blom**, *Investigation on Computational Fluid-Structure Interaction*, PhD Thesis, num.1865, EPFL, Lausanne, 1998.
- [64] **C. Farhat et P. Geuzaine**, *Design and Analysis of Robust ALE Time-Integrators for the Solution of Unsteady Flow Problems on Moving Grids*, *Comput. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 193: pp. 4073-4095, 2004.
- [65] **C. Farhat, P. Geuzaine et G. Brown**, *Application of Three-Field Nonlinear Fluid-Structure Formulation to the Prediction of the Aeroelastic Parameters of F-16 Fighter*, *Comput. And fluids*, 32: pp. 3-29, 2003.
- [66] **C. Farhat, M. Lesoinne et P. Letallec**, *Load and Motion Transfer Algorithms for Fluid/Structure Interaction Problems With Non-Matching Discrete Interfaces: Momentum and Energy Conservation, Optimal Discretization and Application to Aeroelasticity*, *Comput. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 157: pp. 95-114, 1998.
- [67] **P.S. Murthy, V.S. Holla et H. Kamath**, *Unsteady Navier-Stokes Solutions for a NACA 0012 Airfoil*, *J. Comput. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 186: pp. 85-99, 2000.

- [68] **N. Gourdain**, *Simulation Numérique des Phénomènes de Décollement Tournant dans les Compresseurs Axiaux*, Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, Spécialité : Mécanique, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique - UMR 5509, 2005.
- [69] **L. Kozuch**, *Etude de l'Ecoulement Dans une Turbomachine Axiale Transsonique en Présence ou Non d'une Distorsion Amont, Validation d'un Outil de Simulation et Analyse Institutionnaire*, Thèse de Doctorat de l'Ecole centrale de Lyon, 2002.
- [70] **G. Meauze**, *Turbomachines : Calcul des Ecoulements Compressibles*, Techniques de l'ingénieur B 4181, pp. 1-20.
- [71] **Ch. Hirsch**, *Numerical Computation of Internal and External Flows*, Volume 1: *Fundamentals of Numerical Discretisation*, Volume 2: *Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows*, A Wiley-Interscience Publication, 2000.
- [72] **J. Bohbot**, *Simulation Numérique d'Ecoulements Transsoniques Autour de Voilures Mobiles et Analyse Aéroélastique du Flottement des Sections d'Ailes*, Thèse de Doctorat de l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2002.
- [73] **G.A. Gerolymos et I. Vallet**, *Wall-Normal-Free Reynolds-Stress Closure for Three-Dimensional Compressible Separated Flows*, AIAA Journal, Vol. 39, N° 10, pp.1833-1842, 2001.
- [74] **R. Berthet**, *Interaction Son-Ecoulement*, Thèse de Doctorat de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, Spécialité : Physique, 2001.
- [75] **M. E. Heyder et E. Turkel**, *Nonreflecting Boundary Conditions for Jet Flow Computations*, AIAA Journal, 33, 12, pp. 2264-2270, 1995.
- [76] **A. Hadjadj**, *Analyse Physique et Simulation Numérique des Ecoulements Compressibles Application aux Tuyères de Propulseurs*, Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, Spécialité : Mécanique des Fluides, 1997.
- [77] **C.H. Wu**, *A General Theory of Three-Dimensional Flow in Subsonic and Supersonic Turbomachine in Radial, Axial and Mixed Flow Types*, NACA TN 2604, 1952.
- [78] **C. Hirsch et G. Warzee**, *A Finit Element Method for Through Flow Calculations in Turbomachines*, J. Fluids Eng., Vol. 98, pp. 403-421, 1976.
- [79] **M. Pluiose**, *Génie Energétique Ingénierie des Turbomachines Circuits, Aubages, Vibrations, Effets Institutionnaires....*, Ellipses Edition Marketing S.A., 2003.
- [80] **R.Comelet**, *Mécanique Expérimentale des Fluides, Dynamique des Fluides Réels, Turbomachines*, Masson et C^{ie} Editeurs, 1976.
- [81] **A. Merabet et B. Necib**, *Etude des Caractéristiques Aérodynamiques des Ailes de Différentes Formes*, Algerian Journal of Applied Fluid Mechanics Vol 1, pp. 13-29, 2007.

