

THESE

Présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE
ÉCOLE DOCTORALE : Énergétique et Dynamique des Fluides**

SPÉCIALITÉ : Dynamique des Fluides

par

Gilles STUDER

**Étude expérimentale et numérique de la transition laminaire-
turbulent en écoulement instationnaire**

Soutenue le 9 décembre 2005 devant le jury :

MM.	D. FAVIER	Président-Rapporteur
	T. ALZIARY DE ROQUEFORT	Rapporteur
	D. ARNAL	
	M. COSTES	
	R. HOUEVILLE	Directeur de thèse
	P. LARRIEUR	

Remerciements

Ces travaux de thèse sont indissociables du plaisir que j'ai eu à collaborer pendant trois ans avec le trio "Daniel Arnal, Robert Houdeville, Alain Séraudie". Ils ont chacun, dans leur domaine de compétence, largement contribué à la réussite de cette thèse ainsi qu'à mon enrichissement personnel. Plus que mes remerciements, ils ont mon amitié.

Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont apporté leur aide et qui ont su créer une ambiance de travail conviviale (ce qui fait une bonne partie du DMAE!).

Grâce à cette thèse, j'ai pu faire des rencontres très enrichissantes lors des congrès et séminaires. Je voudrais donc tout particulièrement remercier les participants au congrès WAMA 2004 qui m'ont ouvert les yeux sur le monde des ondelettes tout en portant toujours un regard intéressé et curieux sur mon travail.

Le congrès Laminar-Turbulent Transition à Bangalore a été un des moments les plus forts de cette thèse tant au niveau scientifique que personnel et je remercie encore une fois Daniel de m'avoir permis d'y participer. Je me rappellerai longtemps des moments partagés en Inde...

J'exprime tout ma reconnaissance aux membres du jury : Thierry Alziary de Roquefort, Michel Costes, Daniel Favier et Pascal Larrieu. J'adresse tout particulièrement mes remerciements au professeur Favier qui m'a fait l'honneur de présider mon jury et de rapporter ma thèse, ainsi qu'au professeur Alziary de Roquefort que j'ai eu le privilège d'avoir en professeur d'aérodynamique à l'ENSMA et comme rapporteur.

Durant cette thèse, j'ai eu l'agréable opportunité de donner un certain nombre de d'heures d'enseignements à SUPAERO, je profite donc de l'occasion pour remercier de leur confiance : Daniel Arnal, Allan Bonnet, Grégoire Casalis, Jean Cousteix et Jean-Marc Moschetta.

J'exprime toute mon amitié aux amis, collègues qui se sont déplacés pour assister à ma soutenance et participer activement au pot. Ce soutien m'a fait chaud au cœur et a encore amplifié le plaisir que j'avais de présenter mon travail.

Cette thèse est finalement l'occasion de remercier ceux qui me sont les plus chers : mes parents et Gwendoline.

Table des matières

Introduction	1
I Etude bibliographique	3
1 L'étude de référence	5
1.1 Dispositif expérimental	5
1.2 Les résultats	5
1.2.1 Définition des paramètres caractéristiques	5
1.2.2 Description qualitative du processus de transition périodique	6
1.3 Conclusion sur ces travaux	9
2 La transition par instabilité	11
2.1 Introduction	11
2.2 Description phénoménologique de la transition TS stationnaire	11
2.3 Théorie linéaire locale de stabilité	13
2.3.1 Analyse dimensionnelle	15
2.3.2 Equation locale de stabilité : Orr-Sommerfeld	16
2.3.3 Calcul des amplifications	16
3 La convection de spot turbulent	21
3.1 Introduction	21
3.2 Le spot turbulent	21
3.3 L'effet du gradient de pression	22
4 Etudes impliquant la transition instationnaire	25
4.1 Le décrochage dynamique	25
4.1.1 Description de l'écoulement global en décrochage dynamique	26
4.2 Les turbomachines	28
Transition ...	31
II Les outils d'investigation	33
5 Les outils numériques utilisés	35
5.1 Le code de couche limite instationnaire CLINSTAT	35
5.2 Le code de stabilité CASTET	36
5.3 Le code Navier-Stokes elsA	36

6	Le dispositif expérimental	37
6.1	La soufflerie	37
6.2	Les modifications apportées pour le fonctionnement en instationnaire	37
6.2.1	Détail de la veine d'essai	38
6.2.2	Détail du dispositif instationnaire	39
6.3	Les moyens de mesure et les techniques d'analyse	41
6.3.1	Les moyens de mesure	41
6.3.2	Technique d'acquisition	42
6.4	Qualification de la veine	43
6.4.1	Bidimensionnalité	43
6.4.2	Taux de turbulence extérieure	48
7	L'analyse temps-fréquences par la transformée en ondelettes continue	51
7.1	Introduction et position du problème	51
7.2	Description de la transformée par ondelettes continue	52
7.2.1	Définition	52
7.2.2	Normalisation	53
7.2.3	Choix de l'ondelette mère	53
7.3	Applications aux signaux expérimentaux	54
8	Détermination expérimentale de la position de transition en écoulement oscillant	57
8.1	Méthodes existantes en stationnaire	57
8.1.1	Méthodes basées sur les grandeurs moyennes	57
8.1.2	Méthodes basées sur les fluctuations	58
8.1.3	Discussion sur l'extension de ces méthodes au cas instationnaire	59
8.2	Analyse spectrale de la transition en écoulement stationnaire	59
8.3	Application de cette analyse aux cas instationnaires	62
8.3.1	Analyse du cas INSTAT1	63
8.3.2	Analyse du cas INSTAT2	63
8.3.3	Conclusion sur l'utilisation de la méthode	65
III	L'étude de la transition instationnaire par l'expérience	67
9	Les résultats expérimentaux	69
9.1	Présentation des essais	69
9.2	La configuration stationnaire STAT	69
9.2.1	L'écoulement de base	69
9.2.2	L'étude des fluctuations et de la transition	71
9.2.3	Conclusion de l'essai stationnaire	72
9.3	La configuration instationnaire INSTAT1	72
9.3.1	L'écoulement extérieur	72
9.3.2	La couche limite	73
9.3.3	L'analyse des fluctuations de vitesse	76
9.3.4	Conclusion sur le cas INSTAT1	80
9.4	La configuration instationnaire INSTAT2	81
9.4.1	L'écoulement extérieur	81
9.4.2	La couche limite	82

9.4.3	L'analyse des fluctuations	85
9.4.4	Conclusion sur le cas INSTAT2	94
10	Retour sur la configuration plaque plane. L'expérience de Desopper	97
10.1	Description de la configuration expérimentale	97
10.2	Récapitulatif des résultats	98
10.3	Calcul de la configuration	98
10.3.1	L'écoulement de base choisi	99
10.3.2	L'analyse de stabilité	100
IV	Vers un critère de transition en instationnaire	105
11	Critères de transition en instationnaire	107
11.1	Introduction	107
11.2	Les critères de transition existants	107
11.2.1	Principe	107
11.3	Le critère <i>AHD</i> instationnaire	111
11.3.1	Utilisation de Falkner et Skan en instationnaire	111
11.3.2	Formules de représentation	113
11.3.3	Principe d'application du critère dans les codes de calcul	114
12	Application aux cas expérimentaux (approche couche limite)	117
12.1	Mise en œuvre dans le cas INSTAT1	117
12.1.1	Conclusion sur le cas INSTAT1	120
12.2	Mise en œuvre dans les cas fortement instationnaires	122
12.2.1	Le cas INSTAT2	122
12.2.2	Le cas plaque plane instationnaire (Desopper) ou la limite du critère <i>AHD</i> instationnaire	124
13	La transition instationnaire dans elsA	127
13.1	Présentation des configurations étudiées	127
13.1.1	Les conditions aux limites et les conditions de calcul	127
13.1.2	Le cas stationnaire STAT	128
13.1.3	La configuration INSTAT1	129
13.1.4	La configuration INSTAT2	131
	Discussion générale sur les critères et perspectives	133
	Conclusion	137

Notations

Ne sont répertoriées que les notations qui apparaissent à plusieurs reprises dans le texte.

<i>Symbole</i>	<i>Signification</i>
A	Amplitude d'une onde
A_0	Amplitude initiale à l'abscisse critique
c	Corde du profil (vitesse de phase au § 2.3.2)
Cf	Coefficient de frottement
f	Fréquence
$H = \delta_1/\theta$	facteur (paramètre) de forme
Kp	Coefficient de pression
N	Facteur d'amplification totale maximisée sur f (nombre de périodes aux chapitres 6,7 et 8)
P	Pression statique
R_{δ_1}, R_θ	Nombres de Reynolds
$St = f.c/U$	Nombre de Strouhal
t	Temps
T	Période d'oscillation
Tu	Taux de turbulence extérieure à la couche limite
U	Vitesse longitudinale au sens de moyenne d'ensemble (vitesse instantanée au § 6.3.2)
U_e	Vitesse à l'extérieur de la couche limite
U_0	Vitesse à l'infini amont
u'	Fluctuation de vitesse longitudinale
V_ϕ	Vitesse de groupe
x	Distance longitudinale
y	Distance à la paroi
z ou Z	direction de l'envergure
$\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$	Nombre d'onde complexe dans la direction x
α_r	Nombre d'onde physique
α_i	Taux d'amplification spatiale
β	Nombre d'onde dans la direction z
δ	Epaisseur physique de la couche limite
ΔU_e	Amplitude de l'oscillation de vitesse extérieure
$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy$	Epaisseur de déplacement (notée δ^* au § 3.3)
$\theta = \int_0^\delta \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy$	Epaisseur de déplacement (notée δ^* au § 3.3)
Λ_2	Paramètre de Pohlhausen

ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
τ_p	Contrainte de cisaillement pariétal
ω	Pulsation

Indices et abréviations :

e	Extérieur à la couche limite
t ou T	Point de transition
AHD	Arnal Habiballah Delcourt (critère de transition)
$a.u.$	"Arbitrary units" (spectres temps-fréquences)
TS	Tollmien Schlichting
WSM	"Wavelet Skewness Method"
$\langle \rangle$	"Moyenne d'ensemble"

Introduction

Afin de répondre à un besoin industriel grandissant, les vingt dernières années ont connu un essor formidable au niveau de la simulation numérique d'écoulements aérodynamiques de plus en plus complexes (géométrie, instationnarité, transition, couplage). Pour des raisons de coût et de simplicité de mise en œuvre, ces simulations sont majoritairement basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées en écoulement stationnaire (RANS) ou instationnaire (URANS), ce qui nécessite non seulement la modélisation de la turbulence mais aussi de la transition laminaire-turbulent.

La prise en compte de la position de transition peut être plus ou moins importante selon les cas. Si le couplage entre la couche limite et l'écoulement extérieur est faible, elle améliore seulement, en délimitant les zones laminaires des zones turbulentes, la détermination des quantités globales telles que la traînée de frottement et les échanges de chaleur. En revanche, dans des cas de couplage fort, elle peut influencer de manière significative l'interaction entre l'écoulement extérieur et la couche limite, par exemple en évitant un décollement ou en modifiant la structure de celui-ci. La répartition de vitesse autour du corps peut alors être grandement modifiée. Dans ce genre de situation, la prise en compte de la transition est primordiale pour obtenir une estimation correcte de l'écoulement dans sa globalité.

Un des objectifs de l'étude de la transition est alors de fournir des critères robustes, et si possible simples, permettant d'appréhender des configurations aérodynamiques complexes. Les écoulements instationnaires transitionnels font partie de ces challenges. Ces types d'écoulements jouent un rôle fondamental dans le domaine en pleine expansion des engins volants miniaturisés tels que les drones à cause du faible nombre de Reynolds de vol dû à leur petite taille. Les écoulements plus traditionnels mais d'un grand intérêt pratique, de type turbomachine ou profil oscillant, sont aussi concernés.

Le travail présenté dans cette thèse a comme origine le Projet de Recherche Fédérateur "Décrochage Dynamique" lancé à l'ONERA en 2002. L'objectif initial était de juger de l'importance de la transition dans le phénomène de décrochage dynamique. Celui-ci, faisant intervenir la transition instationnaire dans un décollement sur paroi mobile, est trop complexe pour pouvoir être traité directement tant du point de vue expérimental que numérique. Aussi avons nous choisi de nous intéresser à une configuration simplifiée, mais représentative des phénomènes essentiels de la transition, qui permette une caractérisation détaillée de la couche limite. Pour cela, nous avons imaginé un montage expérimental d'écoulement pulsé avec parois fixes donnant une couche limite proche du décollement ; un impératif essentiel était de conserver un contrôle des conditions aux limites satisfaisant pour calculer la configuration complète en approche Navier-Stokes.

Avec le montage mis en œuvre, il est possible d'explorer une gamme de fréquence largement plus étendue que celle correspondant au décrochage dynamique. Ceci a été mis

à profit pour explorer la gamme de Strouhal rencontrée en turbomachine pour laquelle il devient nécessaire de suivre l'évolution spatio-temporelle des modes d'instabilité et des fronts turbulents.

La démarche suivie répond à une logique simple : décrire et modéliser le phénomène de transition instationnaire afin de le prévoir et cela pour une large gamme de Strouhal faisant ainsi mieux ressortir les hypothèses en œuvre pour traiter le cas basse fréquence du décrochage dynamique.

La première partie du mémoire est consacrée à l'étude bibliographique de la transition instationnaire. Le premier chapitre décrit l'étude expérimentale de base qui posa la phénoménologie de la transition instationnaire. Les deux chapitres suivants détaillent les différents "modes" de transition mis en jeu. Dans un dernier temps, l'utilité de la modélisation de ce phénomène est illustrée à travers deux applications pratiques.

La deuxième partie présente les outils d'investigation utilisés dans cette thèse. Tout d'abord, les outils numériques pour l'étude des écoulements ; ils sont d'une importance capitale notamment pour réaliser une comparaison avec les résultats obtenus grâce au dispositif expérimental mis au point. Cette expérience constitue le cœur de l'étude ; elle est ici présentée dans le détail. L'analyse des résultats obtenus passe par une investigation minutieuse des ondes instables présentes dans la couche limite. La détection de ces ondes ainsi que leur caractérisation précise en terme de fréquence, de position spatio-temporelle et d'amplitude conduit à s'intéresser à des méthodes innovantes de traitement du signal, notamment la transformée par ondelettes. La présentation de cette méthode ainsi que les applications possibles dans notre configuration expérimentale constituera la fin de cette partie.

La troisième partie expose d'une part les résultats obtenus dans notre configuration expérimentale et d'autre part revisite une très ancienne étude faite à l'ONERA sur une configuration plaque plane. Tous ces résultats sont classés par ordre de complexité croissante qui concorde avec l'augmentation de l'instationnarité de l'écoulement. Chaque configuration présentée est l'archétype d'une topologie particulière d'écoulement impliquant la transition instationnaire. L'extension de la théorie de stabilité linéaire à ces écoulements est alors testée et validée pour chacun de ces cas.

Finalement, la dernière partie propose une tentative d'adaptation d'un critère de transition développé à l'ONERA aux écoulements instationnaires en gardant à l'esprit toute l'analyse phénoménologique menée précédemment. L'intérêt de la mise au point d'un tel critère est d'obtenir une méthode de prévision de la transition moins coûteuse que les calculs de stabilité et pouvant être facilement mise en œuvre dans les codes Navier-Stokes, ici le code **elsA**.

Différentes méthodes seront ensuite proposées pour améliorer le critère mis au point.

Première partie

Etude bibliographique

Chapitre 1

L'étude de référence

La première étude expérimentale conséquente du phénomène de transition instationnaire a été réalisée par Obremski et Fejer en 1967 [59]. Elle avait été précédée par les travaux de Miller et Fejer dont les résultats avaient été remis en question à cause d'un mauvais contrôle des conditions expérimentales. A cette époque, l'objectif était, par une étude paramétrique, de dégager les différents facteurs influençant la transition en écoulement oscillant. Ce chapitre est ainsi basé sur les investigations de 1967, qui font toujours référence de nos jours, pour présenter les différents phénomènes mis en jeu dans la transition instationnaire.

1.1 Dispositif expérimental

L'étude est menée dans un soufflerie à retour de section rectangulaire de $2*2ft$. L'instationnarité est créée par une valve d'obturation tournante placée en aval de la veine d'essai. Ce dispositif permet de couvrir une gamme de vitesse moyenne de 10 à 115 ft/s avec un taux de turbulence dans la veine ne dépassant pas 0.2%. Au niveau de l'instationnarité, la vitesse de rotation des volets impose la fréquence d'oscillation de l'écoulement extérieur (de 4.5 à 62 Hz); l'amplitude de fluctuation est quant à elle fonction à la fois de la taille du volet et de la vitesse de rotation de celui-ci.

La maquette est une plaque plane dont le bord d'attaque est formé par le raccord de portions de cylindre afin d'éviter tout phénomène de décollement de bord d'attaque. La configuration de base est sans gradient de pression longitudinal ($\frac{\partial p}{\partial x} = 0$). Un gradient de pression longitudinal constant le long de la plaque peut être imposé en modifiant la géométrie de la paroi supérieure de la veine.

Les mesures de vitesse sont réalisées à l'aide d'un fil chaud droit. L'analyse de l'état de la couche limite se base essentiellement sur l'analyse visuelle des signaux instantanés de vitesse et de fluctuation près de la paroi.

1.2 Les résultats

1.2.1 Définition des paramètres caractéristiques

Soit un écoulement sur une plaque de longueur c dont la vitesse varie sinusoidalement autour d'une vitesse moyenne U_{eM} avec la fréquence f et l'amplitude ΔU_e . Les auteurs définissent un certain nombre de paramètres pour décrire la transition :

- Le nombre de Strouhal St :

$$St = \frac{fc}{U_e} \quad (1.2.1)$$

Une version locale de ce nombre peut être proposée en remplaçant c par x , l'abscisse du point considéré. Ce nombre caractérise le degré d'instationnarité de l'écoulement.

- Le nombre de Reynolds instationnaire Re_{NS} :

$$Re_{NS} = \frac{U_{eM} \cdot \Delta U_e}{2\pi f \nu} \quad (1.2.2)$$

Celui-ci mesure l'effet de l'oscillation comparé à la convection de l'écoulement extérieur, il permet de juger du caractère périodique ou non de la transition. La valeur critique de 27000 proposée par les auteurs sépare les deux régimes de transition : la transition périodique (la transition se produit périodiquement avec la même période d'oscillation que celle de l'écoulement de base) et la transition apériodique (la transition apparaît de manière désordonnée durant l'oscillation).

- Le nombre de Reynolds de début de transition Re_{tr} , avec x_{tr} l'abscisse du premier point turbulent :

$$Re_{tr} = \frac{U_{eM} \cdot x_{tr}}{\nu} \quad (1.2.3)$$

- Le nombre de Reynolds de fin de transition Re_{tu} , avec x_{tu} l'abscisse pour laquelle tout l'écoulement est turbulent :

$$Re_{tu} = \frac{U_{eM} \cdot x_{tu}}{\nu} \quad (1.2.4)$$

- La longueur de transition L_{tr} est alors définie par :

$$L_{tr} = x_{tu} - x_{tr} \quad (1.2.5)$$

- L'amplitude adimensionnée (Na) :

$$Na = \frac{\Delta U_e}{U_e} \quad (1.2.6)$$

Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'à la transition périodique.

Dans ce cas, les auteurs postulent à partir de leurs essais que le nombre de Reynolds de transition dépend uniquement de l'amplitude d'oscillation adimensionnée (Na).

1.2.2 Description qualitative du processus de transition périodique

Cette étude est largement basée sur l'analyse visuelle des signaux instantanés de vitesse dans la couche limite. La figure 1.1 présente les oscillogrammes du signal fil chaud pour différentes abscisses correspondant à différents stades de développement de la transition. Sur chaque figure, la trace supérieure correspond à la vitesse extérieure à la couche limite, la trace inférieure à la vitesse dans la couche limite pour la vitesse moyenne locale de $0.5 U_e$. La première vignette représente la vitesse au bord d'attaque de la plaque. Pour $x = 10 \text{ in}$, un train d'ondes apparemment mono-fréquentiel apparaît au minimum local du signal. Ces ondes s'amplifient et se déphasent dans la période vers les vitesses croissantes. Pour $x = 14 \text{ in}$, un "burst" turbulent apparaît au milieu du paquet d'ondes, approximativement

au maximum de pente de la vitesse. Il s'ensuit un élargissement rapide de la zone turbulente dans la période, à la fois vers l'amont et vers l'aval ($x = 26 \text{ in}$). La tache turbulente est toujours précédée d'ondes. A partir de $x = 32 \text{ in}$, la zone turbulente n'est plus précédée d'ondes, mais continue à s'élargir jusqu'à ce que la couche limite soit turbulente durant toute la période ($x = 60 \text{ in}$).

L'ensemble des observations sur les oscillogrammes reporté dans le plan $x - t$ résume le déroulement de la transition instationnaire périodique. Cette présentation est utilisée dans la figure 1.2 pour mettre en évidence le développement de ce que nous appellerons les "lignes turbulentes" dans la période d'oscillation. Les auteurs distinguent alors deux types de transition :

- **la phase créative** : la ligne de transition est précédée de paquets d'ondes
- **la phase convective** : la ligne de transition n'est plus précédée des ondes.