- [82] **MW. Kutta**, *Auftriebskräfte in Stromenden to Flüssigkeiten*, Illustrierte Aeronautische Mitteilungen 1(6): 133, 1902.
- [83] **NE. Joukowski**, *Sur les Tourbillons Adjoints*, Travaux de la section physique de la Société Impériale des amis des sciences naturelles, Vol. 13, N°2, 1906.
- [84] **L. Prandtl**, *Application of Modern Hydrodynamics to Aeronautics NACA 116*, 1921.
- [85] **H. Sherwood**, *The First to Fly*, Aviation's pioneer days, Simonond Schuster Ed, New York, 1970.
- [86] **EK. Blum**, *Numerical Analysis and Computation Theory and Practice*, Addison-Wesley, 1972.
- [87] **BW. McCormick**, *Aerodynamics Aeronautics and Flight Mechanics*, 2nd ed., Wiley, New York, pp. 112-119, 1995.
- [88] **ML. Rasmussen et DE. Smith**, *Lifting-Line Theory for Arbitrary Shaped Wings*, Journal of Aircraft 36(2), pp. 340-348, 1999.
- [89] **CP. Van Dam, PM. Vijgen et BJ. Holmes**, *Aerodynamic Characteristics of Grescent and Elliptic Wings at High Angles of Attack*, AIAA Journal of Aircraft 28(4), 1991.
- [90] **EB. Kunder**, *Contribution of Methods for Calculating the Flow about Thin Lifting Wings at Transonic Speeds-Analytic Expression for the Farfeild*, NASA.TND-6530, 1971.
- [91] **ML. Henderson**, *A Solution of 2-D Separated Wake Modeling Problem and its Use to Predict CLmax of Arbitrary Airfoil Sections*, AIAA Paper, pp. 78-156 presented at the AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting, 1978.
- [92] **R. Epptev et D. M Somers**, *A Computer Program for the Design and Analysis of Low Speed Airfoils Including Transition*, NASATM- 80210, 1980.
- [93] **É. Foissac, B. Lerouyer et A. Meunier**, *Modélisation de la Méthode des Panneaux avec Tourbillons par Formulation de Ligne de Courant*, École Polytechnique Montréal
- [94] **R. Rey et R. Noguera**, *Aero-Hydrodynamique Interne des Machines, Profils, Grilles d'Aubes et Machines Axiales*, Arts et Métiers Paris Tech., 2008.
- [95] **J. L. Batoz et G. Dhatt**, *Modélisation des Structures par Eléments Finis*, Vol 1 et Vol 2, Hermès, 1990.
- [96] **P. Germain**, *Mécanique*, Tome I et II, Ecole Polytechnique, Ellipses, 1986.
- [97] **A-S. Mouronval**, *Etude Numérique des Phénomènes Aéroélastiques en Aérodynamique Supersonique, Application aux Tuyères Propulsives*, Thèse de Doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, France, Spécialité : Mécanique des fluides, 2004.

- [98] **P.C. Etter**, *Underwater Acoustic Modelling, Principles Techniques and Applications*, E and N SPON edition, 1996.
- [99] **M. Geradin et D. Rixen**, *Théorie des Vibrations, Application à la Dynamique des Structures*, Masson, 1993.
- [100] **X. Zhou et J. M. Wolff.**, *Transonic Compressor IGV/Rotor Interaction Analysis Including Fluid Structure Interaction*, Department of Mechanical & Materials Engineering, Wright State University Dayton, Ohio 45435-0001- AIAA Journal, pp. 1-10, 2004.
- [101] **D. Lornage**, *Dynamique Globale des Lignes d'Arbre de Turbomachines Couplées aux Fluides Environnants : Application aux Cas des Lames Fluide*, Thèse de Doctorat de l'INSA de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Structures, 2001.
- [102] **J. Ravoux**, *Réponse Forcée des Aubages de Turbomachines Liaisonnées par Nageoires*, Thèse de Doctorat, Laboratoire de Dynamique des Machines et des Structures INSA Lyon, 2003.
- [103] **P. Sénéchal**, *Dimensionnement Des Turbomachines*, Editeur : ENSAE, 1994.
- [104] **L. Stainier**, *Aéroélasticité (AERO-016) Notes de Cours*, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, Département Aérospatial et Mécanique, Année Académique 2005-2006.
- [105] **G. Naccarato**, *Instabilité du Flottement Gyroscopique des Convertibles*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers Centre de Paris, 2003.
- [106] **A.R. Collar**, *The Expanding Domain of Aeroelasticity*, The Royal Aeronautical Society, pp. 613-636, 1946.
- [107] **D. Allegret-Bourdon**, *Experimental Study of Fluid-Structure Interactions on a Generic Model*, Licentiate of Engineering Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, 2004.
- [108] **F. Rottmeier**, *Experimental Investigation of a Vibrating Axial Turbine Cascade in Presence of Upstream Generated Aerodynamic Gusts*, Thèse N°2758 de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 2003.
- [109] **B. Clark**, *Se Débarrasser des Mauvaises Vibrations*, CD-adapco, USA cad. magazine N° 131, pp. 44-47, Avril-Mai 2006.
- [110] **G. Kahl**, *Aeroelastic Effects of Mistuning and Coupling in Turbomachinery Bladings*, Thèse N°2629 de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 2002.
- [111] **E. Széchényi**, *Etude Expérimentale du Flottement d'Aubes de Compresseurs*, Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA), Revue Française de Mécanique N° 1983-2, pp. 33-36.

- [112] **Agard**, *Role of Unsteady Aerodynamics in Aircraft Response*, AGARD Report N° 679, ISBN 92-835-1364-9, p. 189, Presented at von Karman Institute, Belgium, 10-14 Mars, 1980.
- [113] **T.H. Theodorsen**, *General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter*, NACA Report 496, 1935.
- [114] **H. Glauert**, *The Effect of Compressibility on the Lift of Airfoils*, Proc.Roy.Soc.A., Vol. 118, 1928.
- [115] **H.G. Küssner**, *Schwingungen von Flugzeugflügeln*, Luftfahrtforschung, Vol. 4, pp. 41-62, 1929.
- [116] **H. Ashley**, *Update to Aeroelasticity*, AMR 23 (1970): 119-129, Applied Mechanics Update 1986, pp. 117-125, 1986.
- [117] **M.F. Platzer et F.O. Carta**, “*AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines*”, Vol. 1, Unsteady Turbomachinery Aerodynamics, AGARD-AG-298.Platzer, 1987.
- [118] **M.F. Platzer et F.O. Carta**, “*AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines*”, Vol. 2, Structural Dynamics and Aeroelasticity, AGARD-AG-298, 1988.
- [119] **A.V. Srinivasan**, *Flutter and Resonant Vibration Characteristics of Engine Blades*, ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 119, pp. 742-775, 1997.
- [120] **E. Széchényi**, *L'Aéroélasticité des Structures du Génie Civil*, Etudes en France Revue Française de Mécanique N° 1995-1, pp. 29-36.
- [121] **X. Ottavy**, *Cours de Turbomachine à Fluide Compressible*, ENSHMG 3^{ième} année, CNRS UMR 5509, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, Ecole Centrale de Lyon, Année 2006-2007.
- [122] **O. Bendiksen**, *Non-Linear Aspect of the Transonic Aeroelastic Stability Problem*, AIAA Paper, pp. 88-2306, 1988.
- [123] **H. Matsuhita et K. Saitoh**, *Two Degree-of-Freedom Nonlinear Math Model with Fourth Order Nonlinear Aerodynamics for Transonic Limit Cycle Flutter*, *International Forum of Aeroelasticity and Structural Dynamics*, Williamsburg USA, 1999.
- [124] **S. Morten et P. Beran**, *Hopf-Bifurcation Analysis Applied to Deforming Airfoils at Transonic Speeds*, AIAA paper, pp. 97-1772, 1997.
- [125] **J. R. Cebral et R. Löhner**, *Conservative Load Projection and Tracking for Fluid-Structure Problems*, AIAA journal 35(4), pp.687-692, 1997.
- [126] **D.A. Johnston, Ch. J. Cross et J. M. Wolff**, *An Architecture for Fluid/Structure Analysis of Turbomachinery Blading*, 10th National Turbine Engine High Cycle Fatigue Conference, New Orleans, Louisiana, March 8- 11, 2005.