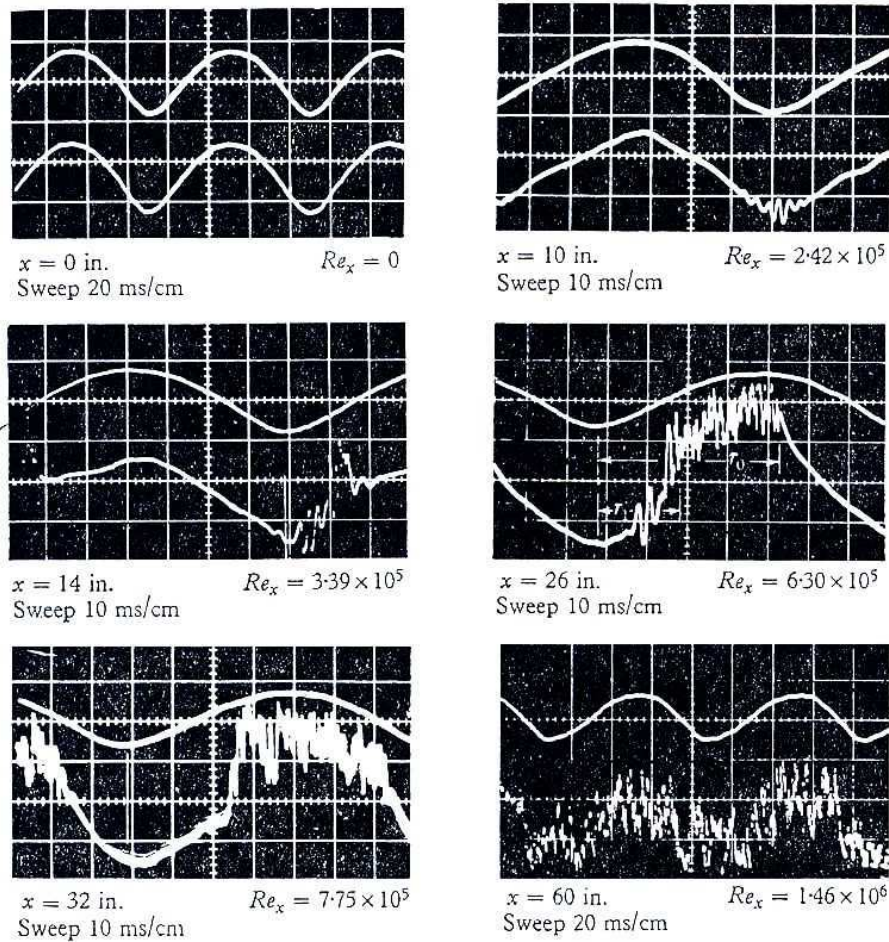


Fig. 1.1 – Signaux fil chaud instantanés pour différentes abscisses

1.2.2.1 Le mode "créatif" de transition

La dénomination de mode créatif fait référence à un phénomène de transition lié à la présence d'ondes instables. Il est alors très tentant de rapprocher les paquets d'ondes visualisés sur les oscillogrammes avec les ondes de Tollmien-Schlichting bien connues, en écoulement

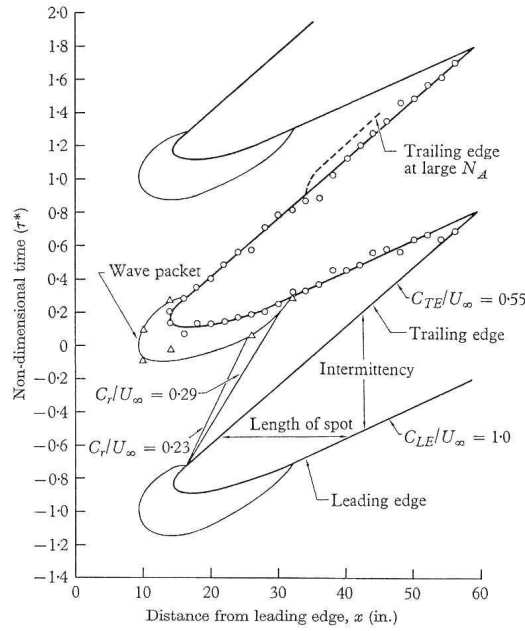


Fig. 1.2 – Représentation espace-temps des langues turbulentes

stationnaire, pour être responsables de la transition laminaire-turbulent. C'est ce mode de transition qui détermine le début de la langue turbulente et donc la valeur de Re_{tr} . Ce premier point qui fixe alors la position de la langue découle toujours d'un scénario d'instabilité. Dans le cas présenté, il s'apparente au scénario TS (ondes de Tollmien-Schlichting) du stationnaire, mais le même type de langue peut être initié par une transition de type "bypass" comme souvent dans le cas des turbomachines. De ce fait, le début de la langue est sensible à un grand nombre de paramètres tels que les caractéristiques de la turbulence extérieure, la rugosité de surface, les vibrations, les perturbations acoustiques, etc. Du fait de l'analogie de comportement avec les ondes TS du stationnaire, la première idée de bon nombre d'auteurs, à commencer par Obremski et Morkovin en 1969 [60], a été de développer des méthodes quasi-stationnaires de calcul des amplifications des ondes instables. Le principe de la méthode est le suivant : L'écoulement extérieur est considéré comme un écoulement pulsé de la forme :

$$U_e = U_0.(1 + N_a.\sin(\omega.t)) \quad (1.2.7)$$

Les profils instantanés de vitesse de couche limite sont exprimés sous la forme de perturbations du profil de Blasius ([27]), avec $\frac{\Delta U}{\Delta U_0}$ et Φ fonctions de $y(\frac{\omega}{2\nu})^{1/2}$:

$$\frac{U}{U_e} = \frac{1}{1 + N_a \sin(\omega t)} \left(\frac{U}{U_{0\text{blausius}}} + N_a \frac{\Delta U}{\Delta U_0} \sin(\omega.t + \Phi) \right) \quad (1.2.8)$$

La résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld (présentée au chapitre 2) pour une série de profils définis par N_a , ωt et $\frac{x\omega}{U_0}$ fournit la carte dans le plan $x - t$ du facteur d'amplification et des vitesses de propagation pour toute une gamme de fréquences. Ces cartes permettent de suivre l'évolution spatio-temporelle des ondes perturbatrices, et notamment de calculer l'amplification de l'onde lors de sa propagation.

Un certain nombre d'enseignements furent tirés de cette étude par les auteurs concernant la transition périodique. Tout d'abord, la gamme des fréquences les plus amplifiées recoupe

les résultats expérimentaux. Ces fréquences dépendent à la fois du nombre de Reynolds mais aussi du temps. Ensuite, l'évolution spatio-temporelle des ondes dans le calcul indique leur apparition au voisinage du minimum de vitesse puis leur amplification et leur déphasage dans la période lorsque l'on se déplace en x . Là encore, les constatations expérimentales concordent. Finalement, les auteurs tentèrent de mettre en œuvre la méthode du e^N pour prédire la formation des langues (le principe de cette méthode est donné au chapitre suivant). L'amplification calculée est alors beaucoup trop faible pour dépasser le seuil de N fixé à 7 à l'époque, le critère était alors connu sous le nom de e^7 de Smith et Gamberoni [72]. La prise en compte de l'intensité de la turbulence extérieure dans le seuil de N ainsi que l'analyse des perturbations de type "acoustique" présentes dans la soufflerie pourrait grandement améliorer ces prévisions. Ce type d'analyse quasi-stationnaire représente donc une approche simple et conforme à la physique de la transition instationnaire.

L'utilisation de ces méthodes nécessite néanmoins un certain nombre de précautions notamment au niveau de l'analyse des différentes échelles présentes dans le problème. Ceci sera évoqué plus en détail lors de la présentation de la théorie de stabilité.

1.2.2.2 Le mode "convectif" de transition

Le mode convectif de transition n'est pas, quant à lui, issu d'un scénario d'instabilité. Il est juste le résultat de la convection d'un spot turbulent dans un écoulement laminaire. Les frontières du spot se déplacent alors à une certaine vitesse qui est à peu près constante le long du profil, de $0.51 U_e$ pour le bord de fuite et $0.88 U_e$ pour le bord d'attaque du spot. Ces résultats sont donc directement à mettre en relation avec les études de Schubauer et Klebanoff [69] et Emmons [25] concernant la dynamique des spots turbulents. Ces études sont plus amplement détaillées dans le chapitre 3. Le mode convectif de transition est par nature un mode typiquement "instationnaire" de transition, non pas parce que la convection n'existe pas en stationnaire, mais parce qu'elle est masquée par la stationnarité de l'écoulement.

1.3 Conclusion sur ces travaux

Quelques années plus tard, en 1977, la thèse d'André Desopper [23] marqua le début des investigations sur la transition instationnaire à l'ONERA Toulouse. Les résultats, sensiblement identiques à ceux qui viennent d'être présentés, seront repris au chapitre 10 afin de tester notre méthode de détermination de la position de transition dans un cas à fort nombre de Strouhal.

Les études réalisées dans les années 60 et 70, bien que menées avec des moyens d'analyse limités, ont posé les bases phénoménologiques de la transition en instationnaire. Tout d'abord une première distinction est faite entre transition périodique et aperiodique avec la séparation des deux régimes grâce à un nombre de Reynolds instationnaire. Ensuite, le repérage des langues turbulentes est réalisé avec la mise en évidence de deux grands modes de transition. Finalement, le rapprochement entre le scénario TS bien connu en stationnaire et les amplifications des ondes en écoulement instationnaire par le biais de la propagation des ondes définie par leur vitesse de groupe ouvre une piste sérieuse pour la compréhension et la prévision de la transition instationnaire. Ces études ont l'inconvénient de l'âge et demandent à être dépoussiérées à différents niveaux :

La détection expérimentale des fréquences instables

A l'époque, cette détection est réalisée visuellement et les amplitudes des ondes sont mesurées sur les signaux instantanés, ce qui peut induire des erreurs importantes du fait de la modulation des ondes TS dans l'écoulement. La précision du positionnement temporel des ondes et surtout l'amplitude de celles-ci n'est connue que très approximativement.

La méthode de stabilité quasi-stationnaire

La méthode quasi-stationnaire doit être non seulement étayée mais aussi validée précisément, par une comparaison systématique des amplifications des ondes expérimentales et numériques.

La complexification de l'écoulement de base

L'étude d'un écoulement de base avec gradient de pression temporel et spatial constituerait une avancée vers des configurations plus "industrielles".

L'établissement d'un critère de transition instationnaire

L'évolution rapide des codes de calcul Navier-Stokes nécessite la mise au point de critères efficaces et robustes au niveau de la transition instationnaire pour traiter des problèmes complexes.

Ces différents points constituent les axes principaux des développements présentés dans cette thèse.

Chapitre 2

La transition par instabilité

2.1 Introduction

La présentation se limite ici à des écoulements de base bidimensionnels. La phase "créative" de transition définie par Obremski et Fejer [59] s'apparente à une transition découlant d'un problème de stabilité. Selon les conditions extérieures (niveau de turbulence, bruit) différents scénarios sont possibles. Nous citerons ici les ondes de Tollmien-Schlichting et les stries. Les stries sont plutôt rencontrées dans les configurations à forte turbulence extérieure telles que les turbomachines. Nous ne détaillerons dans ce chapitre que la transition par ondes de Tollmien-Schlichting (TS). La description du scénario est faite dans l'approche stationnaire, en vue d'une extension quasi-stationnaire qui est présentée par la suite.

2.2 Description phénoménologique de la transition TS stationnaire

La description du scénario de transition par ondes TS peut se faire à l'aide de l'exemple du cas de la plaque plane sans gradient de pression. Nous discuterons ensuite de l'effet des différents paramètres extérieurs. La figure 2.1 représente une vue de côté d'une plaque plane sur laquelle sont symbolisées les différentes étapes de la transition.

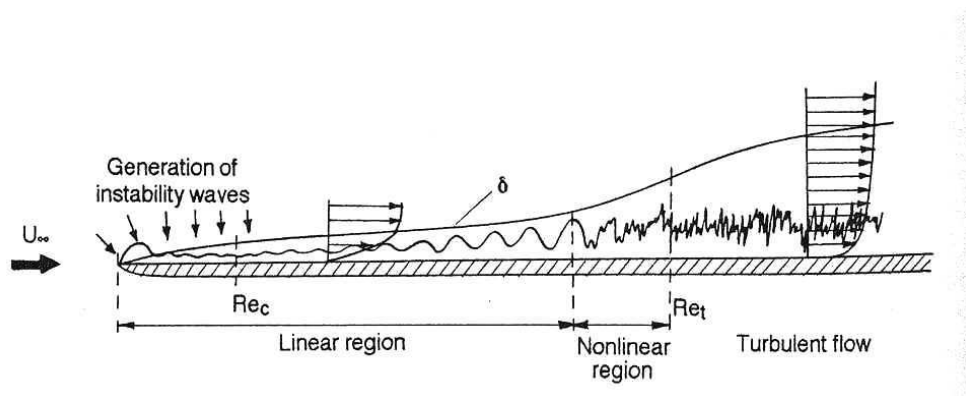


Fig. 2.1 – Scénario de transition sur plaque plane, Kachanov [39]

- Durant la première phase, des ondes d'instabilité appelées ondes de Tollmien-Schlichting

sont créées. Le problème de la génération de ces modes propres d'instabilité dans la couche limite à partir de perturbations extérieures est appelé le problème de **réceptivité aux perturbations extérieures**. A basse vitesse, les perturbations extérieures "naturelles" peuvent être séparées en deux catégories : les perturbations acoustiques qui se propagent à la vitesse du son et les perturbations "tourbillonnaires" qui sont advectées à la vitesse de l'écoulement. Ces perturbations ne peuvent en aucun cas interagir directement avec les TS par un forçage direct (Bertolotti [11]), les longueurs d'onde respectives étant très différentes. Un mécanisme de conversion est alors nécessaire (Reshotko [66] en 1976). Pour chacun de ces deux types de perturbations, une étude de référence peut être citée, celle de Morkovin et Nishioka [58] en ce qui concerne les ondes acoustiques, celle de Dietz [24] pour les perturbations advectées. La zone de réceptivité s'étend du bord d'attaque jusqu'au point critique, point à partir duquel les ondes peuvent commencer à être amplifiées, la réceptivité étant maximale près du point critique. La résolution du problème de réceptivité permet théoriquement de connaître l'amplitude initiale des ondes TS dans la couche limite connaissant les perturbations extérieures. Cette amplitude est supposée constante sur toute la gamme de fréquences lors de l'utilisation de méthodes de prévision de la transition du type e^N que nous verrons par la suite. Notons aussi que ce problème est crucial au niveau des calculs de simulation directe (DNS) dans lesquels les erreurs numériques d'arrondi ne sont pas suffisantes pour créer des perturbations susceptibles de s'amplifier. Les ondes TS doivent alors être nécessairement forcées, soit par un mécanisme d'interaction acoustique-rugosité soit par un forçage de type soufflage-aspiration à l'intérieur de la couche limite (Rist et Fasel [67]).

- La deuxième étape correspond à la propagation des ondes TS ; à partir du point critique, ces ondes peuvent être soit amplifiées soit atténuées selon que l'écoulement est stable ou instable pour la fréquence considérée. La **théorie de stabilité linéaire** traite de l'évolution de ces ondes par une méthode de petites perturbations linéarisée. Chaque onde s'amplifie donc indépendamment de ses voisines.
- Lorsque l'amplitude des instabilités atteint des valeurs importantes (environ quelques pourcents de la vitesse extérieure), l'écoulement entre dans une phase **non-linéaire** d'interaction entre les ondes TS bidimensionnelles et des ondes obliques tridimensionnelles se propageant symétriquement par rapport à la direction principale de l'écoulement. Deux types d'interactions sont alors possibles :

* *La résonance subharmonique* : l'onde TS fondamentale de vecteur d'onde $(\alpha, 0)$ interagit avec deux ondes obliques $(\alpha/2, \beta)$ et $(\alpha/2, -\beta)$, où α et β sont respectivement les nombres d'onde selon les directions longitudinales et transversales. Cette résonance a été observée pour la première fois par Brown en 1957 et décrite théoriquement par Craik en 1971 [18] sous le nom de triade résonante. Elle porte le nom de résonance *C* pour Craik ou *H* pour Herbert et sa théorie de l'instabilité secondaire [34]. Cette résonance met en jeu préférentiellement les modes à basse fréquence.

* *La résonance harmonique* : l'interaction se fait alors avec deux modes obliques ayant le même nombre d'onde longitudinal que le fondamental (α, β) et $(\alpha, -\beta)$. Cette résonance a été mise en évidence par Klebanoff en 1962 [43] et porte donc

le nom de résonance K .

Ces phénomènes de résonance se traduisent par une forte amplification des modes secondaires (obliques). Leurs amplitudes dépassent rapidement celles des modes primaires qui cessent d'avoir un comportement linéaire. La couche limite se déforme alors et devient tridimensionnelle sous l'effet de l'amplification des modes stationnaires tridimensionnels. Cette modification de l'écoulement de base se manifeste par des structures ordonnées en forme de Λ qui sont des tourbillons longitudinaux. Selon le type d'interaction mis en jeu, harmonique ou sous-harmonique, l'agencement des tourbillons n'est pas le même (figure 2.2). Dans le cas de la résonance K , les structures en Λ sont alignées par rapport à la direction longitudinale, alors que dans le cas H , elles sont en quinconce. La sélection entre ces deux différents modes n'est pas claire, mais dépend grandement des conditions initiales. Grossièrement, le type H se produit globalement dans des écoulements "propres" (faible niveau de fluctuation à l'extérieur de la couche limite) alors que le type K se produit pour de forts niveaux d'amplitude de fluctuation (voir Kachanov [39]). Dans le cas de la transition naturelle, ces deux types d'interaction semblent coexister (Medeiros [51]).

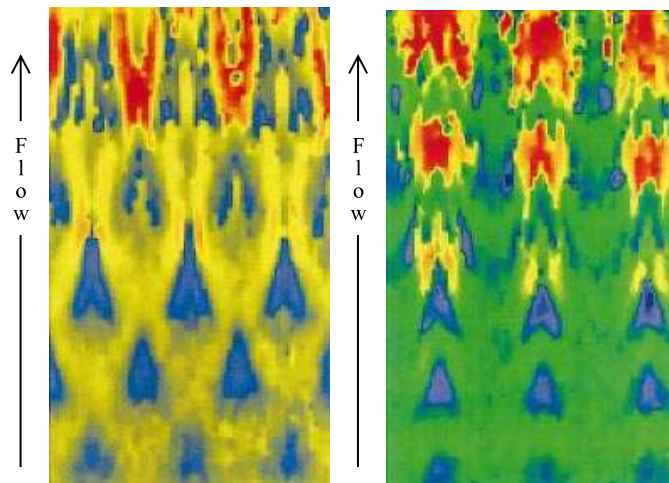


Fig. 2.2 – Champ de vitesse longitudinale instantanée mesurée par PIV, à gauche résonance de type H , à droite de type K , d'après Berlin et al. 1999 [10]

Jusqu'à l'apparition du premier spot turbulent, Kachanov [39] parle de processus déterministe du fait de la cohérence des ondes durant cette phase. Ensuite, la cohérence temporelle et spatiale se perd, les spectres s'élargissent et les processus deviennent stochastiques, les interactions deviennent fortement non-linéaires et sont suivies par l'apparition des premiers spots turbulents.

2.3 Théorie linéaire locale de stabilité

La théorie linéaire de stabilité est basée sur le développement en petites perturbations des équations de Navier-Stokes (équation 2.3.1). L'indice I désigne les grandeurs instantanées, les grandeurs étoilées sont dimensionnées.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{u}_I^* &= 0 \\ \frac{\partial \vec{u}_I^*}{\partial t} + \vec{u}_I^* \cdot \nabla \vec{u}_I^* &= -\frac{1}{\rho} \cdot \nabla p_I^* + \nu \cdot \nabla^2 \vec{u}_I^* \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

Les mécanismes d'instabilité sont représentés par l'évolution d'une perturbation (\vec{u}^*) superposée à l'écoulement de base (\vec{U}^*), équation 2.3.2. L'écoulement de base est une donnée du problème de stabilité.

$$\begin{aligned} \vec{u}_I^* &= \vec{U}^* + \vec{u}^* \\ p_I^* &= P^* + p^* \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

Le paramètre qui contrôle l'instabilité est le nombre de Reynolds construit avec une épaisseur de couche limite comme échelle de longueur. Les équations sont donc adimensionnées par Ue et δ , vitesse et longueur caractéristiques de l'écoulement ; δ est homogène à une épaisseur de couche limite ($\delta \approx x/\sqrt{Re_x}$).

En introduisant la décomposition 2.3.2 dans les équations 2.3.1 et en linéarisant par rapport à u , on obtient les équations de base de l'étude de stabilité linéaire pour les fluctuations :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{u} &= 0 \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{U} &= -\vec{\nabla} p + \frac{1}{Re} \cdot \nabla^2 \vec{u} \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

L'écoulement de base du phénomène à traiter dépend à la fois de x , de y et de t . L'évolution en x peut être traitée par l'approche quasi-parallèle couramment admise et validée sur plaque plane par les DNS de Fasel [28] par exemple. Reste le problème de l'évolution temporelle.

L'idée intuitive est d'utiliser une approche quasi-stationnaire. L'étude est menée sur une série de profils "gelés" en temps. Obremski et Morkovin [60] utilisèrent cette méthode sur les expériences de Obremski et Fejer [59].

Cette approche ne peut cependant pas être utilisée sans quelques précautions, notamment au niveau des ordres de grandeur des différentes échelles en présence. En effet, l'approche quasi-stationnaire invoquée met en jeu deux échelles temporelles distinctes. La première est simplement la période d'oscillation T de l'écoulement de base, la deuxième rend compte du temps caractéristique des perturbations présentes dans la couche limite δ/U_e . La comparaison de ces deux temps caractéristiques permet de conclure quant à la validité d'une telle approche. Il est bon de noter que tout n'est pas toujours aussi simple, notamment lorsque l'écoulement oscillant considéré est à moyenne nulle. On parle alors du problème de la "stabilité de la couche de Stokes", cette couche étant l'épaisseur de fluide près de la paroi dans laquelle les effets instationnaires se font sentir. En pratique, ce problème correspond par exemple à la mise en oscillation d'une plaque dans son plan. Dans ce cas, l'approche de stabilité classique ne s'applique plus, le seul temps caractéristique restant est la période d'oscillation T . Il est alors nécessaire de faire appel à des méthodes beaucoup plus coûteuses en moyens de calcul et de résoudre le problème de stabilité périodique en temps en utilisant par exemple la transformée de Floquet. On peut citer notamment les études de Blennerhassett et Bassom [12], Von Kerczek et al. [78], Monkewitz et Bunster [55] pour le cas sur plaque plane proprement dit, mais aussi l'étude expérimentale et numérique de Akhavan [4,5], cette fois pour un écoulement en conduite. L'approche de Floquet et l'approche quasi-stationnaire ne sont pas pour autant décorréelées, De Souza [22] a démontré que l'approche quasi-stationnaire constitue une limite asymptotique de la théorie

de Floquet si la composante de vitesse moyenne est suffisamment grande. Cette conclusion confirme l'impossibilité d'utiliser l'approche quasi-stationnaire dans le cas des couches de Stokes, mais est rassurante dans le cadre de notre étude.

2.3.1 Analyse dimensionnelle

Propriétés de l'écoulement de base :

L'écoulement de base est bidimensionnel instationnaire périodique $U(x, y, t)$. Son temps caractéristique est pris égal à la période d'oscillation T . Le lien entre l'évolution longitudinale x et l'épaisseur de couche limite δ est déduit de l'équilibre convection-diffusion ($\delta^2/\nu = x/U_e$). Nous avons finalement les ordres de grandeur suivant pour l'écoulement de base :

$$\begin{aligned} x &\sim \delta\sqrt{Re_x} \\ y &\sim \delta \\ t &\sim T \end{aligned} \tag{2.3.4}$$

Propriétés des perturbations :

L'adimensionnement de l'équation aux perturbations 2.3.3 permet de construire un temps caractéristique des perturbations δ/U_e . Les perturbations ont ainsi les ordres de grandeur suivants :

$$\begin{aligned} x_p &\sim \delta \\ y_p &\sim \delta \\ t_p &\sim \frac{\delta}{U_e} \end{aligned} \tag{2.3.5}$$

Approximation parallèle :

La longueur caractéristique de la perturbation (x_p) est beaucoup plus petite que celle de l'écoulement de base (x). On considère donc le profil figé en x pour le calcul de stabilité. De ce fait $U(x, y, t)$ ne dépend plus que de y et t .

Approximation quasi-stationnaire :

Comparons maintenant les temps caractéristiques des fluctuations et de l'écoulement de base.

$$\frac{t_{\text{écoulement de base}}}{t_{\text{perturbation}}} = \frac{U_e \cdot T}{\delta} = \frac{U_e \cdot T}{x} \cdot \sqrt{Re_x} = \frac{\sqrt{Re_x}}{St} \tag{2.3.6}$$

Dans le cadre de notre étude, le nombre de Reynolds (Re) est de l'ordre de 10^5 et le Strouhal (St) de l'ordre de 1. Le rapport précédent tend donc vers $10^{5/2}$, qui est très grand devant 1. La variation de la fluctuation est très rapide devant la variation de l'écoulement de base, elle s'adapte quasi-instantanément à l'écoulement de base. Ceci nous permet de considérer isolément chaque profil pour l'analyse de stabilité et ainsi considérer $U = U(y)$.

Ces deux hypothèses permettent de ramener le problème de stabilité à la résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld locale classique. Nous sommes donc ici dans le cas d'une

approche parallèle en x et en temps, seule la variation de l'écoulement de base est prise en compte dans le calcul des amplifications totales.

2.3.2 Equation locale de stabilité : Orr-Sommerfeld

La dépendance de U seulement en y rend les équations des perturbations invariantes en x, z et t . Les solutions peuvent ainsi être cherchées sous la forme de mode normaux en x, z et t . Le théorème de Squire [75] permet de limiter l'étude de stabilité au cas de perturbations bidimensionnelles.