- [127] **S. Piperno et C. Farhat**, *Energy Based Design and Analysis of Staggered Solvers for Nonlinear Transient Aeroelastic Problems*, AIAA paper 2000-1447, 2000.
- [128] **A-S. Mouronval, A. Hadjadj et E. Lefrançois**, *Une Méthodologie Générale pour l'Etude Numérique du Couplage Fluide-Structure par une Approche Multicode*, Revue Européenne des Eléments Finis, Volume 12, N° 5 , pp. 519-547, 2003 .
- [129] **R. L. Bisplinghoff et H. Ashley**, *Principles of Aeroelasticity*. Wiley and Son, New York, 1975.
- [130] **L-A. Allen Demers**, *Synthèse De Mécanismes pour une Génératrice Hydrolienne à Ailes Oscillantes*, Mémoire de Maître des Sciences, Faculté Des Sciences et de Génie, Université Laval, Québec, 2007.
- [131] **M. Mazet**, *Approche Temporelle des Phénomènes d'Aéroélasticité Autour d'Ailes d'Avions par une Méthode de Couplage Direct Fluide-Structure*, Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 1995.
- [132] **F.Liu, J. Cai et Y. Zhu**, *Calculation of Wing Flutter by a Coupled CFD-CSD Method*, AIAA 2000-0907.
- [133] **R.E. Gordnier et R. Melville**, *Transonic Flutter Simulation Using an Implicit Aeroelastic Solver*, J. Aircraft, 37(5), 2000.
- [134] **W. F Ballhaus et P. M. Goorjian**, *Computation of Unsteady Transonic Flows by the Indicial Method*, AIAA J., 16(2), pp. 117-124, 1978.
- [135] **D.P. Rizzetta**, *Time-Dependent Responses of a Two-Dimensional Airfoil in Transonic Flow*, AIAA J., 17(1), pp. 26-32, 1979.
- [136] **G.P. Guruswamy et T.Y. Yang**, *Aeroelastic Time Response Analysis of Thin Airfoils by Transonic Code Itran2*, Comp.and Fluids, Vol. 9, N° 4, pp. 409-425, 1981.
- [137] **G.P. Guruswamy**, *Integrated Approach for Active Coupling of Structure and Fluids*, AIAA Journal, Vol. 27, N° 6, pp. 788-794, 1988.
- [138] **G.P. Guruswamy**, *Unsteady Aerodynamic and Aeroelastic Calculations for Wings Using Euler Equations*, AIAA J., Vol. 28, N° 3, 1990.
- [139] **R. Löhner**, *An Adaptive Finite Element Solver for Transient Problems With Moving Bodies*, Computers and Structures, Vol. 30, N°1/2, pp. 303-317, 1988.
- [140] **O.A. Kandil et H.A. Chuang**, *Unsteady Transonic Airfoil Computation Using Implicit Euler Scheme on Body-Fixed Grid*, AIAA J, Vol. 27, N° 8, pp. 1031-1037, 1989.
- [141] **D.Garreau et F.Téphany**, *Efforts Aérodynamiques Instationnaires et Vibrations des Ailettes BP d'une Turbine à Vapeur*, Revue Française de Mécanique N° 3, pp.137-148, 1986.