En introduisant la fonction de courant ψ de la perturbation de vitesse définie par $u = \frac{\partial\psi}{\partial x}$ et $v = -\frac{\partial\psi}{\partial y}$ et en éliminant la pression par différentiation des équations de Navier-Stokes, ce qui augmente le degré de l'équation, il vient :

$$(\partial_t + U\partial_x)\nabla^2\psi - \partial_{yy}U\partial_x\psi = \frac{1}{Re}(\partial_{yy} + \partial_{xx})^2\psi \quad (2.3.7)$$

Les solutions sont recherchées sous la forme de modes normaux bidimensionnels appelés ondes de Tollmien-Schlichting, mises en évidence expérimentalement pour la première fois en 1946 par Schubauer et Skramstad ([70]) sur une configuration plaque plane :

$$\psi(x, t) = \hat{\psi}(y) \cdot \exp[i(kx - \omega t)] \quad (2.3.8)$$

On aboutit alors à l'équation d'Orr-Sommerfeld, avec $c = \omega/k$ la vitesse de phase de l'onde :

$$(U - c)(\partial_{yy}\hat{\psi} - k^2\hat{\psi}) - \partial_{yy}U\hat{\psi} = \frac{1}{ikRe}(\partial_{yy} - k^2)^2\hat{\psi} \quad (2.3.9)$$

En associant à cette équation les conditions aux limites de décroissance à l'infini, l'équation d'Orr-Sommerfeld devient un problème aux valeurs propres généralisé qui n'admet de solutions non nulles que si la pulsation ω et le vecteur d'onde k vérifient la relation de dispersion :

$$D(k, \omega; Re) = 0 \quad (2.3.10)$$

Deux approches sont envisageables pour la résolution, l'approche temporelle et l'approche spatiale qui sont reliées par la relation de Gaster [31] autour de la courbe neutre. Nous utiliserons naturellement l'approche spatiale pour le calcul des amplifications des ondes, l'instabilité étant de nature convective. Dans ce cas, ω représente la pulsation physique de l'onde et k est complexe. On pose $k = \alpha_r + i\alpha_i$, avec α_r le nombre d'onde et $-\alpha_i$ le facteur d'amplification.

2.3.3 Calcul des amplifications

2.3.3.1 Vitesse de groupe et vitesse de phase

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'approche locale est suffisante pour le calcul des coefficients d'amplification. Afin de calculer l'amplification physique d'une onde déterminée, il est nécessaire de la suivre dans sa propagation qui se fait selon la vitesse de groupe, définie par $Re(\frac{\partial\omega}{\partial\alpha})$. Une idée couramment admise dans le monde de la transition est d'assimiler, en écoulement subsonique, vitesse de phase $\frac{\omega}{\alpha_r}$ et vitesse de groupe, la vitesse de phase étant beaucoup plus facile à calculer. Afin d'améliorer cette

approximation, développons en différence finie au premier ordre l'expression de la vitesse de groupe en théorie spatiale. Nous réalisons ensuite une étude de stabilité de deux profils types : le profil de Blasius et un profil de Falkner et Skan en gradient de pression positif.

$$Re\left(\frac{\partial\omega}{\partial\alpha}\right) \approx Re\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\alpha}\right) = Re\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\alpha_r + i\Delta\alpha_i}\right) = \frac{\Delta\omega\Delta\alpha_r}{\Delta\alpha_r^2 - \Delta\alpha_i^2} \quad (2.3.11)$$

Finalement,

$$Re\left(\frac{\partial\omega}{\partial\alpha}\right) \approx \frac{\Delta\omega}{\Delta\alpha_r} \frac{1}{1 - \frac{\Delta\alpha_i^2}{\Delta\alpha_r^2}} \quad (2.3.12)$$

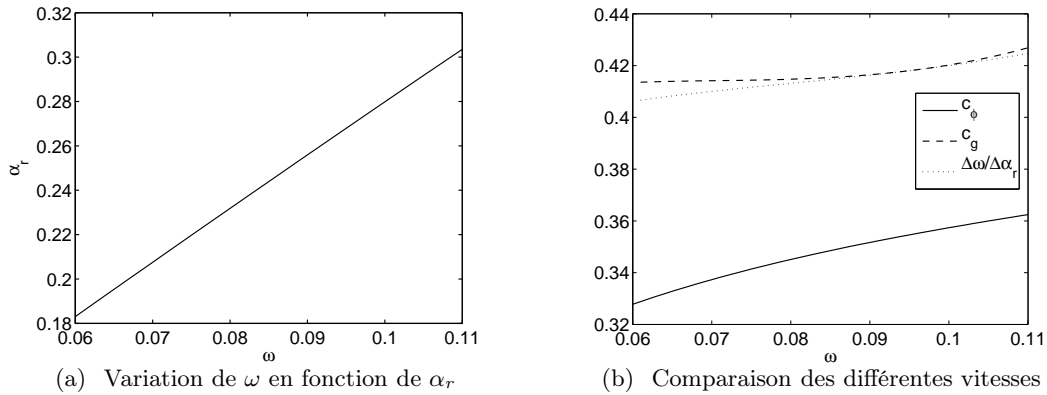


Fig. 2.3 – Vitesse de groupe pour le profil de Blasius, $H = 2.591$, $Re = 5.10^5$

Sur les figures 2.3(a) et 2.4(a), la variation de ω en fonction de α_r est tracée pour les cas Blasius et Falkner et Skan avec gradient de pression positif. Cette variation est quasi-linéaire mais ne passe pas par 0, ce qui ne permet pas d'assimiler directement la vitesse de phase à la vitesse de groupe.

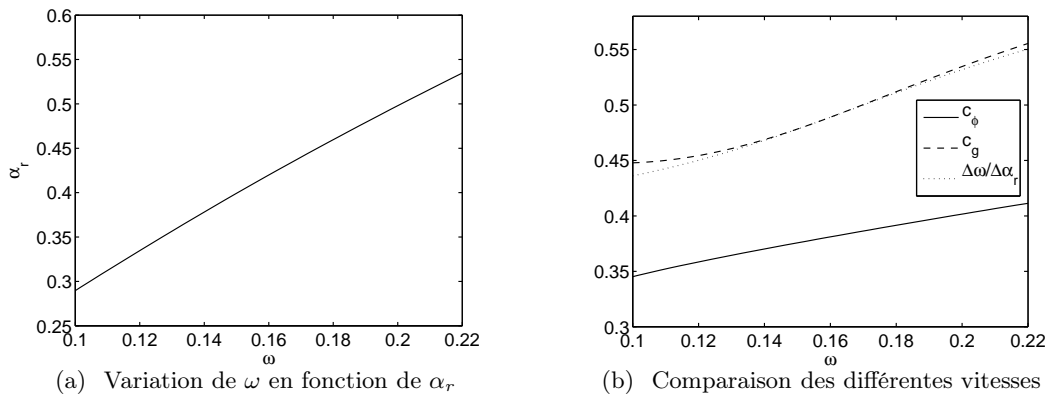


Fig. 2.4 – Vitesse de groupe pour le profil de Falkner-Skan $m=-0.08$, $H=2.744$, $Re = 5.10^5$

Les figures 2.3(b) et 2.4(b) présentent une comparaison entre vitesse de phase, vitesse de groupe et $\frac{\Delta\omega}{\Delta\alpha}$. Il existe une erreur relative d'environ 20% entre vitesse de phase et vitesse de groupe et d'environ 2% entre vitesse de groupe et $\frac{\Delta\omega}{\Delta\alpha_r}$.

Compte tenu de la facilité de calcul et de la bonne précision d'approximation, nous assimilerons la vitesse de groupe à $V_\phi = \frac{\Delta\omega}{\Delta\alpha_r}$.

2.3.3.2 Méthode de suivi

Le schéma suivant représente dans le plan $x - t$, la méthode de calcul de l'amplification d'une onde donnée.

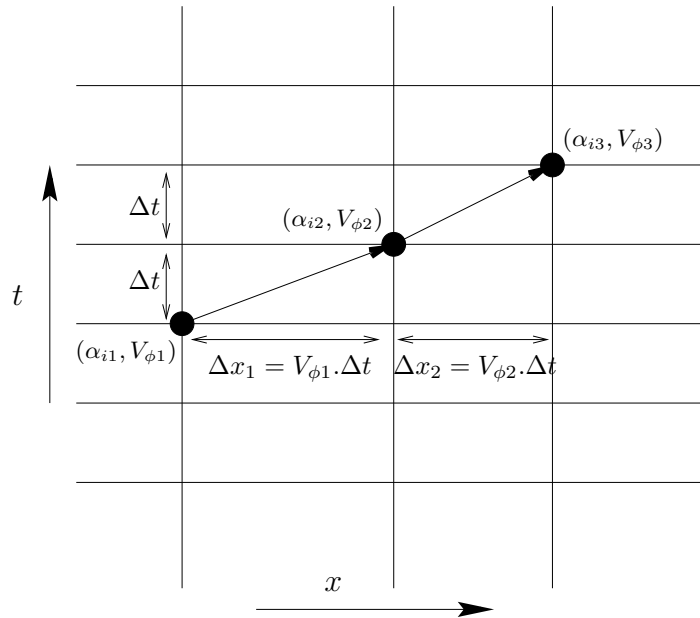


Fig. 2.5 – Principe de calcul des amplifications en suivant les ondes dans leur parcours grâce à la vitesse de groupe V_ϕ

En chaque point du plan $x - t$, l'étude de stabilité locale fournit pour chaque onde (de fréquence f) les valeurs de α_i , α_r et V_ϕ . Le maillage en temps est constant, de pas Δt . La valeur de la vitesse de groupe au point i est utilisée pour définir la direction de propagation de l'onde dans le plan $x - t$ pour atteindre le point $i + 1$ situé à une distance $V_\phi \cdot \Delta t$. La vitesse de groupe est donc considérée constante par morceaux le long de la trajectoire ainsi définie. On vérifie a posteriori que la vitesse de groupe varie très peu tout au long des trajectoires TS, qui sont quasiment des droites.

Pour une fréquence donnée, les trajectoires TS ne peuvent se couper. Chaque point du plan $(x - t)$ ne peut être atteint que par un seul chemin d'amplification. Pour déterminer l'amplification totale en un point, il suffit juste de retrouver la trajectoire qui part de la ligne neutre et qui conduit à ce point. Cette étude étant faite pour chaque fréquence de la gamme des TS, il est possible de déterminer la fréquence la plus amplifiée en chaque point.

Cette méthode très simple permet de prendre en compte la propagation des ondes dans le cas d'un écoulement bidimensionnel et de perturbations bidimensionnelles. Il en est tout autrement lorsque l'on a affaire à des perturbations tridimensionnelles, β , le nombre d'onde transversal est alors non-nul et il devient difficile de déterminer une "trajectoire d'amplification".

2.3.3.3 Calcul des amplifications

La théorie de stabilité linéaire locale donne accès aux coefficients d'amplification des ondes ($-\alpha_i$). Le lien entre ces coefficients et l'amplitude physique (A) de l'onde se fait par l'équation suivante :

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} = -\alpha_i \quad (2.3.13)$$

On définit alors le facteur N qui représente l'évolution logarithmique de l'amplitude des ondes le long de leurs trajectoires de x_0 à x , avec x_0 , l'abscisse à partir de laquelle l'onde de fréquence f commence à s'amplifier, i.e. l'abscisse critique et A_0 l'amplitude de l'onde à cette abscisse :

$$N(x, f) = \ln \frac{A(x, f)}{A_0(f)} = - \int_{x_0}^x \alpha_i(\xi, f) d\xi \quad (2.3.14)$$

En écoulement stationnaire bidimensionnel, la trajectoire des ondes est confondue avec la direction longitudinale de l'écoulement, l'intégration se fait donc sur les coefficients d'amplification d'une série de profils en x en supposant α_i constant entre deux stations consécutives. En écoulement instationnaire, il est nécessaire de suivre l'onde dans sa propagation et ainsi calculer le facteur N sur une trajectoire dans le plan $x-t$ (cf. paragraphe précédent).

2.3.3.4 La méthode du e^N

La méthode du e^N part de constatations simples. Pour une couche limite donnée, en effectuant un balayage en fréquence, l'ensemble des courbes $N(x, f)$ admet une enveloppe (C).

$$C : N(x) = \max_f N(x, f) \quad (2.3.15)$$

En compilant l'ensemble des résultats expérimentaux sur plaque plane sans gradient de pression, Smith et Gamberoni [72] ont constaté que la transition débutait pour un facteur N de l'ordre de 7, soit une amplification d'un facteur 1000 à partir du passage de la courbe neutre (Van Ingen [77]). Cette méthode fut améliorée quelques années plus tard par Mack [48] en corrélant la valeur de N à la transition (N_t) avec le taux de turbulence extérieure en écoulement bidimensionnel ($Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_e}$). Cette relation est connue sous le nom de formule de Mack :

$$N_t = -8.43 - 2.4 \ln(Tu) \quad 10^{-3} \leq Tu \leq 2 \cdot 10^{-2} \quad (2.3.16)$$

Cette méthode, qui est appliquée avec succès aux écoulements quelconques bidimensionnels compressibles et incompressibles depuis près de cinquante ans, cache néanmoins deux hypothèses réductrices :

- L'amplitude A_0 des ondes est supposée constante sur toute la gamme des fréquences instables. Ceci est la conséquence directe de l'utilisation d'un seuil sur l'amplification des ondes plutôt que sur l'amplitude physique de celles-ci ;
- La phase non-linéaire de transition est supposée très courte.

Ce genre de méthode n'est pas encore applicable de manière systématique au niveau industriel, les calculs de stabilité étant assez coûteux surtout lorsqu'ils doivent être utilisés de concert avec le calcul de l'écoulement complet. Il est donc préféré la mise en place de "critères". Ceci constituera la problématique de la partie IV.

Chapitre 3

La convection de spot turbulent

3.1 Introduction

La phase "convective" de transition instationnaire est directement liée à la convection d'un milieu turbulent dans un écoulement laminaire. Ce problème revêt une importance fondamentale lors de la phase de transition stationnaire, la formation et l'accrétion des spots étant responsables de l'intermittence. A ce sujet, Emmons en 1951 [25] formula une théorie de génération des spots pendant la phase de transition. Cette théorie statistique revue par Narasimha [57] aboutit à l'élaboration d'une fonction d'intermittence "universelle" pour le passage de l'état laminaire à l'état turbulent dans le cas d'une couche limite stationnaire. Cette théorie utilisée en écoulement instationnaire permet d'obtenir des corrélations pour les vitesses amont et aval du spot turbulent (Kim et Crawford [41], Johnson [38], Addison et Hodson [3]). Nous nous attacherons ici à décrire simplement la dynamique du spot turbulent, celle-ci étant à l'origine du mode convectif de transition défini précédemment.

3.2 Le spot turbulent

Quel que soit le mode de transition, il aboutit à la formation d'un spot turbulent. Le développement de cet "îlot de turbulence" se fait dans l'épaisseur de couche limite par entraînement du fluide extérieur irrotationnel, mais aussi dans la direction transversale par la déstabilisation du fluide rotationnel dans la couche limite (Cantwell et al. [14]). L'étude des spots turbulents commence en 1956 avec Schubauer et Klebanoff [69] qui trouvèrent le moyen de générer artificiellement un spot turbulent. Leur étude, menée sur plaque plane, montra que le spot ainsi créé était indépendant de la manière dont il avait été généré. Les études sur ces spots artificiels prennent alors une dimension beaucoup plus générale, notamment au niveau des caractéristiques géométriques du spot turbulent en écoulement laminaire sans gradient de pression. Elles sont présentées figure 3.1.

Sur cette figure, le spot a une forme en plan approximativement triangulaire, avec un angle de développement d'environ 22 degrés. Les vitesses du nez et de la queue du spot sont respectivement de l'ordre de $0.88 U_e$ et de $0.5 U_e$. L'illustration du développement du spot peut se faire en traçant son évolution dans le plan $x - t$. Sur la figure 3.2, un spot est généré en $t_0 - s_0$ dans un écoulement sans gradient de pression, à vitesse constante.

Le développement du spot est représenté par le triangle foncé. La frontière basse correspond à son nez, alors que la frontière haute correspond à sa queue. Les vitesses des fronts sont fonctions de la vitesse extérieure locale. La différence de vitesse entre le nez et

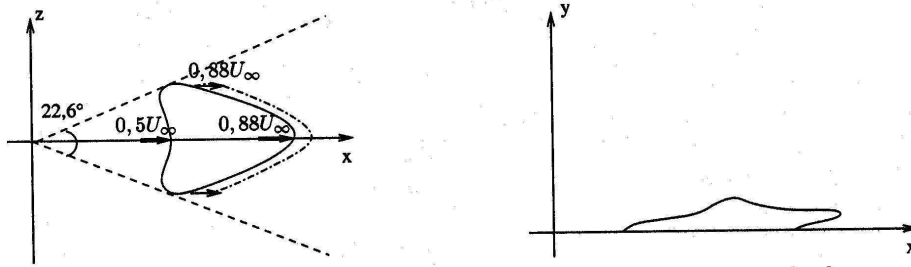


Fig. 3.1 – Un spot turbulent d'après Klebanoff

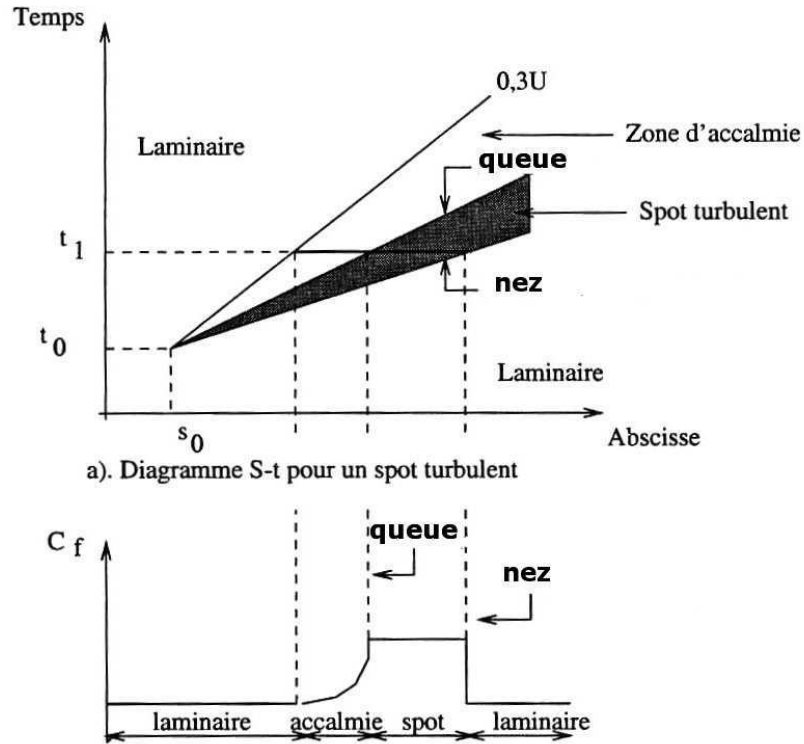
la queue impliquent la dilatation du spot lors de sa propagation. Le passage de cette zone turbulente bouleverse localement la couche limite, ce qui est visible notamment au niveau du coefficient de frottement C_f . Son évolution est tracée schématiquement pour le temps t_1 . Le spot débute par une augmentation brutale du C_f et se termine par une relaxation vers l'état laminaire avec une pente plus douce de décroissance du C_f . Cette région qui suit le spot turbulent et qui se développe avec lui est appelée "zone d'accalmie". Elle est caractérisée par un faible facteur de forme H ainsi que par une contrainte pariétale plus forte qu'en laminaire. Ces caractéristiques rendent le profil de vitesse très stable. Lorsque l'on reporte la vitesse caractéristique des ondes instables (grossièrement $0.3 U_e$) sur le diagramme $x - t$ figure 3.2, on remarque assez facilement que la zone d'accalmie est en fait inaccessible aux ondes d'instabilité. C'est pour cette raison que Klebanoff évoquait le nettoyage de ces instabilités par le passage du spot turbulent. Il faut bien remarquer que tout ceci est vrai dans le cas sans gradient de pression. Voyons maintenant les facteurs influençant le développement du spot.

3.3 L'effet du gradient de pression

La présence de gradients de pression peut modifier à la fois la croissance longitudinale mais aussi la croissance transversale des spots. Afin de quantifier ces effets, Katz, Seifert et Wygnanski en 1990 puis Seifert et Wygnanski en 1995 menèrent deux études, l'une sur l'effet d'un gradient de pression favorable [40] correspondant à un paramètre de Falkner et Skan de $\beta = 1$, l'autre sur l'effet d'un gradient défavorable, $\beta = -0.1$ [71].

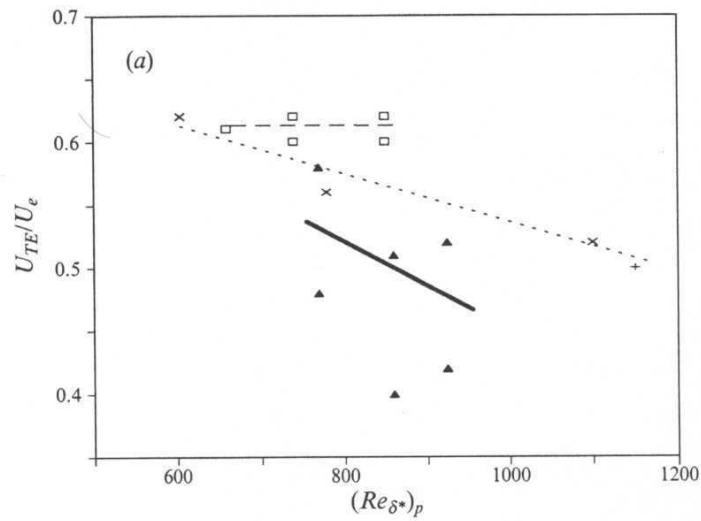
Dans le cas du gradient de pression favorable, le taux de croissance du spot est largement inhibé dans les trois directions. Le taux de dilatation dans les directions longitudinale et transversale est réduit de 50% comparé au cas sans gradient de pression. Le spot devient plus court avec un angle plus faible comparé à un spot se développant sur plaque plane dans des conditions similaires en terme de distance à l'origine et nombre de Reynolds. Les vitesses de convection au nez et à la queue du spot ne sont plus des fonctions directes de la vitesse locale de l'écoulement extérieur. Lorsque la vitesse extérieure augmente linéairement, la vitesse de propagation augmente en \sqrt{x} . Le rapport entre les vitesses de propagation du nez et de la queue varie de 1.2 à 1.55 alors que ce rapport est d'environ 1.8 en l'absence de gradient de pression. Ces résultats confirment les études préalables de Narasimha (1985) [57] qui remarque une réduction significative de la taille du spot et de l'angle à la tête.