- [142] **K. Park, C. Felippa et J. D. Runtz**, *Stabilization of Staggered Solution Procedures for Fluid-Structure Interaction Analysis*, Computational Methods for Fluid-Structure Interaction Problems, pp. 26.94-26.124, ASME Applied Mechanics Symposia Series, 1977.
- [143] **H.G. Küssner**, *Comprehensive Report on the Non stationary Lift on Wings*, Luftfarforschung, Vol. 13, 1936.
- [144] **C.E. Watkins, H.L. Runyan et D.S. Woolston**, *On the Kernel Function of the Integral Equation Relating the Lift and Downwash Distributions of Oscillating Finite Wings in Subsonic Flows*, NACA TN 3131, 1954 (also NACA TN 1234, 1955).
- [145] **E.de Langre et P. Hemon**, *Interactions Fluide - Structure, Aéroélasticité*, Cours, Ecole Polytechnique, CNRS LadHyX, France, 2008.
- [146] **C. Farhat, P. Geuzaine et G. Brown**, *Application of a Three-Field Nonlinear Fluid-Structure Formulation to the Prediction of the Aeroelastic Parameters of an F-16 Fighter*, Computers & Fluids, 32(1), pp. 3-29, 2003.
- [147] **P-O. Dallaire, S. Stoyanoff, A. Laneville, F. Légeron, et S. Prud'homme**, *Banc d'Expérimentation Avancé 3 DDL pour Essais en Soufflerie*, 14^{ème} colloque sur la progression de la recherche québécoise sur les ouvrages d'art, Université Laval, 2007.
- [148] **Agard**, *Blading Design for Axial Flow Turbomachines*, AGARD LS 167, 1989.
- [149] **E. Solakoglu**, *Modélisation des Ecoulements Compressibles Turbulents, Interaction Onde de Choc/Couche Limite Turbulente*, PhD Thesis de l'Université de Rouen, 1994.
- [150] *Fluent 6.3, User's Guide*, 2006.
- [151] **A. Janka**, *Algorithmes Multigrilles pour les Ecoulements Compressibles Laminaires*, Thèse de Doctorat de l'Université de Nice-Sophia Antipolis, 2002.
- [152] *Couplage Fluide-Structure*, disponible sur le site : <http://www.onera.fr/synindex/couplage-fluide-structure.html>.
- [153] **J. Neubauer**, *Aérodynamique 3-D Instationnaire des Turbomachines Axiales Multiétages*, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris 6, Spécialité : Mécanique, 2004.
- [154] **Ty. Mukherji**, *Investigating the Aerodynamic Response of a NACA 0012 Airfoil with Gurney Flap Configuration*, 2006, disponible sur le site: www.duke.edu/~tkm8/Aero.doc.
- [155] **M. S. Campobasso et M.B. Giles**, *Effects of Flow Instabilities on the Linear Analysis of Turbomachinery Aeroelasticity*, Journal of propulsion and power Vol. 19, N° 2, pp. 250-259 March-April 2003.
- [156] **L. Morino, M. Gennaretti, et S. F. Shen**, *Lighthill Transpiration Velocity Revisited : an Exact Formulation*, Meccanica, 30(2) : pp. 127-137, 1997.

- [157] **C. Farhat and T.Y.Lin**, *Transient Aeroelastic Computations Using Multiple Moving Frames of Reference*, AIAA paper 90-3053-CP, 1990.
- [158] **J.T. Batina**, *Unsteady Euler Airfoil Solutions Using Unstructured Dynamic Meshes*, AIAA Journal, 28: pp. 1381-1388, 1990.
- [159] **P.D. Thomas et C. K. Lombard**, *Geometric Conservation Law and its Application to Flow Computations on Moving Grids*, AIAA J., Vol. 17, N° 10, pp. 1030-1037, 1979.
- [160] **I. Demirdzic et M. Peric**, *Space Conservation Law in Finite Volume Calculations of Fluid Flow*, Int. J. for Num. Meth. in Fluids, Vol. 8, pp. 1037-1050, 1988.
- [161] **I. Demirdzic et M. Peric**, *Finite Volume Method for Prediction of Fluid Flow in Arbitrarily Shaped Domains with Moving Boundaries*, Int. J. for Num. Meth. in Fluids, Vol.10, pp.771-790, 1990.
- [162] **C. Farhat, M. Lesoinne et N. Maman**, *Mixed Explicit / Implicit Time Integration of Coupled Aeroelastic Problems: Three Field Formulation, Geometric Conservation and Distributed Solution*, Int. J. for Numerical Methods in Fluids, 21: pp. 807-835, 1995.
- [163] **J.T. Batina**, *Unsteady Euler Airfoil Solutions Using Unstructured Dynamic Meshes*, AIAA Journal, 28: pp. 1381-1388, 1990.
- [164] **F.J. Blom**, *Considerations on the Spring Analogy*, Int. J. for Numerical Methods in Fluids, 32: pp. 647-668, 2000.
- [165] **L. Alexandre**, *Méthode de Flux Normal pour le Traitement des Conditions aux Bords dans le Cadre des Volumes Finis : Application aux Ecoulements Monophasiques et Diphasiques*, Thèse de Doctorat en sciences de l'Université Paris XI, Spécialité : Mathématiques, 2006.
- [166] *Cours d'aérodynamique*, disponible sur le site : [sin- web.paris.ensam.fr/IMG/.../conserv_2005_tot_181005.pdf](http://sin-web.paris.ensam.fr/IMG/.../conserv_2005_tot_181005.pdf)
- [167] **D.D. John Chandar**, *Flows past NACA0012 Airfoil*, 2004, disponible sur le site: www.ntu.edu.sg/home5/domi0002/ME.../node32.html.
- [168] **M. S. Kozic et D. Sredojevic**, *Development of Unstructured Dynamic Grids for Solving Unsteady Two-Dimensional Euler Equations*, the Aeronautical Journal, Vol. 102, N° 1014, pp. 195-200, 1998.
- [169] **P.J. de La Motte**, *Schéma à Pas de Temps Caractéristique pour L'Aérodynamique Transsonique et Conception Aéroélastique Optimale d'Aile de Grand Allongement*, Thèse de Doctorat de l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (ENSAM), Spécialité : Mécanique, 2007.
- [170] **A. Bölcs et T.H. FRANSSON**, *Aeroelasticity in Turbomachines Comparison of Theoretical and Experimental Cascade Results*, Communication du Laboratoire de Thermique Appliquée et de Turbomachines de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne Nr. 13, 1986.

[171] **D. Fedala**, *Simulation Numérique des Écoulements Internes dans les Turbomachines, CAO-DAO des Turbomachines, Initiation à la CFD, Manuel de Maillage sous Gambit et de Simulation sous Fluent Applications*, Cours, Laboratoire d'Energétique et de Mécanique des Fluides Interne ENSAM, CER de Paris, 2007.

[172] **P-L. Viollet, J-P. Chabard, P. Esposito et D. Laurence**, *Mécanique des Fluides Appliquée*, Presses des Ponts et Chaussées, 1998.

[173] **Ch. Christopher, L. Quentin et P. Amaud**, *L'Aile d'Avion, 1^{ère} partie : Comportement d'un Profil d'Aile d'Avion dans l'Air*, lycée Jean Monnet, Annemasse (74).

[174] **Hirsch, C., et Warzee, G.**, *A Finit Element Method for Through Flow Calculations in Turbomachines*, J. Fluids Eng., Vol. 98, 403-421, 1976.

[175] **Ch. Debiez**, *Etude d'un Traitement par Petites Perturbations du Domaine pour l'Equation d'Euler Instationnaire*, Programme 6 calcul scientifique, modélisation et logiciel numérique, Projet Sinus, Rapport de Recherche n° 2691, 47 pages, Unité de recherche INRIA Sophia-Antipolis, Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique, 1995.

[176] **H. Tijdeman et R. Seebass**, *Transonic Flow Past Oscillating Airfoils*, Annual Review of Fluid Mechanics (12), pp.181-222, 1980.

[177] **H. Ferria**, *Contribution to Numerical and Experimental Studies of Flutter in Space Turbines. Aerodynamic Analysis of Subsonic or Supersonic Flows in Response to a Prescribed Vibratory Mode of the Structure*, Doctoral Thesis in Fluid Mechanics, Ecole Centrale Lyon, 2011.

[178] **B. Augier**, *Etudes expérimentales de l'Interaction Fluide Structure sur surfaces souples – Application aux voiles de bateau*, Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2012.

[179] **F. Gaugain**, *Analyse expérimentale et simulation numérique de l'interaction fluide-structure d'un hydrofoil élastique en écoulement subcavitant et cavitant*, Doctorat en Mécanique, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2013.

[180] **Z. Dayi, H. Jie, M. Yanhong, C. Lulu**, *A Probability Method for Prediction on high Cycle Fatigue of Blades Caused by Aerodynamic Loads*, Adv Eng Softw, 42: 1059-73 2011.

[181] **R. El Maani, B. Radi, A. El Hami**, *Optimisation des structures en interaction fluide-structure*, ISTE OpenScience – Published by ISTE Ltd. London, UK – openscience.fr, 2016.