Dans le cas d'un gradient de pression positif, la couche limite laminaire de base est plus instable et les mécanismes d'instabilité pour la propagation du spot par contamination de

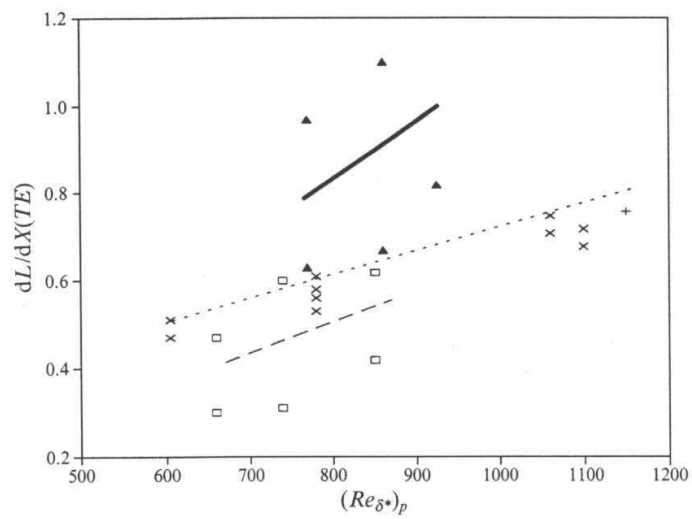
Fig. 3.2 – Evolution du spot dans le plan $x - t$

l'écoulement de proche en proche vont être amplifiés. L'interprétation de Gad-el-Hak [30] d'une croissance transversale par un processus de déstabilisation prend alors tout son sens. Cette interprétation avait été remise en question par Katz et al. [40] lors de l'étude du gradient de pression favorable. La couche limite étant alors très stable, l'étalement transversal était relié aux vitesses transversales présentes dans la zone turbulente qui poussent l'écoulement turbulent vers l'extérieur du spot. Dans un cas classique de gradient de pression positif modéré, les deux processus cohabitent. L'étalement transversal du spot est donc augmenté, le demi-angle au sommet dans la configuration étudiée est de 20° au lieu de 10° dans le cas Blasius. Le spot est alors très sensible à ses conditions de création. Une forte perturbation génèrera un spot qui s'étalera moins vite. Toutes les interactions basées sur des instabilités seront amplifiées du fait du caractère instable de la couche limite soumise à ce type de gradient de pression.

La figure 3.3 récapitule, pour les 3 cas de gradient de pression, les caractéristiques essentielles du spot à savoir, le taux d'allongement et la vitesse du bord de fuite en fonction de Re_{δ^*} , δ^* étant l'épaisseur de déplacement de la couche limite au point de création du spot. Il apparaît clairement une augmentation du taux d'allongement du spot (d'environ 50%) lorsque le gradient de pression devient adverse. De la même manière, le ralentissement de l'écoulement extérieur s'accompagne d'un ralentissement de la vitesse de convection du spot au bord de fuite.



(a) Vitesse de la queue du spot en fonction du nombre de Reynolds à la source du spot



(b) Taux d'allongement du spot en fonction du nombre de Reynolds à la source du spot.

Fig. 3.3 – Paramètres du spot en fonction du gradient de pression longitudinal. (...) $\beta = 0$, (---) $\beta = 1$, (—) $\beta = -0.1$, d'après Seifert et al. [71]

Chapitre 4

Etudes impliquant la transition instationnaire

Le phénomène de transition instationnaire concerne un bon nombre d'écoulements d'intérêt pratique. Les deux principaux types sont les profils oscillants avec, par exemple, le couplage avec le phénomène de décrochage dynamique et les aubes de turbomachine. Chacune de ces familles d'écoulement est caractérisée par des gammes de Strouhal et d'amplitude de l'instationnarité bien différentes. L'écoulement sur profil oscillant est plutôt à faible Strouhal, typiquement autour 0.1, avec des amplitudes de battement assez élevées. Pour les turbomachines, le Strouhal est nettement supérieur. L'étude expérimentale et numérique réalisée durant cette thèse est apte à appréhender les deux phénomènes de par la latitude laissée sur ce paramètre.

Ces deux grandes familles d'écoulements ont été l'objet de nombreuses études. Un résumé succinct de l'état de l'art est proposé dans les deux paragraphes suivants, en insistant sur la nécessité d'étudier en détail la transition en instationnaire.

4.1 Le décrochage dynamique

Le terme de décrochage dynamique est souvent employé pour décrire les événements complexes qui apparaissent lorsqu'un profil est mis en mouvement autour de son incidence de décrochage statique. L'évolution de l'écoulement est alors bien différente de celle observée en décrochage statique. Ce type d'écoulement peut se rencontrer dans différentes situations comme les pales d'hélicoptère ou l'avion militaire manœuvrant rapidement. Le phénomène de décrochage dynamique est lié à la formation, au développement et à l'éclatement d'une structure tourbillonnaire sur l'extrados du profil. Cette structure peut être reproduite facilement de manière expérimentale en mettant un profil en oscillation de tangage autour de son angle de décrochage statique. Un certain nombre d'études ont ainsi été réalisées sur des profils de référence (type NACA0012) en oscillation de tangage afin de caractériser ce phénomène. Toute la panoplie des méthodes expérimentales a été utilisée : capteurs de pression instationnaire, films chauds, sondes à 3 fils, PIV, LDV, LDV embarquée de Maresca et Favier [50], visualisations par fumée, etc ... Parmi les études de référence, nous pouvons citer celles de Carr [15], Maresca [50], Lees et Gerontakos [45], ainsi que les études menées dans le Projet de Recherche Fédérateur "Décrochage Dynamique" à l'ONERA par Guy Pailhas [61].

4.1.1 Description de l'écoulement global en décrochage dynamique

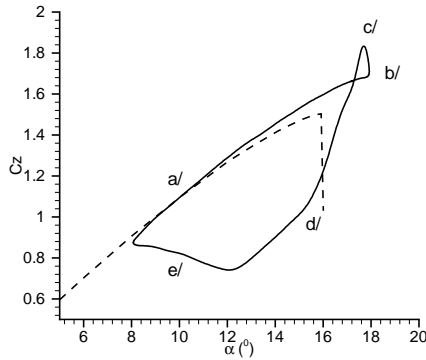
Pour décrire globalement le phénomène de décrochage dynamique, nous utiliserons les mesures de Pailhas [61] réalisées en 2004 sur un profil *OA209* en oscillation de tangage d'amplitude 5° autour de son angle de décrochage statique (13°) dans la soufflerie F2 du Fauga-Mauzac. Le nombre de Reynolds de l'écoulement est de 1.10^6 et le Strouhal de 0.03. Le cas présenté en exemple est dit en "décrochage profond".

Ce phénomène se traduit par une hystérésis sur les coefficients aérodynamiques globaux durant un cycle d'oscillation. La figure 4.1 en illustre les différentes étapes en donnant le champ LDV de vitesse longitudinale correspondant à différentes positions dans le cycle de décrochage présenté sur la figure 4.1(a). L'ordre des lettres sur la figure correspond au sens de parcours de la boucle.

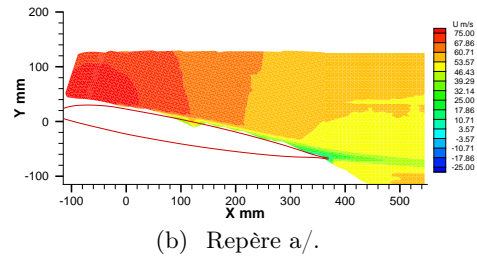
Passons donc en revue un cycle :

- a/ L'écoulement est attaché, l'évolution du C_z correspond à l'évolution stationnaire représentée en tirets sur la figure 4.1(a).
- b/ L'angle de décrochage statique est passé et le C_z continue à augmenter. Il n'y a pas de changement notable sur le champ de vitesse, si ce n'est la possibilité de l'apparition d'une zone décollée au bord de fuite (vitesses faibles près de la paroi sur le champ LDV 4.1(c)). Le premier effet dynamique est ressenti ici : le retard au décrochage.
- c/ Du fait du pic de survitesse très important à ces hautes incidences, un bulbe de décollement apparaît juste après celui-ci. Ce bulbe est soupçonné d'être à l'origine de la formation du tourbillon de bord d'attaque que nous voyons sur le champ LDV (zone de vitesses négatives, en bleu), figure 4.1(d). Ce tourbillon très intense génère une zone de dépression sur l'extrados du profil et contribue ainsi à accroître encore le coefficient de portance. C'est ici que commence le décrochage dynamique proprement dit.
- d/ Ce tourbillon est convecté le long de l'extrados à une vitesse voisine de $0.25U_e$. Le champ LVD figure 4.1(e) montre le tourbillon extrados (zone de vitesses fortement négatives en bleu) arrivant au bord de fuite. Nous sommes ici en décrochage profond, le C_z chute.
- e/ Finalement le tourbillon extrados va être lâché au bord de fuite, provoquant une grande variation du moment de tangage, l'écoulement va ensuite se réattacher progressivement pour rattraper l'évolution stationnaire (figure 4.1(f)).

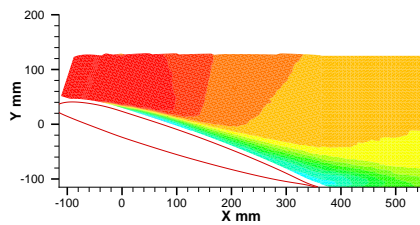
Le point essentiel du phénomène de décrochage qui va conditionner grandement la forme de la boucle d'hystérésis est la naissance du tourbillon d'extrados. Nous avons évoqué lors de la description d'un cycle d'oscillation que ce tourbillon pouvait prendre naissance dans le bulbe de décollement qui se forme aux fortes incidences après le pic de survitesse. Cette possibilité est aussi suggérée par un bon nombre d'auteurs, parmi eux Carr et al. [15], Currier et al. [19], Pascario et al. [62], Weinert et al. [80]. Ainsi, l'état de ce bulbe, laminaire ou turbulent, la position de la transition, le réattachement éventuel, sont autant de questions à résoudre tant au niveau expérimental que numérique pour une prévision précise des coefficients aérodynamiques globaux. Currier et al. [19] remarquent qu'une erreur de 0.1% sur la position de transition peut induire dans les calculs des variations non négligeables de la portance juste avant le décrochage. Les critères de transition existants n'étant pas capables de prévoir la transition dans le bulbe de manière adéquate, Pascario et al. [62] ont proposé alors un critère de transition instationnaire basé sur une corrélation faisant intervenir la deuxième épaisseur d'énergie δ'_3 sur lequel nous reviendrons par la suite.



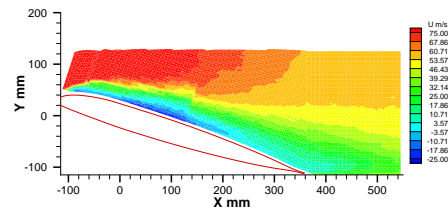
(a) Variation du coefficient de portance C_z en fonction de l'incidence du profil. Mise en évidence du cycle d'hystérésis.



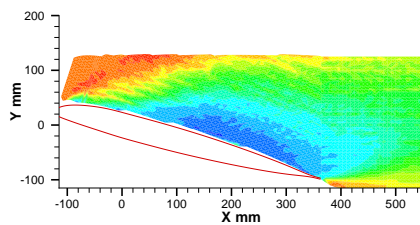
(b) Repère a/.



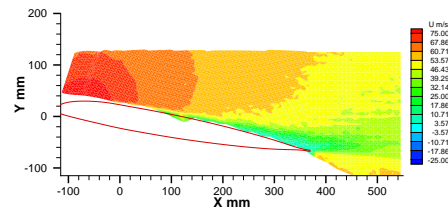
(c) Repère b/.



(d) Repère c/.



(e) Repère d/.



(f) Repère e/.

Fig. 4.1 – Les principales étapes du décrochage dynamique

Malgré ces avancées, le mécanisme de transition dans ce type de décollement n'est pas bien connu. Une analyse fine des fluctuations présentes à l'intérieur du bulbe de décollement permettrait sûrement de dégager le scénario de transition dans ces bulbes. Les outils mis au point dans cette thèse pourront alors être d'un grand secours.

4.2 Les turbomachines

L'autre champ d'application privilégié de la transition instationnaire concerne l'écoulement sur les aubes de turbomachines. La connaissance de l'état de la couche limite est ici importante pour quantifier le rendement de la turbomachine, notamment au niveau des échanges thermiques.

Dans le cas des turbines mono-étage, les différences notables par rapport aux études de Obremski et Fejer se situent au niveau du nombre de Strouhal et du taux de turbulence extérieur qui sont alors assez élevés. Ceci a pour conséquence de privilégier le scénario de transition dit "bypass" en début de langue turbulente (au lieu du scénario *TS*) ainsi que l'apparition d'une zone dite de "calming".

Les turbomachines actuelles étant en règle générale multi-étages, l'impact des sillages de la rangée d'aubes précédente sur la suivante joue un rôle primordial. L'écoulement dans ces configurations a été décrit expérimentalement de manière très détaillée par Halstead et al. [33], notamment au niveau des diverses topologies possibles selon le nombre Reynolds et le taux de turbulence extérieur. La figure 4.2 illustre un cas possible pour un Reynolds modéré.

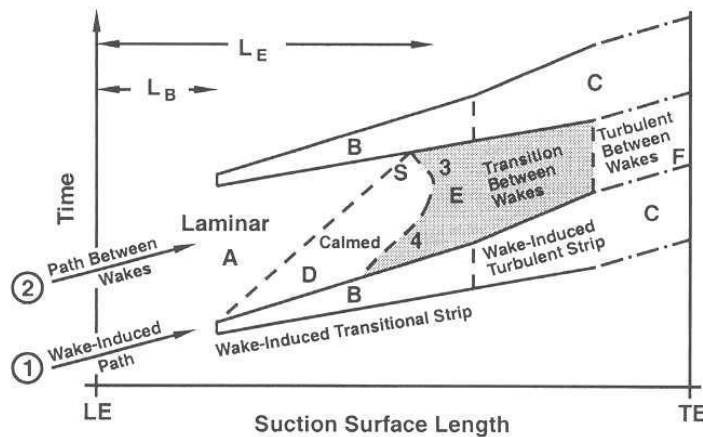


Fig. 4.2 – Topologie de l'état de la couche limite dans le cas d'un écoulement sur l'extrados d'une aube de turbine soumise à un défilement de sillages, d'après Halstead et al. [33]

L'écoulement incident est séparé en deux chemins distincts symbolisés par les flèches notées 1 et 2. Le chemin 1 symbolise le sillage de l'aube précédente qui va initier une transition forcée à une distance notée L_B du bord d'attaque. Le sillage n'induit donc pas directement des bandes pleinement turbulentes mais plutôt un état transitionnel jusqu'à l'abscisse L_B . Entre deux sillages, chemin 2, l'écoulement se compose d'une zone laminaire *A* suivie d'une zone d'accalmie *D* qui suit le passage de l'interface laminaire-turbulent. L'influence du défilement de sillages sur la transition a été étudiée à l'ONERA par S. Bour [13] durant sa thèse et par X. de St Victor et R. Houdeville [21]. La transition entre les bandes turbulentes induites peut se produire (région *E*) lorsque l'écoulement devient suffisamment instable ou si l'effet de calming est suffisamment faible (Hodson et Gostelow [35]). Walker et Hughes en 1999 [79] mirent en évidence la possibilité de transition naturelle dans cette partie de l'écoulement en identifiant expérimentalement des ondes TS dans cette zone, grâce à des sondes à film chaud. La détection des ondes TS a nécessité un

bon nombre de précautions, notamment un filtrage passe-haut important afin d'éliminer les fluctuations basses fréquences qui sont souvent de très forte amplitude. Au niveau du traitement, la détection de ces ondes a été réalisée grâce à la transformée par ondelettes continue avec les ondelettes de Morlet et du "chapeau Mexicain". La transformée révèle une bosse de fréquences assez diffuse autour de la fréquence des TS estimée par la théorie de stabilité. La précision pourrait être accrue en réalisant des spectres moyennés en phase. Même dans ce cas complexe, la transition "naturelle" instationnaire joue un rôle important et mérite d'être étudiée.

Transition ...

Ce survol de la transition instationnaire telle qu'elle est connue à la fois de manière théorique mais aussi expérimentale montre le travail qu'il reste à accomplir, au niveau, entre autres, de la détection des ondes instables et de la validation de la méthode quasi-stationnaire pour aboutir à un critère de transition instationnaire adéquat prenant en compte la physique du phénomène.

Les chapitres suivants sont axés essentiellement sur l'étude de la transition par instabilités, le mode "créatif" tel que le nomment Obremski et Fejer. Le mode "convectif" mériterait lui aussi un bon nombre de développements mais cela sortirait du cadre fixé dans cette thèse. La prise en compte de ce mode de transition étant néanmoins indispensable, nous imposerons la vitesse de convection de la zone turbulente lorsque cela sera nécessaire.

L'intérêt de notre étude est alors la confrontation directe des calculs de l'écoulement ainsi que des calculs de stabilité avec une expérience de référence dans une configuration de gradient de pression à la fois temporel et spatial, ce qui est assez rare dans la littérature où l'on trouve surtout des configurations plaque plane. Le champ d'application de cette étude s'étend alors des écoulements de type "profil oscillant" aux écoulements de type "turbomachine" grâce notamment au réglage possible du nombre de Strouhal.

Avant de détailler les résultats de l'étude proprement dite, nous allons présenter les outils nécessaires tant numériques qu'expérimentaux. Certains de ces outils existaient déjà au début de la thèse, d'autres ont dû être développés.

Deuxième partie

Les outils d'investigation

Chapitre 5

Les outils numériques utilisés

Nous présentons dans ce chapitre les différents outils numériques utilisés dans le cadre du calcul de l'écoulement au sens large :

- L'obtention de l'écoulement de base pour les calculs de stabilité. Cet objectif est rempli par un code de couche limite instationnaire que nous avons développé dans le cadre de la thèse et que nous avons nommé **CLINSTAT**.
- L'étude de stabilité linéaire. Elle est réalisée par le code **CASTET** de l'ONERA. Le calcul des amplifications cumulées des ondes ainsi que l'adaptation aux écoulements instationnaires sont faits à l'extérieur du code.
- Le calcul de l'écoulement complet. Il est effectué par le code Navier Stokes **elsA** de l'ONERA. La prise en compte de la transition se fait alors par l'utilisation de "critères" de transition.

5.1 Le code de couche limite instationnaire CLINSTAT

Nous avons développé ce code de couche limite instationnaire bidimensionnelle incompressible dans le but de calculer de manière précise les profils de couche limite des configurations expérimentales, ces profils constituant l'écoulement de base du calcul de stabilité.

Il est basé sur la résolution des équations de Prandtl instationnaires avec une formulation volume fini du premier ordre en temps et en espace. Les conditions aux limites du calcul sont :

- l'écoulement extérieur $U_e(x, t)$. La répartition de vitesse mesurée est utilisée avec, si besoin, un lissage bidimensionnel dans le plan $x - t$;
- le profil initial de couche limite. Il est possible d'utiliser soit un profil de Hiemenz (solution de point d'arrêt), soit un profil de Blasius (solution plaque plane).

Afin d'assurer la stabilité du calcul de couche limite, la transition est déclenchée automatiquement dans le code lorsque le coefficient de frottement tend vers 0. La viscosité laminaire est alors remplacée par la viscosité turbulente donnée par un modèle algébrique de longueur de mélange et le calcul de couche limite se poursuit en turbulent.

Ce code permet aussi de tester simplement différents critères de transition, ce qui sera mis à profit dans la partie IV.

5.2 Le code de stabilité CASTET

Le code CASTET (Calcul de Stabilité et de Transition) [7, 65] est un code ONERA de stabilité en écoulement tridimensionnel compressible basé sur la résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld par une intégration Runge Kutta à 4 pas dans l'épaisseur de couche limite, associée à une méthode de tir pour résoudre le problème aux valeurs propres. Nous utiliserons uniquement le noyau de résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld, soit une infime partie du code, le traitement spécifique des amplifications cumulées et du suivi des ondes étant réalisé à l'extérieur par des routines **MATLAB**.

5.3 Le code Navier-Stokes elsA

L'ensemble logiciel de simulation Aérodynamique **elsA** [44] développé par l'ONERA est destiné au calcul Navier-Stokes dans des configurations de maillage structuré. Les hypothèses de base sont :

- le fluide est considéré comme un milieu continu constitué d'une seule espèce ou éventuellement d'un mélange inerte de plusieurs espèces à l'équilibre thermodynamique.
- les effets de gravité sont négligés.

Les écoulements visqueux sont simulés par la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées. Cette opération de moyenne au sens statistique provoque l'apparition de termes appelés tensions de Reynolds qui représentent le lien entre l'écoulement moyen et l'écoulement fluctuant. Toute la difficulté de l'approche RANS ou URANS consiste en la modélisation de ces tensions de Reynolds par des modèles de turbulence. Un bon nombre de modèles sont disponibles dans le code. Pour notre part, nous nous sommes limité au modèle à une équation de Spalart Allmaras [74] et au modèle $k-l$ de Smith [73].

La résolution numérique proprement dite est réalisée à l'aide d'une formulation volumes-finis, le calcul des grandeurs se faisant au centre des cellules. Les maillages considérés sont structurés hexaédriques par sous-domaines. La discrétisation numérique temporelle est basée, au choix, sur un schéma Euler rétrograde ou sur un schéma "Runge Kutta 4".

Dans le cas des calculs instationnaires, nous utiliserons la méthode du pas de temps dual (DTS). Cette méthode permet la résolution de problèmes instationnaires à l'aide de sous-itérations de calcul entre deux instants physiques. Les sous-itérations mettent en jeu un second pas de temps pour converger : le pas de temps dual. Le calcul entre deux temps physiques conduit alors à la résolution d'un système d'équations pseudo-instationnaires en temps dual et s'effectue avec les mêmes techniques d'accélération de convergence que dans le cas stationnaire. De plus amples informations sur le code **elsA** sont données dans le manuel Théorique **elsA** [44].

Chapitre 6

Le dispositif expérimental

Nous entamons ici la description de l'expérience réalisée en cours de thèse et autour de laquelle s'articulent tous les développements.

6.1 La soufflerie

Les essais sont conduits dans une soufflerie basse vitesse classique de type Eiffel installée à l'ONERA/DMAE. Cette soufflerie est composée d'une chambre de tranquillisation avec filtre anti-poussière, nids d'abeilles et grillage anti-turbulence, suivie d'un convergent avec un taux de contraction de 17 débouchant sur une veine à section rectangulaire de 400 mm x 400 mm et d'une longueur de 1400 mm. La veine est ensuite raccordée au diffuseur axial de longueur 2000 mm et d'angle 5° . Le lien entre le diffuseur et le ventilateur axial à pas variable (vitesse constante 1400 *tr/min*) se fait par une cage anéchoïque qui évite la remontée dans la veine des perturbations de pression dues au défilement des pales. Cette soufflerie permet de couvrir une gamme de vitesses de 10 à 30 $m.s^{-1}$ pour un taux de turbulence nominal d'environ 0.1%. Le taux de turbulence dépend du régime de fonctionnement de la soufflerie. Une adaptation de cette soufflerie a été nécessaire pour l'utilisation en instationnaire.

6.2 Les modifications apportées pour le fonctionnement en instationnaire

Deux types de solutions sont envisageables afin de générer un écoulement oscillant autour d'un profil : soit le profil est mis en mouvement (comme dans le cas des expériences de décrochage dynamique précédemment décrites), soit l'écoulement fluctue autour du profil qui est fixe. Dans notre étude, nous choisissons la deuxième solution afin de simplifier la mise en œuvre des moyens de mesure de couche limite tels que le fil chaud.

La figure 6.1 présente schématiquement la configuration expérimentale adoptée. Un profil NACA0015 (0.3 m de corde) est placé dans la veine. Il est prolongé à partir de son bord de fuite par une plaque plane horizontale allant jusqu'à l'entrée du diffuseur. Cette plaque sépare la veine en deux canaux. En sortie de veine, chaque canal est partiellement obstrué par un papillon qui, en tournant, va générer l'instationnarité. Ce dispositif sera décrit en détail par la suite. Le déphasage entre les deux papillons est de 90° . Le débit en entrée de veine est quasi-constant, mais il est réparti entre le dessus et le dessous de la maquette

selon la position des volets qui jouent le rôle de pertes de charges variables, simulant ainsi une variation d'incidence du profil. L'amplitude de variation de la vitesse est donc liée à la taille des volets et à la vitesse de rotation de ceux-ci.

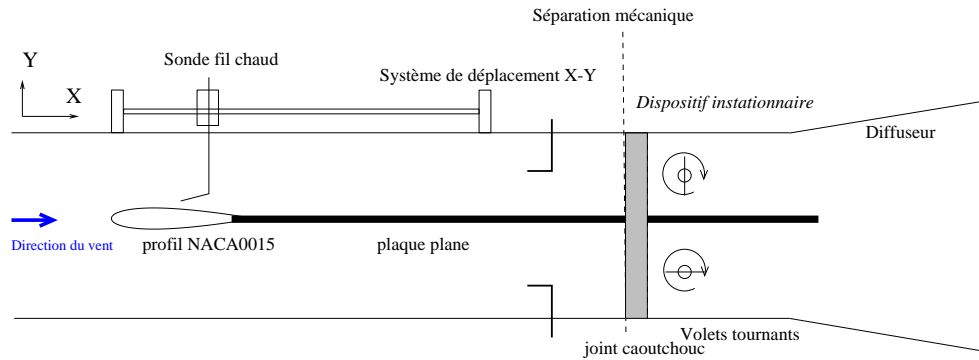


Fig. 6.1 – Schéma de la soufflerie

Remarque : Il ne s'agit pas ici de dire que l'écoulement ainsi généré est équivalent strictement à celui autour d'un profil mis en oscillation de tangage, ce qui est faux, ne serait-ce que par le non-respect de la condition de Joukowski dans notre dispositif, le bord de fuite étant prolongé par une plaque plane. En revanche, la perte de charge alternée entre les deux canaux provoque une variation de la position du point d'arrêt et, de ce fait, une modification du gradient de pression longitudinal sur le profil pendant la période d'oscillation. Ce dispositif permet donc de générer à la fois un gradient de pression temporel périodique quasi-sinusoïdal mais aussi un gradient de pression longitudinal variable. C'est en ce sens que notre écoulement peut être comparé à celui d'un profil en oscillation de tangage.

6.2.1 Détail de la veine d'essai

La photographie figure 6.2 détaille le montage. Le profil NACA0015 est positionné au centre de la veine et est fixé à la fois aux parois latérales en plexiglas mais aussi au bâti de la soufflerie grâce à deux bras de renfort placés de part et d'autre du profil en envergure. Le bâti étant lui-même fixé au sol, cela permet de minimiser les vibrations du profil en fonctionnement instationnaire. La plaque qui prolonge le profil est fixée aux parois en plexiglas par une série de vis ainsi que par un système écrou - contre écrou lié à un axe fileté vertical traversant la veine. Ce système est visible sur la photo 6.2 en fin de veine, au niveau du premier presse-étoupe en partant de la gauche. Le but est de réduire les vibrations, mais aussi d'éviter la déformation de la plaque qui subit des efforts aérodynamiques instationnaires importants.

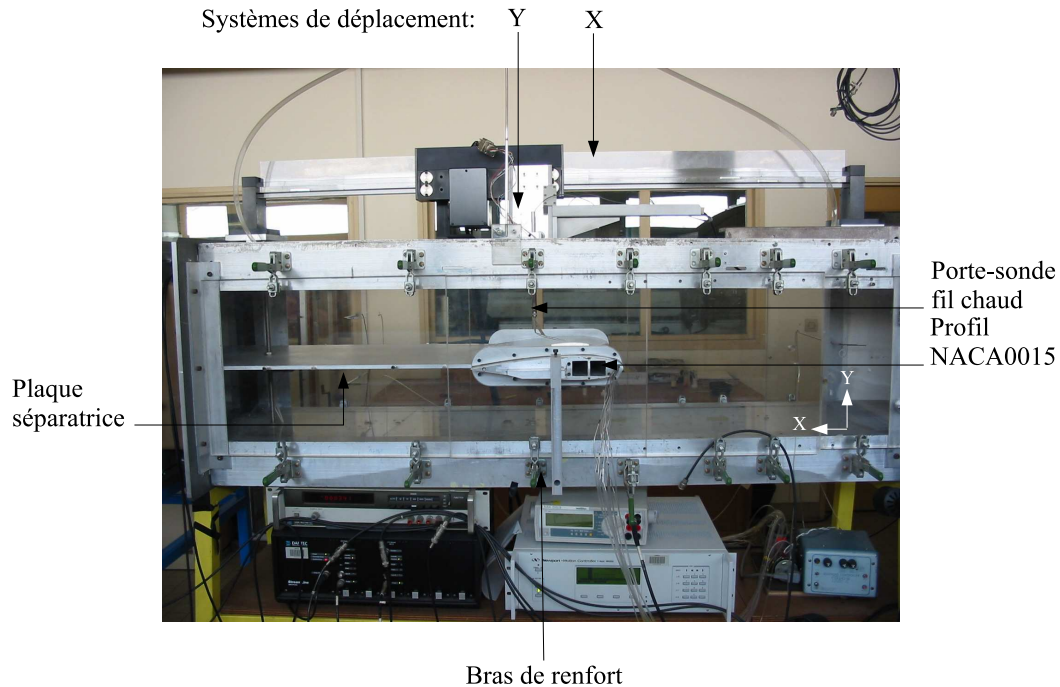


Fig. 6.2 – Photographie de la veine d'essai, l'écoulement va de la droite vers la gauche.

Un système de déplacement MICROCONTROLE deux composants est fixé sur le bâti et permet des déplacements précis au centième de millimètre selon ses deux composants. Un système de crémaillère assure le mouvement vertical du porte-sonde. Celui présent sur la figure est utilisé pour les sondages de couche limite. Il est renforcé au niveau du coude, toujours pour des problèmes de rigidité et de vibrations.

6.2.2 Détail du dispositif instationnaire

Le dispositif instationnaire (figure 6.3) est intercalé entre la fin de la veine d'essai et l'entrée du diffuseur. Le lien entre le dispositif instationnaire et la veine d'essai se fait grâce à un joint caoutchouc assurant à la fois l'étanchéité de la liaison mais aussi la séparation mécanique, notamment au niveau de la transmission des vibrations du système dues à la rotation des volets et à la présence du moteur électrique. Le système instationnaire est placé sur un bâti indépendant de celui de la soufflerie.

La figure 6.4 présente les composants essentiels de ce dispositif. Sur la figure du haut, nous avons une vue prise à partir du diffuseur (donc de l'arrière) des deux volets tournants. La plaque séparatrice définit deux demi-veines dans lesquelles sont placés les volets. Chaque volet est constitué d'une plaque en aluminium de 5 mm d'épaisseur fixée dans un cylindre usiné en deux morceaux. Différentes tailles de plaque peuvent ainsi être testées. Les axes de ces cylindres débouchent à l'extérieur de la veine et sont liés par une courroie crantée qui assure un déphasage de 90° entre les deux volets.

Un moteur électrique commandé par un variateur de fréquence permet la rotation de ces volets. La vitesse de rotation est commandée par un réducteur placé entre le moteur et l'axe du volet inférieur. L'amplitude de variation de l'écoulement est quant à elle fonction de la taille des volets mais aussi de leur fréquence de rotation. De par la conception des

volets, la gamme d'amplitude et de fréquence admissibles pour garantir des oscillations quasi-sinusoidales est réduite. En effet, une vitesse de rotation trop lente fait apparaître un plat sur l'oscillation de vitesse dû à un intervalle angulaire pendant lequel le volet est masqué par le cylindre. A contrario, une vitesse trop rapide réduit sensiblement l'amplitude de fluctuation de vitesse induite par la rotation, jusqu'au cas limite où le volet tournant très vite, l'instationnarité induite est quasi-nulle. Dans la gamme de vitesse de rotation utilisée ici, la distorsion harmonique de vitesse sur le profil est au maximum de 2%.

Le dispositif de pulsation de l'écoulement fournit une référence temporelle au système d'acquisition ; elle permet soit de déclencher des acquisitions, soit de repérer l'origine des périodes pour des traitements en moyenne de phase. Ce rôle est assuré par le système présenté sur la photographie 6.4(b). Une roue percée de 40 trous est solidaire de l'axe de rotation du volet inférieur. Cette roue sépare une diode électro-luminescente (LED) d'une cellule photo-électrique. Quarante fois dans la période, la cellule photo électrique est illuminée par la LED à travers un des trous et émet donc un signal électrique converti en signal TTL par un petit dispositif électronique. Le repérage du début d'un tour est quant à lui réalisé grâce à une deuxième roue percée cette fois-ci d'un seul trou et montée sur le même axe parallèlement à la première (donc invisible sur la photo car masquée par la première roue). Le système dispose donc de deux sorties : une qui délivre un signal TTL composé de quarante impulsions par période et une autre qui délivre une seule impulsion par période. Il est bon de noter pour la suite qu'une rotation complète du volet correspond à deux périodes d'oscillation de vitesse extérieure.

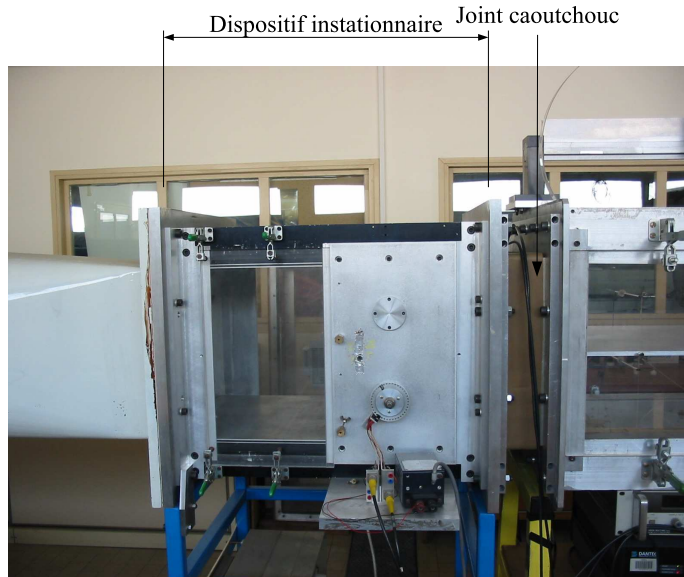
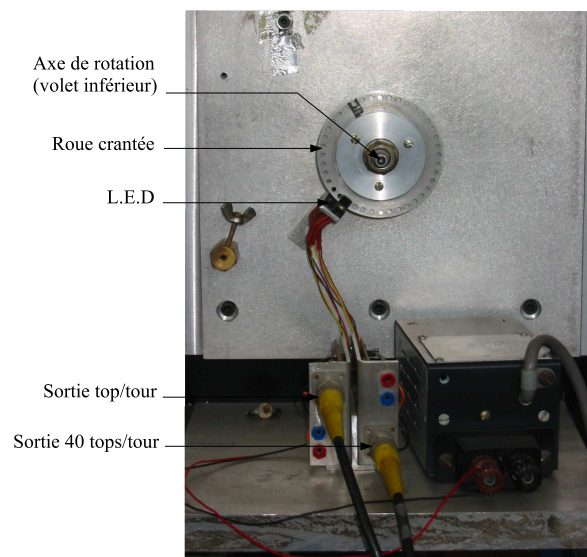


Fig. 6.3 – Dispositif instationnaire, écoulement de la droite vers la gauche.



(a) Volets



(b) Compte tour

Fig. 6.4 – Détail du dispositif instationnaire

6.3 Les moyens de mesure et les techniques d'analyse

6.3.1 Les moyens de mesure

Le moyen de mesure essentiellement utilisé est l'anémométrie fil chaud à température constante. Les sondes sont des fils chauds droits, elles donnent accès aux composantes longitudinales de vitesse U et de fluctuation u' . Il n'a pas été possible d'utiliser d'autres types de sonde, du fait de la petite taille des couches limites, de l'ordre du millimètre.

Au niveau du contrôle des conditions aux limites, en entrée de veine, une sonde fil chaud

est utilisée pour mesurer le taux de turbulence extérieur. La mesure de la pression totale est réalisée par un tube de Pitot, la pression statique quant à elle est prise sur la paroi latérale de la veine. Il n'est pas nécessaire d'utiliser des capteurs de pression instationnaire en entrée de veine, l'écoulement étant à cet endroit quasiment stationnaire.

En sortie de veine, une sonde fil droit, placée dans chaque canal, mesure la perturbation de la vitesse extérieure générée par les volets (voir figure 6.1).

6.3.2 Technique d'acquisition

L'étude d'un écoulement périodique implique la synchronisation des mesures avec le forçage extérieur. Nous avons vu que cette tâche est réalisée par le dispositif instationnaire et plus particulièrement par le système de synchronisation. Selon les quantités physiques recherchées, étude de l'écoulement moyen instationnaire ou étude spectrale des fluctuations, deux types d'acquisition seront réalisés. Ils sont présentés sur la figure 6.5.

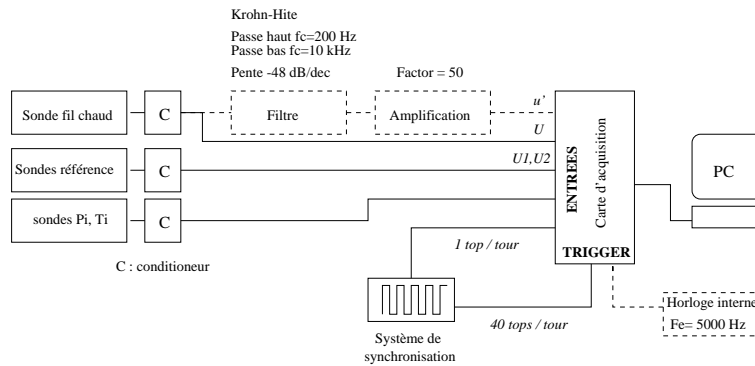


Fig. 6.5 – Système d'acquisition

Le premier type est ce que nous appellerons **l'acquisition lente**. Elle est représentée par les lignes noires en trait plein. Les acquisitions sont, dans ce cas, déclenchées par le système de synchronisation 40 fois par période. La référence d'une impulsion par tour est aussi numérisée; elle permet d'obtenir les grandeurs moyennes instationnaires de la composante longitudinale de vitesse et sa fluctuation pour 40 instants dans la période. Cette opération est réalisée en prenant la moyenne de phase des signaux sur un grand nombre de périodes (N). L'écoulement étant instationnaire et périodique, toute grandeur mesurée, par exemple la vitesse, est décomposée en une composante moyenne périodique $\langle U(t) \rangle$ et une composante aléatoire $u'(t)$. Les grandeurs moyennes instantanées sont ici définies par des moyennes d'ensemble $\langle U(t) \rangle$. La composante fluctuante $u'(t)$ aux différents temps est obtenue par différence entre le signal de vitesse instantané et la moyenne de phase à l'instant considéré.

$$\langle U(t) \rangle = \frac{1}{N} \times \sum_{n=0}^N U(t + nT) \quad (6.3.1)$$

$$u'(t) = U(t) - \langle U(t) \rangle \quad (6.3.2)$$

$$\langle u'(t)^2 \rangle = \frac{1}{N} \times \sum_{n=0}^N u'^2(t + nT) \quad (6.3.3)$$

Le nombre de périodes (N) nécessaire pour obtenir une précision donnée peut être estimé par la "loi sur les grands nombres", chaque période étant considérée comme une réalisation particulière du même phénomène. L'écoulement étant laminaire avec un taux de turbulence faible, c'est la précision voulue sur $\langle u'(t)^2 \rangle$ qui va fixer N . Pour obtenir une variance de 0.05 sur $\langle u'(t)^2 \rangle$ avec une probabilité de 90%, N doit dépasser 550.

Le second type est appelé l'**acquisition rapide** (traits interrompus sur le schéma 6.5). Dans ce cas, l'acquisition du signal fil chaud est réalisée en continu avec une fréquence d'échantillonnage définie à $f = 5000 \text{ Hz}$. Ce type d'acquisition sert particulièrement à l'étude des fluctuations de vitesse u' . Le signal fil chaud est filtré de ses basses et hautes fréquences afin de ne garder que la partie "utile" du spectre pour notre étude. Cette opération est réalisée par un filtre Krohn Hite de pente -48 dB/dec, les fréquences de coupure haute et basse sont respectivement de 10 kHz et de 200 Hz . Le signal est ensuite amplifié 50 fois avant d'être numérisé. Le signal d'une impulsion par tour est toujours numérisé afin de pouvoir recalculer entre elles les N périodes acquises. Le signal obtenu est ensuite traité par les techniques temps-fréquence décrites au chapitre 7. Dans ce cas, le signal de fluctuation u' est défini à tous les temps de la période par simple filtrage et amplification du signal instantané.

6.4 Qualification de la veine

Comme on le verra au chapitre 9, p.69, nous avons étudié trois configurations : une configuration stationnaire notée **STAT** et deux configurations instationnaires notées **INSTAT1** ($f = 10 \text{ Hz}$) et **INSTAT2** ($f = 30 \text{ Hz}$). La qualification de la veine d'essai est réalisée pour chacune de ces configurations pour assurer la maîtrise des conditions aux limites. Cette qualification passe par la vérification de la *bidimensionnalité* de l'écoulement et par la caractérisation des fluctuations présentes dans l'écoulement extérieur, c'est-à-dire la *turbulence extérieure*.

6.4.1 Bidimensionnalité

La vérification de la bidimensionnalité consiste en la réalisation de différents profils en envergure pour une position fixée en x . La comparaison de ces profils ainsi que des quantités intégrales associées permet une estimation de la bidimensionnalité de l'écoulement. Les mesures sont réalisées à l'aide d'une sonde fil chaud montée sur un porte-sonde permettant un réglage transversal de la position de la sonde. Les différents points de mesure sont schématisés sur la figure 6.6 qui représente une vue de dessus du profil. Les points utilisés pour l'essai stationnaire sont tracés en noir alors que ceux des essais instationnaires le sont en rouge. La validation est effectuée seulement pour une demi-veine $Z > 0$. Il est bon de noter que la zone dans laquelle la bidimensionnalité est vérifiée n'est pas atteinte par les coins de turbulence naissant à la jonction du bord d'attaque du profil avec les plaques latérales. En effet, si nous supposons qu'à partir de ce point la contamination turbulente en envergure s'effectue avec un angle d'environ 15 degrés, cela donne, au bord de fuite du profil, une zone turbulente épaisse de 80 mm à partir de la plaque latérale. La demi-envergure étant de 200 mm , il reste encore 120 mm de zone "saine" de part et d'autre de la ligne centrale.

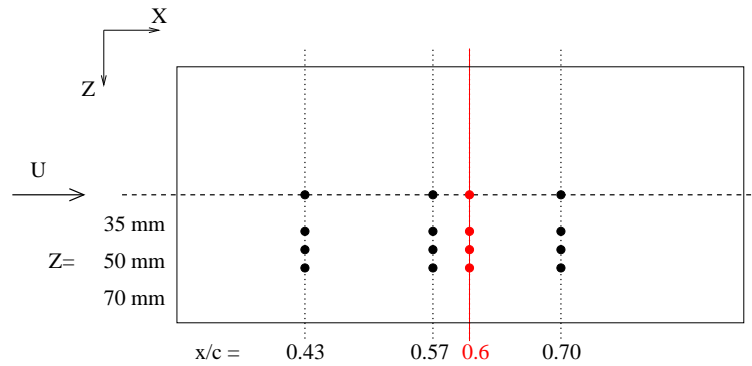


Fig. 6.6 – Points de mesures pour la validation de la bidimensionnalité

Dans chaque cas, 3 mesures sont réalisées en envergure pour des décalages par rapport à la ligne centrale de 35, 50 et 70 mm, ces mesures sont comparées à celles effectuées sur la ligne centrale. Dans le cas stationnaire, 4 stations en x seront étudiées : une dans la zone purement laminaire ($x/c = 0.43$), une juste avant la transition ($x/c = 0.57$), une dans la zone transitionnelle ($x/c = 0.70$) et une dans la zone turbulente. Pour les cas instationnaires, nous ne nous intéresserons qu'à une station en x , $x/c = 0.60$. Cette station présente l'avantage de "voir passer" la transition durant la période d'oscillation et ainsi permet d'obtenir la comparaison des profils laminaires, transitionnels, turbulents ainsi que la position de transition dans la période.

*Le cas stationnaire **STAT** :*

La figure 6.7 présente la comparaison des différents profils en envergure pour différentes stations en x/c . Les deux premières stations $x/c = 0.43$ et $x/c = 0.57$ sont en zone laminaire. L'accord des différents profils en envergure est excellent (écart relatif sur le facteur de forme de moins de 5%). Cet accord assure que la couche limite laminaire qui se développe sur le profil à partir du bord d'attaque est bidimensionnelle jusqu'à $Z = 70 \text{ mm}$. En invoquant la symétrie de la veine d'essai par rapport au plan XY , la zone laminaire bidimensionnelle s'étend au moins sur 35% d'envergure autour de la ligne centrale.

La station suivante $x/c = 0.70$, figure 6.7(c), se situe dans la zone transitionnelle. Un désaccord assez marqué apparaît entre les profils en envergure, notamment pour $Z = 70 \text{ mm}$, traduisant un décalage en envergure. La comparaison du profil $Z = 70 \text{ mm}$ avec un profil mesuré sur la ligne $Z = 0$, mais 1 cm plus loin en aval ($x/c = 0.73$), confirme le décalage en Z lié à un léger décalage de position de transition. Le profil $Z = 70 \text{ mm}$ est en avance dans son développement d'environ 1 cm par rapport à celui des profils sur la ligne centrale. L'évolution de la forme des profils dans cette zone étant extrêmement rapide, un décalage minime en terme de position de transition se traduit par une différence énorme au niveau de la forme des profils.

Lorsque l'on se place à l'aval de la zone transitionnelle, donc en zone pleinement turbulente, la bidimensionnalité de l'écoulement turbulent est retrouvée comme en atteste le profil pour $x/c = 0.73$ présenté sur la figure 6.7(d).

La bidimensionnalité de l'écoulement stationnaire est ainsi vérifiée autour de la zone de transition.

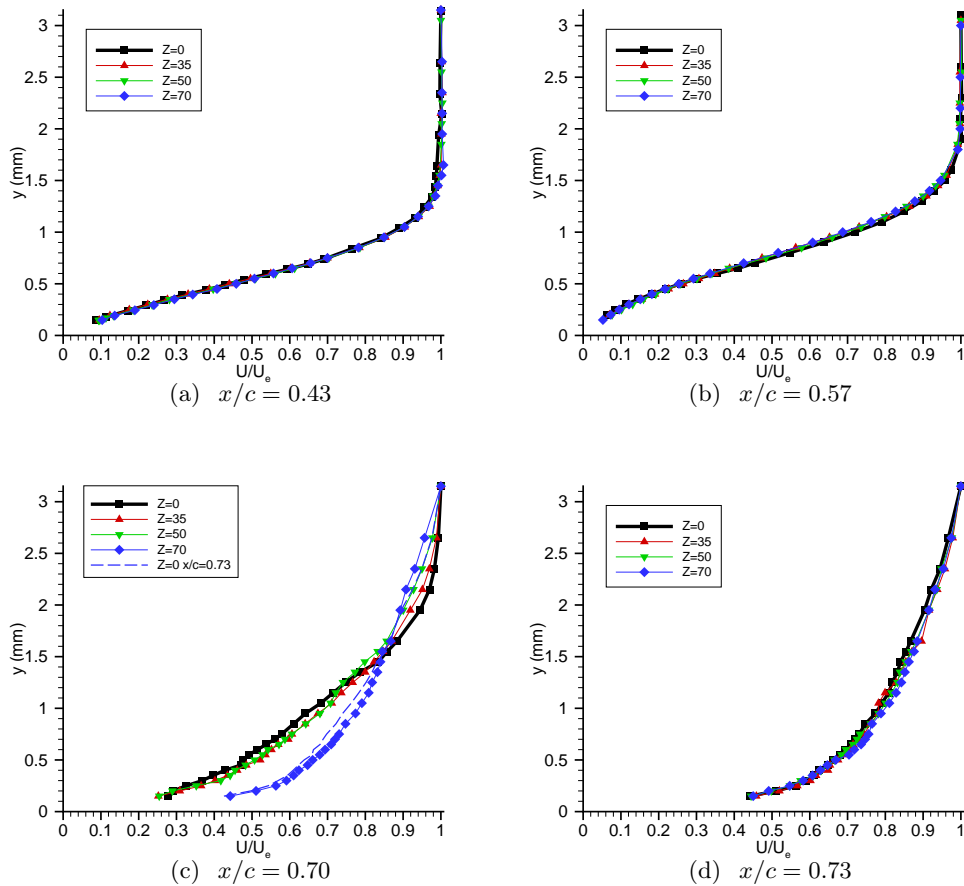


Fig. 6.7 – Comparaison des profils en envergure pour le cas stationnaire

Le cas *INSTAT1* :

En ce qui concerne les cas instationnaires, l'évolution du facteur de forme dans la période d'oscillation est directement comparée pour les différents Z , figure 6.8. L'évolution sur la ligne centrale faisant office de référence, celle-ci est tracée en trait noir gras. De manière qualitative, l'évolution du facteur de forme est bien identique pour les différents Z , aucun phénomène de déphasage n'apparaît. Le passage laminaire-turbulent ou turbulent-laminaire se produit toujours aux mêmes instants dans la période, $t/T = 0.4$ et $t/T = 0.9$, ce qui laisse penser que la ligne de transition est quasi-bidimensionnelle. Notons ici que la transition se produit toujours par un scénario de stabilité. Dans la zone de variation de H la même remarque peut être faite que dans le cas stationnaire, à savoir que des écarts importants de forme entre les profils en envergure peuvent apparaître, mais ces écarts ne correspondent qu'à de petits décalages de la position de transition.

Au niveau qualitatif, l'erreur sur H est la plus forte dans la zone de passage entre le turbulent et le laminaire à cause de la variation très rapide du facteur de forme dans cette région ; cette erreur relative ne dépasse pas malgré tout les 15%.

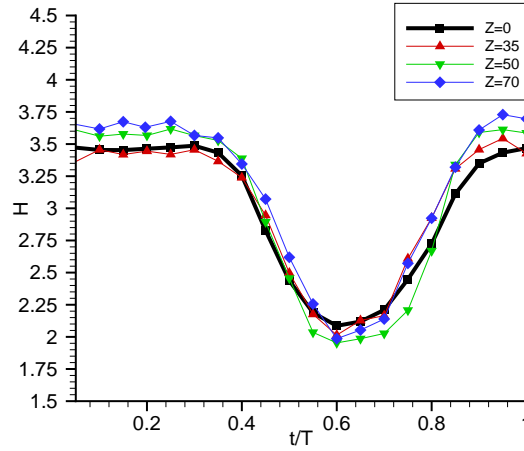


Fig. 6.8 – Facteurs de forme (H) pour 4 positions différentes en envergure, $x/c = 0.6$ (INSTAT1)

La comparaison des profils de vitesses pour deux instants dans la période est donnée sur la figure 6.9. Là encore, la concordance est confirmée, même si les profils de droite ont tendance à s'écartier, nous sommes ici en fin de zone transitionnelle, la correspondance est meilleure qu'en écoulement stationnaire pour le même type de profil.

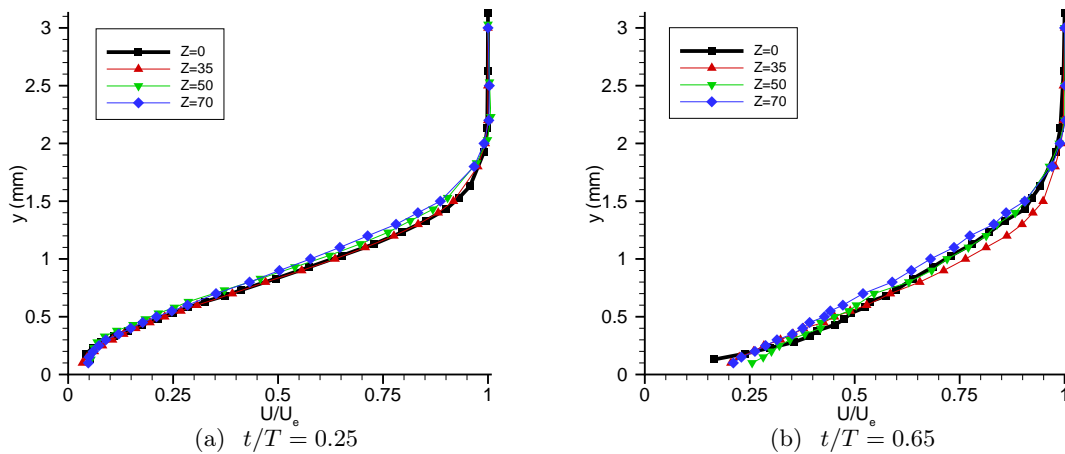


Fig. 6.9 – Comparaison des profils en envergure pour $x/c = 0.6$ à deux instants (INSTAT1)

La bidimensionnalité du cas **INSTAT1** est donc vérifiée.

Le cas INSTAT2 :

Le même type de comparaison est effectué pour le cas **INSTAT2** et le même type de conclusion s'impose. En ce qui concerne la variation de facteur de forme dans la période (figure 6.10), il n'y a pas de différences de comportement selon l'envergure. Les positions de transition (variation brutale du facteur de forme) sont bien marquées avec notamment la transition en $t/T = 0.66$ qui est parfaitement bidimensionnelle. Nous verrons par la

suite que cette transition correspond à la transition TS . La transition qui se termine en $t/T = 0.25$ est quant à elle un petit peu plus étalée, elle correspond à la convection de la turbulence.

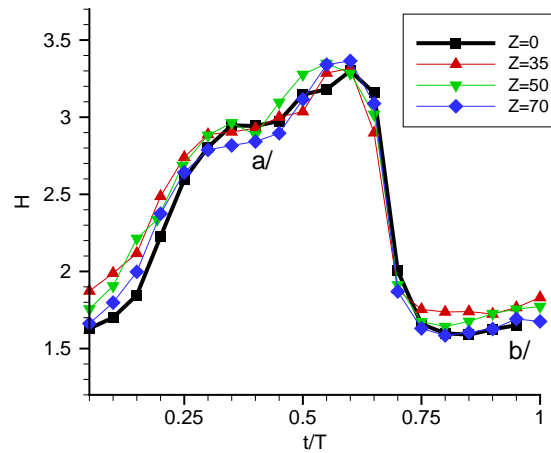


Fig. 6.10 – Facteurs de forme (H) pour 4 positions en envergure, $x/c = 0.6$ (INSTAT2)

La comparaison des profils à deux instants dans la période démontre encore le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen.

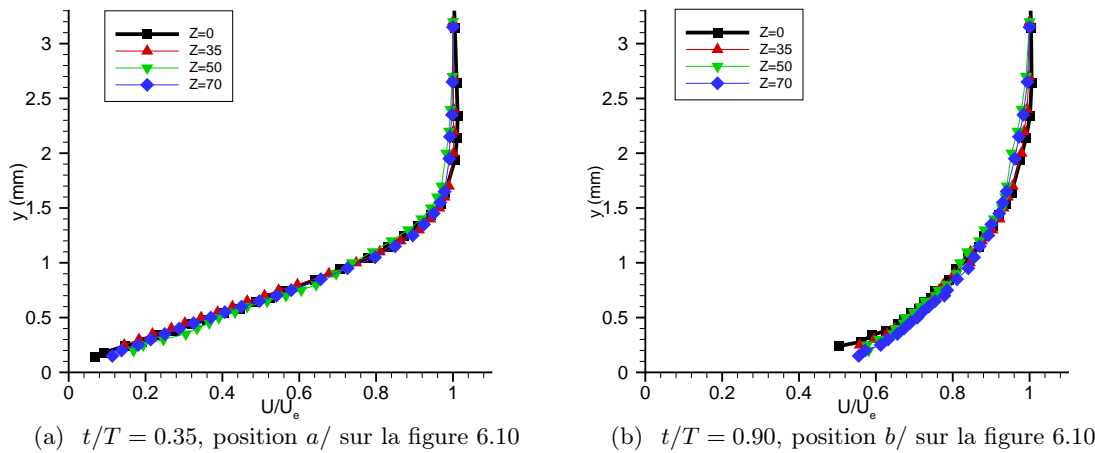


Fig. 6.11 – Comparaison des profils en envergure pour $x/c = 0.6$ à deux instants (INSTAT2)

La bidimensionnalité de l'écoulement INSTAT2 est vérifiée.

Remarque sur la bidimensionnalité :

La bidimensionnalité semble être renforcée par le caractère instationnaire oscillant de l'écoulement et notamment au niveau de la zone transitionnelle. La présence d'un gradient de pression temporel joue certainement un rôle.

6.4.2 Taux de turbulence extérieure

Le contenu de la turbulence extérieure conditionne l'amplitude initiale des ondes TS via le processus de réceptivité évoqué au chapitre III. Il est alors bon de connaître le niveau moyen de turbulence extérieure mais aussi la constitution spectrale de celle-ci. Même si la résolution du problème de réceptivité est largement hors du cadre de cette étude, la donnée du niveau de turbulence extérieure permet, par la loi de Mack [48], d'obtenir le niveau d'amplification des ondes à la transition et ainsi la mise en œuvre du critère classique du e^N .

Rappelons, dans un premier temps, les deux méthodes d'obtention du taux de turbulence de l'écoulement.

La première consiste simplement à soustraire la moyenne de l'écoulement au signal instantané afin d'accéder à la fluctuation. Il suffit ensuite de moyenniser le carré de la fluctuation (u') pour obtenir, après normalisation par la vitesse extérieure, le taux de turbulence ; cette définition a été donnée lors de la présentation des moyens de mesure.

$$Tu = \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{U_e} \quad (6.4.1)$$

La deuxième méthode consiste à intégrer le spectre de fluctuation de u' directement. Il se pose alors la question du choix des bornes d'intégration f_c et f_h , le signal expérimental étant nécessairement filtré, ces valeurs seront spécifiées au moment voulu.

$$Tu = \frac{1}{U_e} \sqrt{\int_{f_c}^{f_h} E(f) \cdot df} \quad (6.4.2)$$

Le cas stationnaire STAT :

L'essai stationnaire est réalisé avec les volets montés mais fixés en position angulaire (symétriques à 45° par rapport à la plaque séparatrice). La figure 6.12 présente le spectre de fluctuation de l'écoulement extérieur réalisé à la verticale du bord d'attaque au milieu de la demi-veine supérieure. Les spectres sont tracés pour deux fréquences de coupure basses (f_c) de 5 Hz et de 75 Hz . Il apparaît nettement sur le spectre une raie aux alentours de 110 Hz . Cette raie est fonction de la position angulaire des volets, pour preuve, lorsque l'on tourne ceux-ci de 45° , le spectre change radicalement, il est tracé en pointillés sur la figure. Il s'avère que cette raie provient du décollement massif derrière les volets, qui crée une source aéro-acoustique du même type que celle que l'on peut retrouver derrière un cylindre en écoulement, voir Perot et al. en 2003 [64]. Le nombre de Strouhal correspondant est de 0.3, ce qui est bien dans la gamme d'un lâcher tourbillonnaire. Des tentatives de réduction de cette source ont été faites en plaçant des nids d'abeilles derrière les volets afin de casser physiquement la source. Des réductions d'amplitude du pic d'environ 50% ont été atteintes en stationnaire. En régime instationnaire, la réduction n'est plus que de 15%. De plus, l'adjonction des nids d'abeilles provoque une perte de rendement de la soufflerie. Pour ces raisons, il a été décidé de conserver le montage en l'état.

La présence des volets se traduit donc par l'apparition d'une raie acoustique sur le spectre de fluctuation extérieure.

Au niveau du taux de turbulence proprement dit, la formule 6.4.1 donne dans le cas des volets à 45° un taux de turbulence de 0.17%. L'intégration du spectre donne quant à

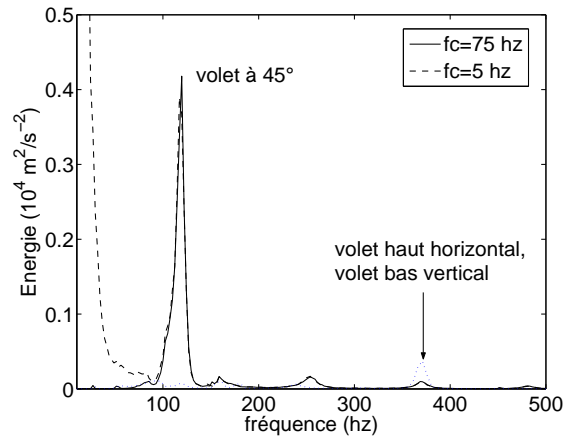


Fig. 6.12 – Spectres de turbulence dans le cas stationnaire

elle 0.16% pour $f_c = 5 \text{ Hz}$ et 0.08% pour $f_c = 75 \text{ Hz}$. Cette remarque dénote bien l'importance de la bande d'intégration pour le calcul du taux de turbulence. Nous utiliserons dans la loi de Mack celui donné par la formule 6.4.1 ; il correspond à un N de transition de 7.

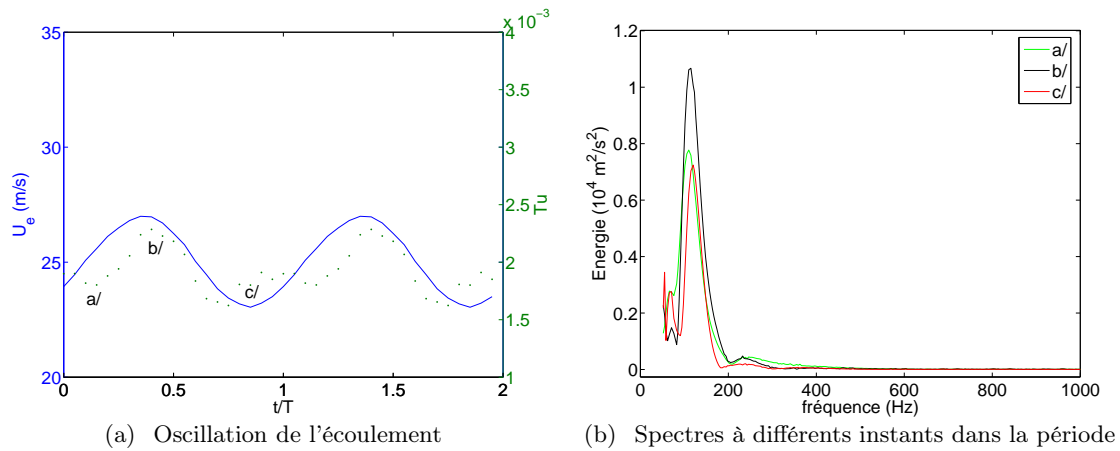
Le cas INSTAT1 :

La référence de turbulence extérieure est toujours prise au droit du bord d'attaque au milieu de la veine supérieure. La figure 6.13(a) présente la variation de l'écoulement extérieur dans la période ainsi que la variation du taux de turbulence défini de la même manière que précédemment (équation 6.4.1), mais en moyenne de phase du fait de l'instationnarité. Le taux de turbulence n'est pas constant tout au long de la période, il varie en phase avec l'écoulement extérieur (U_e). L'amplitude du taux de turbulence est plus élevée qu'en écoulement stationnaire, variant ici entre 0.17 et 0.23%. Il est bon de noter que le taux de turbulence dans les cas instationnaires est calculé avec la vitesse moyenne instantanée $U_e(t)$.

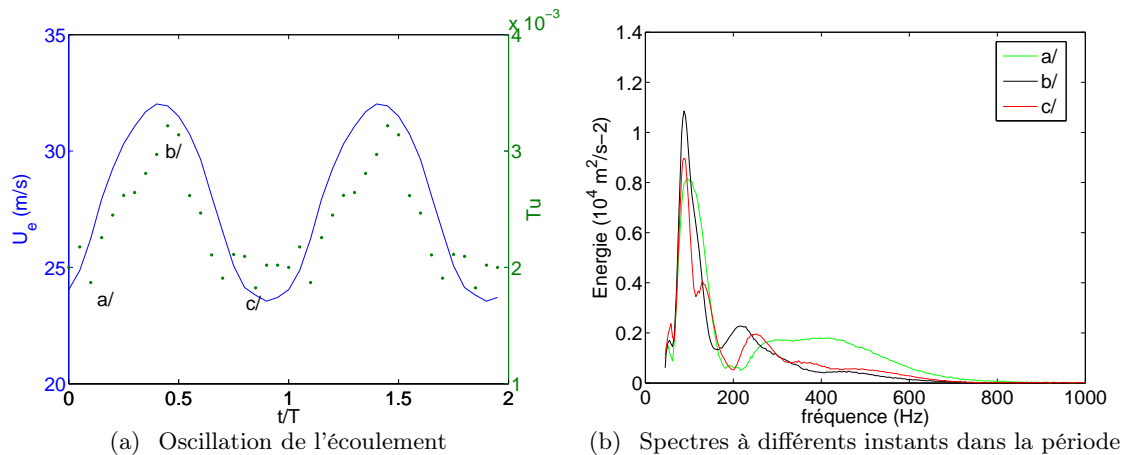
L'analyse spectrale des fluctuations pour différents temps dans la période repérés par les lettres *a/*, *b/* et *c/* sur le graphique 6.13(a) révèle la présence d'un pic aux alentours de 150 Hz que l'on peut mettre en relation avec la source aéro-acoustique générée par les volets et détectée précédemment dans l'écoulement stationnaire. Selon la position dans la période, l'amplitude de ce pic varie. Nous avons remarqué précédemment qu'en stationnaire, le spectre changeait radicalement de forme selon la position angulaire des volets. Cet effet se fait encore sentir en instationnaire. Les faibles amplitudes du pic correspondent aux instants où le taux de turbulence est le plus faible (notés *a/* et *c/*). Inversement une amplitude forte du pic correspond à un taux de turbulence globalement élevé. Le spectre présente des amplitudes significatives jusqu'à des fréquences d'environ 400 Hz.

Le cas INSTAT2 :

La même étude est réalisée pour le cas **INSTAT2**. La figure 6.14 en récapitule les résultats. Le taux de turbulence varie toujours en phase avec la vitesse extérieure et à peu

Fig. 6.13 – Taux de turbulence et spectres, cas **INSTAT1**

près dans la même gamme d'amplitude, entre 0.2 et 0.3%. Au niveau des spectres, cela se complique un peu. Le pic de fréquence caractéristique est toujours bien présent aux alentours de 150 Hz mais des effets sur le spectre se font sentir jusqu'à des fréquences de 700 Hz environ. La concordance quasi-stationnaire entre position angulaire des volets et amplitude des fluctuations, laisse place à des interactions plus complexes qui ont des effets dans une bande plus large de fréquences. Il est alors difficile d'extraire une cohérence particulière entre la forme du spectre et l'amplitude du taux de turbulence.

Fig. 6.14 – Taux de turbulence et spectres, cas **INSTAT2**

Chapitre 7

L'analyse temps-fréquences par la transformée en ondelettes continue

La transformée par ondelettes a été mise au point par Jean Morlet et Alex Grossman [56] à partir de 1984 pour l'analyse des signaux sismiques. Depuis cette date, le champ d'application s'est étendu de manière fantastique, allant du traitement d'images à la compression de données en passant par l'analyse multi-fractale. Notre application utilise seulement une infime partie de la théorie des ondelettes. Ce chapitre se limitera ainsi à la présentation de la transformée par ondelettes continues comme un outil d'analyse temps-fréquence.

L'utilisation des ondelettes dans le domaine de la mécanique des fluides a été grandement initiée par Farge [26] pour l'étude de la turbulence et notamment au niveau de la détection des structures cohérentes dans les écoulements turbulents. Pour des études similaires aux nôtres de phénomènes instationnaires dans les turbomachines, l'équipe de Gostelow à Leicester utilise aussi l'analyse par ondelettes [36].

Le lecteur peut se référer à l'ouvrage de S. Mallat [49] pour l'application des ondelettes au traitement du signal et à l'ouvrage d'Ingrid Daubechies pour les aspects théoriques [20].

7.1 Introduction et position du problème

Dans un signal, l'information utile est souvent véhiculée à la fois par les fréquences émises et par la structure temporelle du signal. Un exemple classique est celui de la musique. La reconstitution de la partition du morceau à partir de l'enregistrement sonore est un exemple d'analyse temps-fréquence. Le principe est de passer d'un signal 1D, à une représentation 2D décrivant l'évolution temporelle du contenu fréquentiel du signal. La transformée de Fourier, parfaitement localisée en fréquence et totalement délocalisée en temps, ne permet pas ce type d'analyse. Historiquement, la première idée a été de fenêtrer la transformée de Fourier. En déplaçant la fenêtre le long du signal, on peut ainsi récupérer une information sur la localisation des différents spectres. Dans ce cas, la taille de la fenêtre (Δt) fixe automatiquement la précision fréquentielle (Δf) en vertu du principe d'incertitude (équation 7.1.1) [20].

$$\Delta t \cdot \Delta f \geq \frac{1}{4\pi} \quad (7.1.1)$$

L'utilisation d'une fenêtre gaussienne permet de minimiser le principe d'incertitude, la transformée est alors connue sous le nom de transformée de Gabor [29]. Dans tous les cas,

la taille de la fenêtre est fixe ainsi que la précision fréquentielle ($\Delta f = cste$) et un bon nombre de précautions doivent être prises en ce qui concerne la normalisation, la gamme des fréquences admissibles pour une fenêtre donnée, la robustesse face aux erreurs d'arrondi sur les phases, etc....

De ce point de vue, la transformée par ondelettes continue constitue logiquement le pas suivant. L'idée est de lier la fréquence analysée avec la taille de la fenêtre. La fenêtre d'analyse et la fonction analysante ne font donc plus qu'un : l'ondelette. Cette fonction est alors bien localisée, voire à support compact, et permet d'accéder à la décomposition en échelles (ou fréquences pour un signal temporel) grâce à une dilatation (ou contraction) purement géométrique de l'ondelette de départ dite "l'ondelette mère".

L'ondelette est dilatée en temps pour l'analyse des basses fréquences et contractée pour les fréquences élevées. Pour chaque fréquence analysée, la résolution temporelle et la résolution fréquentielle sont adaptées de manière optimale par rapport au principe d'incertitude. De ce fait, l'erreur relative sur la fréquence analysée est constante ($\Delta f/f = cste$).

La figure 7.1 présente la précision des différentes transformées vis-à-vis du principe d'incertitude. Dans le cas Fourier, aucune précision temporelle n'est possible. La transformée de Gabor présente un pavage temps-fréquence constant, l'erreur fréquentielle est alors constante sur toute la gamme des fréquences analysées. La transformée par ondelettes présente un pavage non constant. Ainsi, pour des faibles fréquences, la transformée est précise en fréquence et imprécise en temps, au contraire, pour les hautes fréquences, la transformée est précise en temps et imprécise en fréquence.

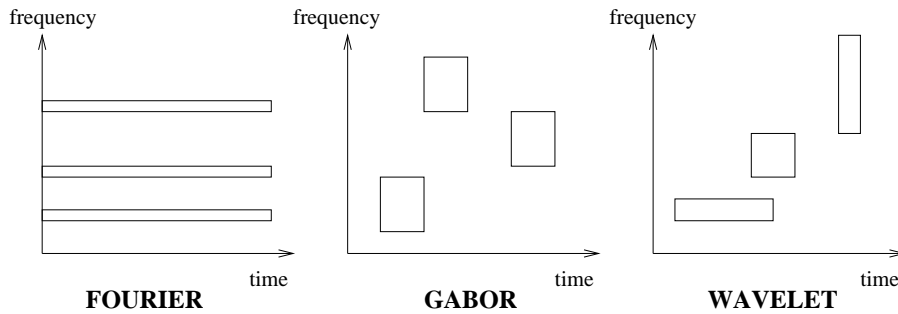


Fig. 7.1 – Comparaison de la précision des différentes transformées vis-à-vis du principe d'incertitude

7.2 Description de la transformée par ondelettes continue

7.2.1 Définition

L'analyse est réalisée par déplacement (τ) et dilatation (a) de l'ondelette mère (ψ). Les coefficients d'ondelette ($W(a, \tau)$) représentent simplement la corrélation de l'ondelette analysante avec le signal $s(t)$, normalisée par le coefficient $N(a)$ (équation 7.2.1, le symbole $*$ dénote la conjuguée complexe).

$$W(a, \tau) = \frac{1}{N(a)} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi^* \left(\frac{t - \tau}{a} \right) dt \quad (7.2.1)$$

Le lien entre le facteur de dilatation (a) et la fréquence analysée (f_a) se fait par le biais de la période d'échantillonnage (Δ) et de la fréquence de l'ondelette mère (f_m) dans l'équation 7.2.2.

$$f_a = \frac{f_m}{a \cdot \Delta} \quad (7.2.2)$$

La transformée par ondelettes est appelée continue lorsque le balayage en temps et en fréquence se fait de manière "continue" sur tout le domaine, contrairement à la transformée discrète où l'on utilise dans la plupart des cas une grille dyadique (de la forme 2^i) de fréquences, les ondelettes pouvant alors former une base de l'espace temps-fréquence. Dans le cas continu, nous avons donc une grande redondance qui est très intéressante dans notre cas où nous voulons conserver le maximum d'informations à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel.

7.2.2 Normalisation

La normalisation est importante pour pouvoir comparer les valeurs obtenues à chaque échelle entre elles et avec d'autres transformées. Deux types de normalisation sont possibles : la norme L^1 et la norme L^2 .

Du fait que la transformée par ondelettes préserve l'énergie, la normalisation la plus courante est la normalisation L^2 qui permet à chaque ondelette analysante d'avoir une énergie unitaire. Le coefficient $N(a)$ est alors égal à $1/\sqrt{a}$.

L'autre normalisation est la normalisation L^1 qui est une norme d'amplitude. L'ondelette analysante a dans ce cas une amplitude unitaire en son centre. Le coefficient $N(a)$ vaut $1/a$. Cette normalisation est utilisée par la suite car nous voulons obtenir dans notre analyse l'amplitude des ondes instables en vue d'une comparaison avec les amplifications calculées.

7.2.3 Choix de l'ondelette mère

Le choix de l'ondelette mère dépend du phénomène que l'on veut mettre en lumière. Il existe un certain nombre de familles d'ondelettes mais rien n'empêche d'en créer de toutes pièces pour des applications précises. Il suffit que la fonction candidate à devenir une ondelette vérifie la relation d'admissibilité (équation 7.2.3).

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (7.2.3)$$

Cette expression implique que ψ , l'ondelette mère, est non-nulle sur un intervalle fini et que sur cet intervalle, elle oscille avec une moyenne nulle.

Le but de notre étude est de comparer l'amplitude des fréquences détectées avec une théorie linéaire modale : l'oscillation principale de notre ondelette doit donc être une sinusoïde. Nous avons vu que la minimisation du principe d'incertitude peut se faire par l'utilisation d'une fenêtre gaussienne. La fonction choisie comme ondelette mère est donc une sinusoïde modulée par une gaussienne. Elle est connue sous le nom d'**ondelette de Morlet complexe**. La définition de cette ondelette est la suivante (équation 7.2.4, f_m représente la fréquence centrale de l'ondelette, f_b l'intervalle fréquentiel) :

$$\psi(t) = \sqrt{\pi f_b} e^{2i\pi f_m t} e^{-\frac{t^2}{f_b}} \quad (7.2.4)$$

Au sens strict du terme, l'ondelette de Morlet ne vérifie la condition d'admissibilité que si f_b est suffisamment grand. L'ondelette de Morlet est tracée sur la figure 7.2, pour 3 cas selon la valeur du coefficient de dilatation.

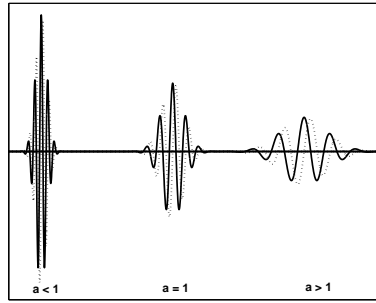


Fig. 7.2 – Dilatation et contraction de l'ondelette de Morlet complexe, (-) partie réelle, (..) partie imaginaire

L'intérêt de l'ondelette de Morlet est reconnue par d'autres auteurs comme Farge [26] ou bien Hughes [36] pour l'analyse des signaux turbulents ou transitionnels.

7.3 Applications aux signaux expérimentaux

L'objectif de l'analyse temps-fréquence est double :

- utiliser les images temps-fréquence des signaux afin de décrire la physique de la transition instationnaire (aspect qualitatif) ;
- comparer les amplitudes des ondes aux résultats fournis par la théorie linéaire quasi-stationnaire (aspect quantitatif).

Afin d'obtenir une estimation correcte de l'amplitude des ondes, la périodicité de l'écoulement est mise à profit pour moyenniser les spectres temps-fréquences. Chaque période est considérée comme une réalisation indépendante d'un même phénomène. Le nombre de périodes nécessaire (N) est déterminé par la convergence relative des spectres moyennés. Cette moyenne a pour effet le lissage du spectre temps-fréquence et l'augmentation de la confiance de l'estimation. La figure 7.3 présente schématiquement la méthode de calcul d'un spectre moyenné.

Dans la partie supérieure de la figure, le signal temporel instationnaire de fluctuation de vitesse est tracé. Ce signal provient de la ligne d'acquisition à haute cadence. La période d'oscillation est repérée par des pics de Dirac qui sont numérisés en parallèle pendant l'essai. Du fait du système de repérage des périodes (voir chapitre 6), l'intervalle entre deux pics de Dirac contient 2 périodes physiques d'oscillation. Durant une période, nous pouvons clairement voir l'amplitude des oscillations augmenter, passer par un maximum et ensuite diminuer.

Les spectres temps-fréquences sont réalisés pour chaque ensemble de deux périodes physiques d'oscillation de l'écoulement. Les spectres instantanés laissent apparaître une bosse assez diffuse de fréquences correspondant à l'augmentation d'amplitude du signal temporel. Cette bosse est clairement révélée lorsque l'on moyenne tous les spectres instantanés. Le nombre de spectres nécessaire au calcul de la moyenne est déterminé en mesurant l'écart relatif des coefficients d'ondelette pour des positions analogues dans le plan $(t/T - f)$. Soit $W_1(t, f)_N$ les coefficients d'ondelettes du spectre de la première période moyennés sur N périodes ; soit $W_2(t, f)_N$ ceux pour le deuxième ; le nombre de périodes N nécessaire pour obtenir la convergence relative des spectres à moins de 1% est défini par :

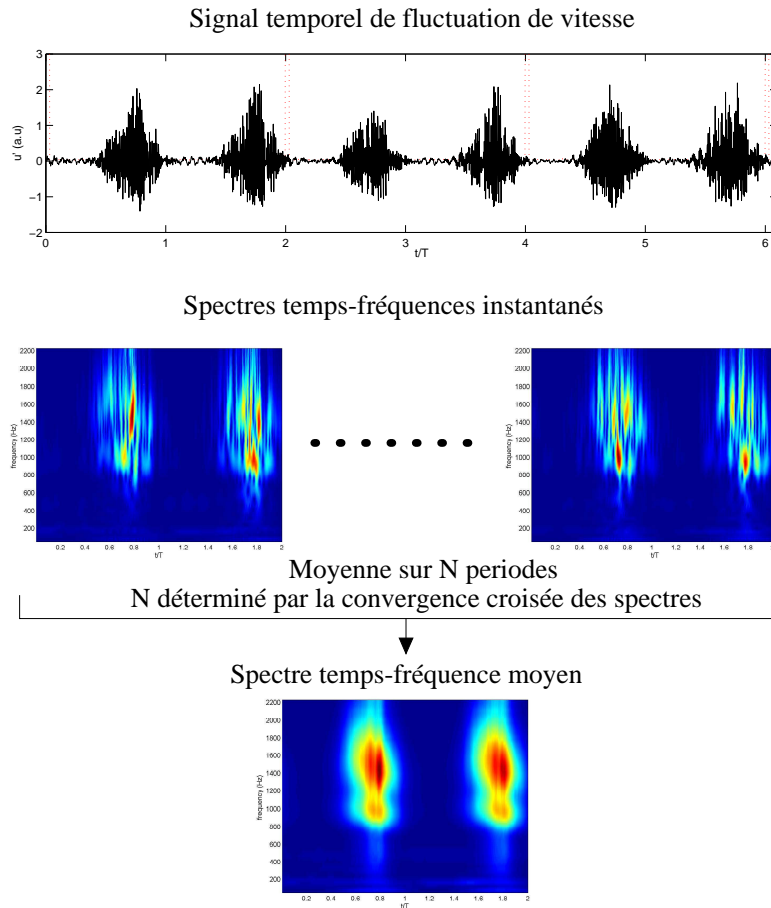


Fig. 7.3 – Calcul du spectre temps-fréquence moyenné

$$\max_{t,f} \left| \frac{W_1(t,f)_N - W_2(t,f)_N}{W_1(t,f)_N} \right| < 0.01 \quad (7.3.1)$$

Elle est atteinte pour des valeurs de N autour de 1000. La même technique est utilisée pour le calcul des moments d'ordre supérieur, notamment le coefficient de dissymétrie (moment d'ordre 3) dont nous reparlerons en détail au chapitre 8. Le problème est alors que le nombre de périodes nécessaire pour atteindre la même précision augmente avec l'ordre du moment. La précision sur le moment d'ordre 3 est alors réduite à 0.1. Cette dégradation de la précision n'est pas trop gênante dans le sens où nous nous intéressons juste au comportement qualitatif de ce coefficient durant une période d'oscillation et non à sa valeur.

Chapitre 8

Détermination expérimentale de la position de transition en écoulement oscillant

Le but de ce chapitre est de proposer une nouvelle méthode de détection de la transition applicable de manière systématique aux écoulements oscillants. Le principe de la méthode est tout d'abord présenté pour un cas stationnaire, avant de montrer tous les avantages que cela constitue lorsque l'on passe en écoulement oscillant. Synthétisons tout d'abord les méthodes classiques en stationnaire.

8.1 Méthodes existantes en stationnaire

Il existe de nombreuses méthodes de détermination de la position de transition en écoulement stationnaire qui s'avèrent très satisfaisantes. Ces méthodes décrites succinctement dans les paragraphes suivants peuvent être classées en 2 familles selon le type de grandeur mesurée : grandeurs moyennes ou fluctuations.

8.1.1 Méthodes basées sur les grandeurs moyennes

Le phénomène de transition s'accompagne d'un profond changement de la structure de la couche limite qui va se traduire au travers des différentes grandeurs physiques mesurables, essentiellement : la vitesse près de la paroi, la contrainte de frottement à la paroi et dans certains cas la température de paroi. La partie gauche de la figure 8.1 présente l'évolution schématique de ces différentes quantités dans une couche limite avec transition. Le début et la fin de transition sont symbolisés par des traits verticaux. Ils sont déterminés par la détection de changement de pente dans l'évolution longitudinale des différentes grandeurs. Les différents moyens de mesure pour accéder à ces quantités sont récapitulés dans le tableau suivant.

Grandeurs mesurées	Moyens de mesure
Vitesse moyenne près de la paroi (U)	tube de Pitot sonde à fil chaud Anémométrie laser doppler
Température de paroi (T_p)	Thermocouples Caméra infrarouge Peinture thermosensible Cristaux liquides
Contrainte de frottement pariétal (τ_p) d'où le coefficient de frottement Cf	Films chauds Cristaux liquides Balance de frottement Sublimation

L'évolution des quantités intégrales permet aussi de déterminer la position de transition, en la définissant par exemple comme le début de la décroissance du facteur de forme H (figure 8.1).

8.1.2 Méthodes basées sur les fluctuations

Le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent s'accompagne aussi de l'augmentation du niveau des fluctuations de vitesse, de pression, de frottement et de température à la paroi. L'évolution de ces quantités (figure 8.1 partie droite) est sensiblement identique à celles du Cf et le même type de critère peut être énoncé. Dans la zone de transition, ces différentes grandeurs dépassent même leur valeur en turbulent ; ce maximum, dû au phénomène d'intermittence, correspond à peu près au milieu de la transition. La mesure des grandeurs fluctuantes nécessite des capteurs ayant une bande passante élevée, ils sont listés dans le tableau suivant :

Grandeurs mesurées	Moyens de mesure
fluctuation de vitesse (u')	sonde à fil chaud Anémométrie laser doppler
fluctuation de pression (p')	Microphones affleurants Sonde Pitot + microphone
fluctuation de frottement pariétal (τ'_p)	Films chauds
fluctuation de température de paroi (T'_p)	Films froids Thermocouples peau épaisse

L'utilisation du facteur de dissymétrie de la fluctuation de vitesse peut aussi être utile dans certains cas comme mesure de l'intermittence durant la transition. Ce type de détection a été utilisé par Séraudie et al. [76] dans le cadre du projet Eurolift lorsque les méthodes classiques ne donnaient pas de résultats satisfaisants. Le maximum de ce facteur correspond alors à peu près au milieu de la transition.

Dans tous les cas, la détermination de la position de transition de manière précise ne peut se faire que par la confrontation des résultats de différentes méthodes de détection (quantités moyennes et fluctuations par exemple). Il est alors nécessaire de se mettre d'accord sur la définition exacte du point de transition, chaque méthode étant sensible à un phénomène précis du processus de transition. Notre dispositif expérimental ne permettant que l'utilisation du fil chaud, les développements suivants s'appliqueront préférentiellement

à des signaux fil chaud ou film chaud.

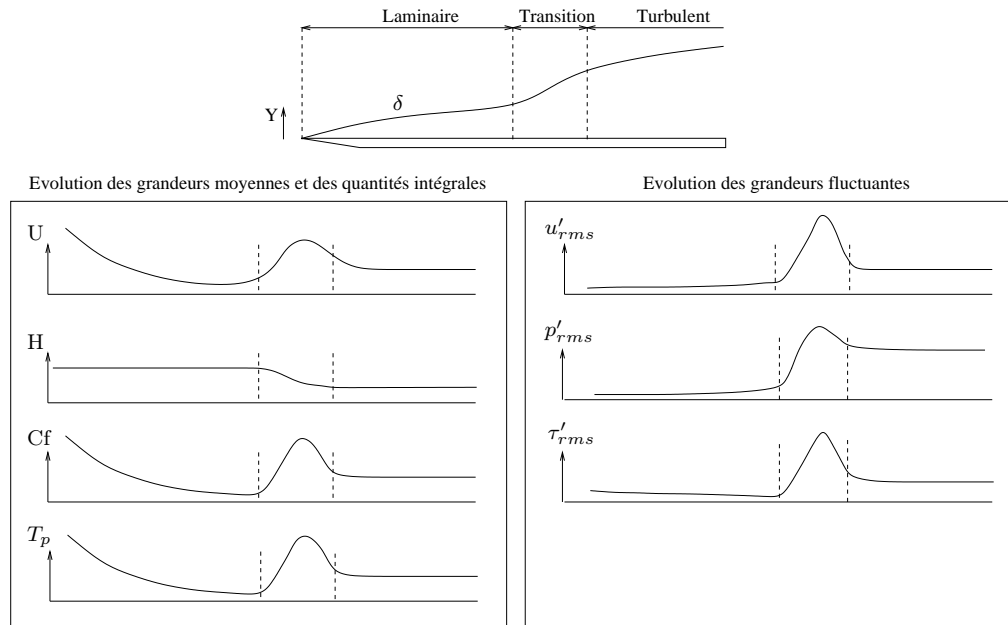


Fig. 8.1 – Comportement des différentes grandeurs moyennes et fluctuantes dans une couche limite de plaque plane avec transition

8.1.3 Discussion sur l'extension de ces méthodes au cas instationnaire

Lorsque l'on essaye d'étendre ces méthodes aux écoulements oscillants, de nombreux problèmes peuvent apparaître. Le principal est que sur le même signal temporel, différents régimes peuvent cohabiter, par exemple une zone laminaire suivie d'ondes TS de forte amplitude puis une zone turbulente, une zone laminaire, etc... Il devient dans ce cas difficile de distinguer une zone turbulente d'une zone avec des TS amplifiées sans passer par une analyse spectrale approfondie du signal.

Une autre difficulté est l'apparition d'un nouveau type de "transition" par convection de la turbulence, un mécanisme qui n'est pas visible dans le cas stationnaire. La distinction entre les différents types de phénomènes doit aussi être possible durant la détection de la transition.

Les méthodes basées sur les quantités intégrales sont toujours valides, mais ne nous informent pas sur le type de transition mis en jeu et nécessitent la connaissance complète des profils de couche limite.

Pour ces raisons, l'analyse spectrale détaillée des fluctuations de vitesse s'impose.

8.2 Analyse spectrale de la transition en écoulement stationnaire

Dans cette partie, nous étudions la transition de couche limite dans la configuration stationnaire **STAT** décrite au chapitre 9. L'analyse par ondelettes est appliquée aux signaux instantanés afin de déterminer la variation d'amplitude des différentes composantes spectrales du signal. Il s'agit d'un cas de transition "naturelle". Par définition, aucun contrôle

n'est réalisé sur le contenu spectral des perturbations entrant dans la couche limite. Celle-ci est réceptive essentiellement à la turbulence extérieure qui présente par nature un caractère instationnaire.

L'instationnarité des perturbations extérieures conjuguée à la phase de réceptivité conduit à des variations temporelles des amplitudes initiales des ondes TS et ainsi produit une modulation d'amplitude de ces ondes observable, entre autres, durant la phase d'amplification linéaire.

Un exemple de signal fil chaud dans cette phase est donné figure 8.2. La modulation d'amplitude est très nette. La fréquence la plus représentative est alors la fréquence fondamentale ($f = 1000 \text{ Hz}$) qui apparaît sous forme de "paquets" sur le spectre temps-fréquence. L'histogramme du fondamental est tracé figure 8.5.

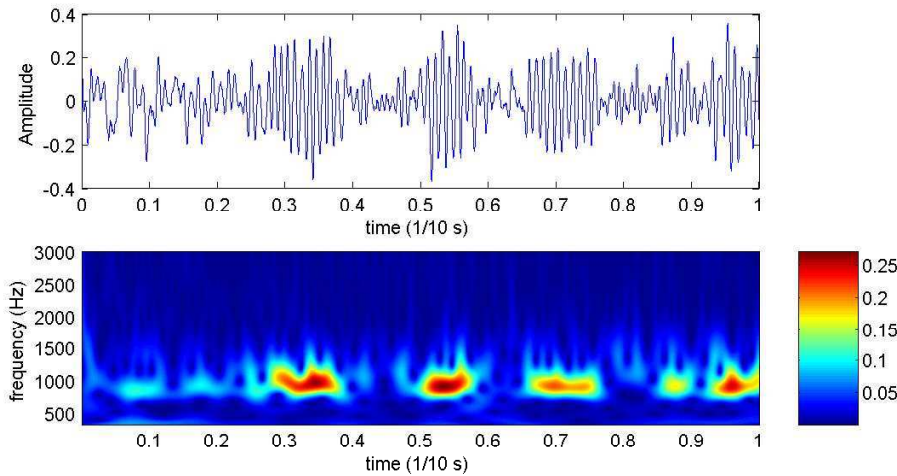


Fig. 8.2 – Analyse temps-fréquence du cas **STAT**, $x/c = 0.5$, $y = 0.15 \text{ mm}$. Haut : signal temporel, bas : spectre temps-fréquence. Phase d'amplification linéaire des ondes TS. La fréquence fondamentale est égale à 1000 Hz .

Les deux enregistrements fil chaud suivants, figures 8.3 et 8.4, se situent dans la phase non-linéaire de transition. Durant cette phase, des interactions entre les ondes se mettent en place, notamment un échange d'énergie du fondamental vers ses harmoniques (ce qui se retrouve dans les différents scénarios d'interaction). Ces échanges vont se faire de manière intermittente, selon l'amplitude instantanée de l'onde.

Sur le spectre figure 8.3, l'harmonique $f = 2000 \text{ Hz}$ voit son amplitude augmenter lorsque le fondamental $f = 1000 \text{ Hz}$ atteint une amplitude suffisante. Ceci est la marque de l'interaction entre le fondamental et son premier harmonique. Ce phénomène déterministe (Kachanov [39]) provoque un changement dans la répartition statistique des amplitudes des fréquences concernées. La figure 8.5 présente l'histogramme de l'amplitude du fondamental ($f = 1000 \text{ Hz}$) pour 3 stations différentes caractérisant 3 étapes du processus de transition.

La phase non linéaire (histogramme b/) est accompagnée par la variation de la statistique du fondamental ; notamment une dissymétrisation importante vers la gauche comparée aux histogrammes des régions laminaire et turbulente. Cette dissymétrie peut être ainsi interprétée comme la marque de l'implication de cette fréquence dans un processus d'interaction "intermittent". Le fondamental pilote l'interaction en donnant de l'énergie à ses harmoniques (fonctionnement de la triade de Craik [18]). Il est ainsi dévié de la croissance exponentielle par les interactions non linéaires.

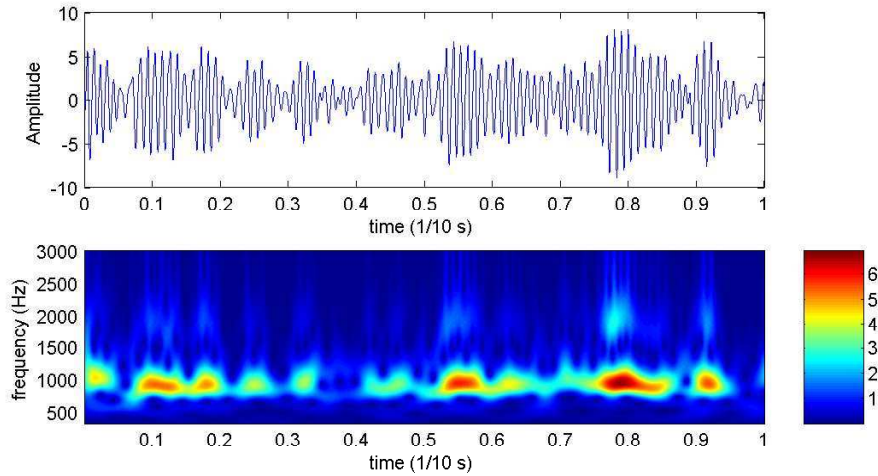


Fig. 8.3 – Analyse temps-fréquence du cas **STAT**, $x/c = 0.6$, $y = 0.15\text{mm}$. Phase non-linéaire d'amplification (début).

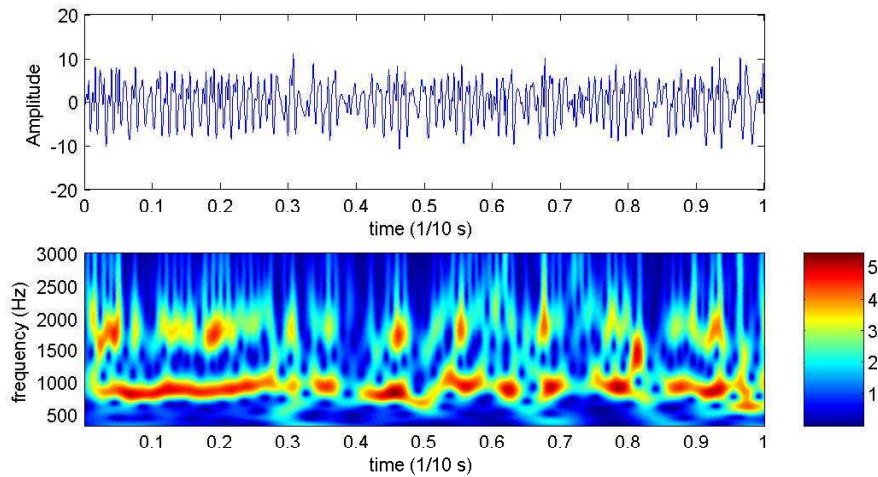


Fig. 8.4 – Analyse temps-fréquence du cas **STAT**, $x/c = 0.63$, $y = 0.15\text{mm}$. Phase non-linéaire d'amplification (fin).

Ces variations d'histogramme peuvent être quantifiées par le facteur de dissymétrie, noté *Skewness* (moment statistique d'ordre 3). La variation de ce facteur traduit un changement dans la symétrie de la répartition des données autour de la moyenne.

La figure 8.6 présente le facteur de dissymétrie de l'amplitude du fondamental en fonction de x . Ce facteur passe par un minimum pendant la phase non-linéaire de transition ($x/c = 0.63$), confirmant ainsi nos observations précédentes sur les histogrammes.

La déviation du *Skewness* de l'amplitude du fondamental TS est un bon révélateur de la phase non linéaire de transition. Le maximum de déviation correspond approximativement au milieu de cette phase. En écoulement présentant un gradient de pression positif, cette phase n'est pas très étendue spatialement ce qui permet d'assimiler le maximum de déviation de la fonction *Skewness* avec "la position" de transition.

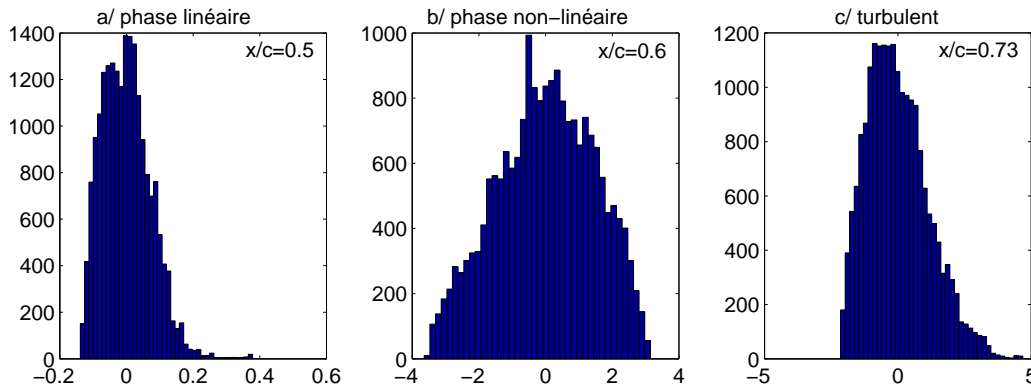


Fig. 8.5 – Histogramme du fondamental ($f = 1000 \text{ Hz}$) pour 3 stations caractéristiques repérées sur la figure 8.6. a/ laminaire avec TS, b/ interactions non-linéaires, c/ turbulent.

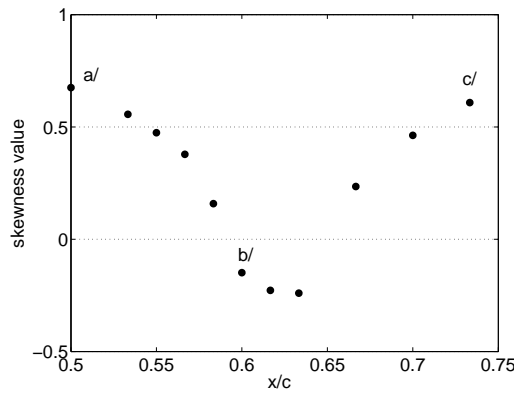


Fig. 8.6 – Variation du facteur de dissymétrie (*Skewness*) en fonction de x/c

Remarque :

Nous traçons ici l'histogramme des coefficients d'ondelette normalisés en amplitude pour la fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$. Ces coefficients sont définis positifs, ce qui explique que la répartition statistique ne soit gaussienne ni en laminaire, ni en turbulent établi. En effet, une variable aléatoire de répartition statistique gaussienne élevée au carrée ne conserve pas sa statistique gaussienne.

8.3 Application de cette analyse aux cas instationnaires

L'analyse sur l'écoulement stationnaire peut être étendue au cas des écoulements oscillants en calculant le facteur de dissymétrie à un instant donné sur le nombre de réalisations (nombres de périodes). Nous utilisons alors la même méthode que pour le calcul de la moyenne des coefficients d'ondelettes, mais ici nous calculons le moment d'ordre 3. Rappelons la définition du moment d'ordre 3 en instationnaire. Il est calculé suivant le nombre de périodes d'oscillation N , chaque période étant considérée comme une réalisation indépendante du même phénomène (σ est l'écart type de la variable U_i suivant N) :

$$Skewness = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \frac{(U_i - \bar{U})^3}{\sigma^3} \quad (8.3.1)$$

Rappel : Le calcul précis des moments statistiques nécessite un nombre considérable de points qui augmente énormément avec l'ordre du moment. Nous ne prétendons pas ici obtenir une valeur très précise du coefficient de dissymétrie, mais plutôt atteindre une précision suffisante pour dégager des tendances nettes et ainsi déterminer les extréma du facteur de dissymétrie.

La méthodologie est simple :

- Détecter à chaque temps la fréquence la plus amplifiée ou dans les cas plus simples, la fréquence la plus amplifiée dans la période ;
- Calculer le coefficient de dissymétrie pour chaque point dans la période, d'où l'obtention de la fonction $Skewness(t)$;
- Détecter les minima de la fonction $Skewness(t)$.

8.3.1 Analyse du cas INSTAT1

Les résultats de l'analyse sont présentés sur la figure 8.7 pour la station $x/c = 0.6$. Sur la partie gauche, le spectre temps-fréquence des fluctuations est tracé comme référence de l'état spectral de la couche limite à l'abscisse considérée. Le trait noir matérialise la fréquence pour laquelle $Skewness(t)$ est calculé, celui-ci est tracé sur la partie droite, l'amplitude de la fréquence choisie est tracée en pointillés. Il apparaît très clairement deux minima sur la fonction $Skewness(t)$ qui encadrent la zone turbulente. Ces minima peuvent être repérés facilement par une recherche automatique d'extréma de fonction. Cette analyse menée pour différentes stations en x permet d'obtenir l'évolution spatio-temporelle du point de transition par instabilité (figure 8.10(a)).

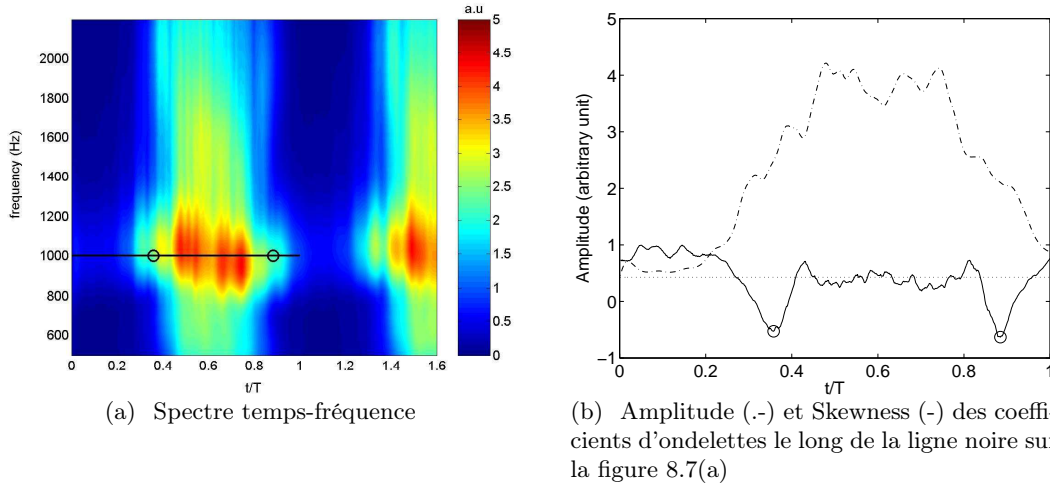


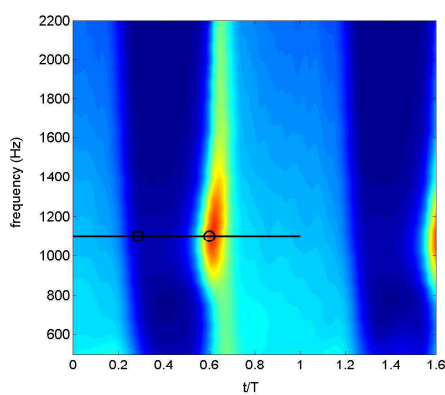
Fig. 8.7 – Détection de la transition dans le cas **INSTAT1** pour $x/c = 0.6$. Les points de transition détectés (o) sont reportés sur le spectre temps-fréquence.

8.3.2 Analyse du cas INSTAT2

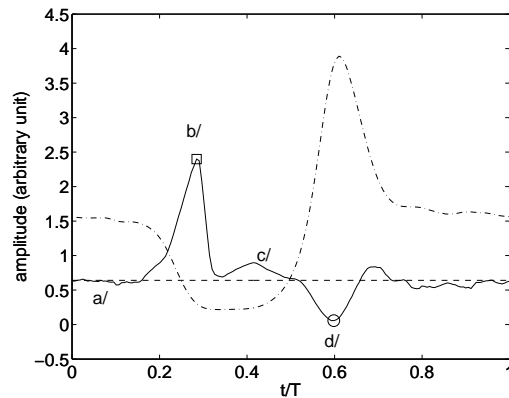
La même méthode est appliquée au cas **INSTAT2**. Au chapitre 9, il sera montré que dans ce cas, il existe durant la période deux types de transition : la transition par instabilité décrite précédemment et la transition par interface laminaire-turbulent. Le but de ce pa-

ragraphe est de montrer que l'interface laminaire-turbulent peut être repérée en détectant le maximum du coefficient de dissymétrie.

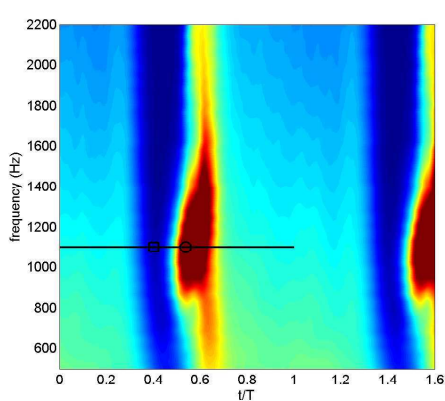
Contrairement au cas de la transition par instabilité où le minimum du facteur de dissymétrie est la traduction d'un mécanisme physique d'interaction, le principe de la détection du front laminaire-turbulent basé sur le maximum de $Skewness(t)$ est plus artificiel. Il repose sur le fait que d'une réalisation (ou période) à une autre, le front laminaire-turbulent n'a pas exactement la même position temporelle. La figure 8.8 présente l'analyse de deux stations $x/c = 0.6$ et $x/c = 0.73$. Sur les figures de droite, l'amplitude moyenne du coefficient d'ondelettes est tracée en pointillés. Nous pouvons remarquer que la position moyenne du front turbulent (repérée par un carré) se situe à l'entrée de la zone laminaire. L'amplitude moyenne est donc faible. Une variation de la position du front turbulent vers la droite va plonger le carré dans une zone turbulente, ce qui provoque une augmentation brusque de l'amplitude. A contrario, une variation vers la gauche du front ne provoque pas de changement notable au niveau de l'amplitude.



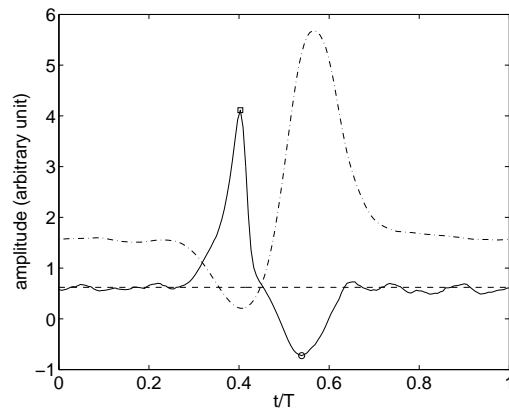
(a) Spectre temps-fréquence



(b) Amplitude (-) et $Skewness$ (-) le long de la ligne figure 8.8(a)



(c) Spectre temps-fréquence



(d) Amplitude (-) et $Skewness$ (-) le long de la ligne figure 8.8(c)

Fig. 8.8 – Détection de la transition dans le cas **INSTAT2** pour $x/c = 0.6$ (figures a/ et b/) et $x/c = 0.73$ (figures c/ et d/).

En résumé, la position du front laminaire-turbulent varie d'une réalisation à l'autre autour d'un état moyen qui est laminaire, cette configuration ne peut que créer une déviation positive de la statistique de l'amplitude tout au long des réalisations. La figure 8.9 présente

les histogrammes de l'amplitude pour 4 instants caractéristiques du cas $x/c = 0.6$: phase laminaire, front turbulent, phase turbulente, point de transition par instabilité. Pour les cas $a/$, $c/$ et $d/$, les histogrammes sont sensiblement identiques à ceux du cas **INSTAT1**, ce qui est rassurant, la physique de cette partie de l'écoulement étant strictement identique. L'histogramme $b/$ quant à lui correspond au pic positif de $Skewness(t)$. Il est clair que ce pic est provoqué par quelques événements de forte amplitude, entourés en rouge, qui sont la manifestation d'intrusions turbulentes en ce point qui est en moyenne laminaire.

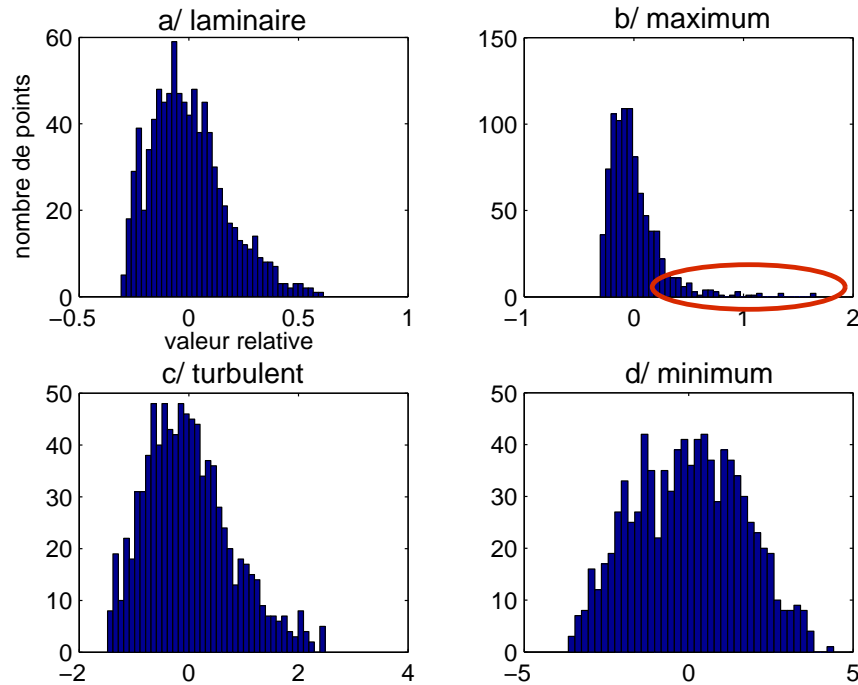


Fig. 8.9 – Histogramme des différentes phases de transition durant une période repérées sur la figure 8.8(b). $a/$ laminaire, $b/$ interface laminaire-turbulent, $c/$ turbulent, $d/$ transition par instabilité.

Il est bon de noter que de par sa nature, le maximum de $Skewness$ est présent sur toute la gamme de fréquences. Nous utilisons la fréquence fondamentale car elle nous permet à la fois de repérer la transition par instabilité et le front laminaire-turbulent.

8.3.3 Conclusion sur l'utilisation de la méthode

La figure 8.10 présente pour les cas **INSTAT1** et **INSTAT2**, le facteur de forme H tracé dans le plan $x/c-t/T$. Les fortes valeurs de H correspondent à l'écoulement laminaire, les faibles valeurs (en bleu) repèrent les zones turbulentes. Les points noirs symbolisent la position de transition par instabilité et les carrés noirs, l'interface laminaire-turbulent. Ces points sont déterminés par la méthode décrite précédemment. Dans le cas de la transition par instabilité, la position de transition détectée correspond environ au début de la décroissance de H . Ces deux définitions de la position de transition sont donc cohérentes et confirment le lien entre le début de la décroissance du H et les interactions non linéaires qui modifient l'écoulement moyen.

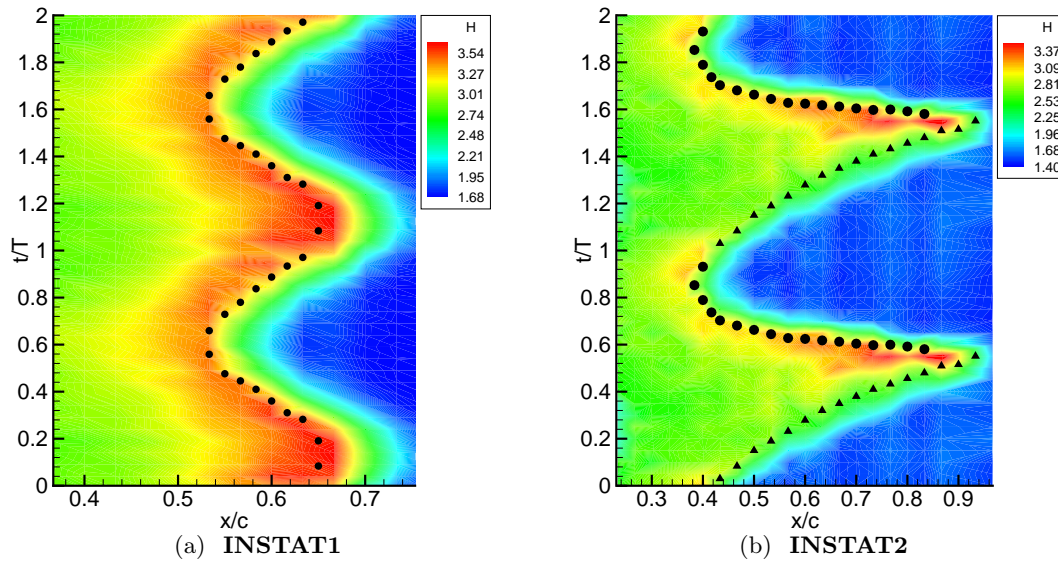


Fig. 8.10 – Comparaison des positions de transition détectées avec le facteur de forme H dans le plan $x/c-t/T$ pour les deux cas **INSTAT1** et **INSTAT2**. Les points correspondent à la transition par instabilité, les triangles à l’interface laminaire-turbulent. On remarque la conformité entre la décroissance du H et la position de transition détectée.

Pour conclure cette partie, voici un récapitulatif des avantages/inconvénients de cette méthode, que nous appellerons *WSM* (Wavelet Skewness Method) par la suite :

Avantages :

- Lien avec les scénarios d’instabilité
- Détection des différents types de transition et distinction entre eux
- Utilisation avec des films chauds (ne nécessite qu’un point de mesure par station x)
- Automatisation facile : recherche d’extrêma de fonctions

Limitations :

- Utilisation avantageuse uniquement pour les écoulements périodiques
- Connaissance de la fréquence du fondamental TS
- Echantillonnage élevé à l’acquisition

Troisième partie

L'étude de la transition instationnaire par l'expérience

Chapitre 9

Les résultats expérimentaux

9.1 Présentation des essais

Dans ce chapitre, trois configurations sont présentées, l'une stationnaire qui sert de cas de validation de la soufflerie et des méthodes utilisées pour le traitement, et deux cas instationnaires choisis pour illustrer au mieux les différents régimes de transition instationnaire qui peuvent être atteints sur notre montage.

L'objectif de ces essais est d'apporter un caractère quantitatif aux travaux réalisés précédemment par Obremski et al. [59] et Desopper [23], tout en conservant une description fine du phénomène de transition. Les conditions d'essais visent à toucher des configurations plus réalistes que le cas académique de la plaque plane. Ce dernier cas est néanmoins repris par la suite au niveau du calcul, car il constitue l'étape limite de la montée en Strouhal (apparition du "calming") que notre expérience ne permet pas d'atteindre pleinement.

Les conditions expérimentales des cas étudiés sont récapitulées dans le tableau suivant :

	$U_0(m/s)$	$f(Hz)$	$Re = \frac{U_0 c}{\nu}$	$St = \frac{f c}{U_0}$	$\frac{\Delta U_e}{U_e}(x/c = 0.5)$
STAT	21	0	415 000	0	0
INSTAT1	21	10	415 000	0.14	0.15
INSTAT2	21	30	415 000	0.43	0.25

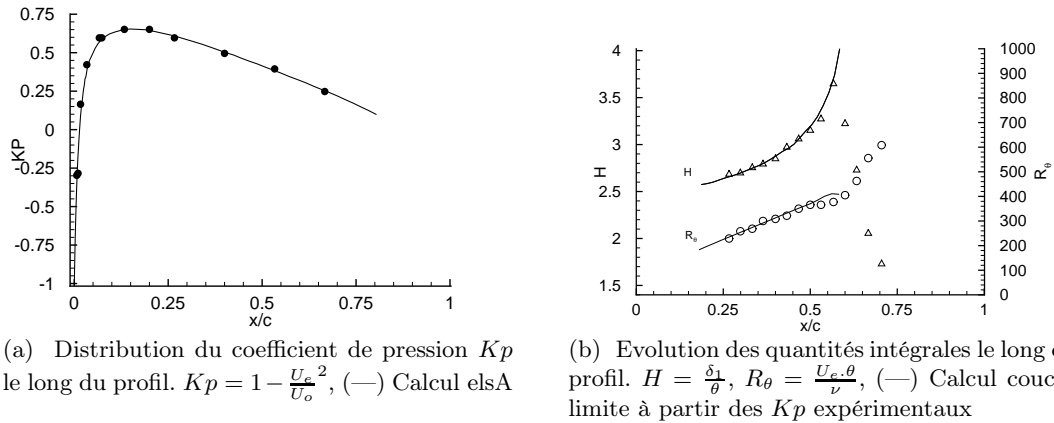
La bidimensionnalité des écoulements et la validation de la méthode *WSM* ont été discutés dans les chapitres précédents.

9.2 La configuration stationnaire STAT

Dans cette configuration, les volets sont réglés pour réaliser une perte de charge identique dans les deux canaux de manière à avoir l'équivalent d'un profil à 0° d'incidence. La symétrie de l'écoulement autour du profil est vérifiée à l'aide des prises de pression statique placées le long de la corde du profil.

9.2.1 L'écoulement de base

La répartition de pression le long du profil est tracée figure 9.1(a).

Fig. 9.1 – Configuration **STAT**

Le calcul Navier-Stokes avec le code elsA de la configuration (présenté en détail chapitre 13) confirme la répartition de pression (Kp) mesurée. On retrouve ici une évolution classique du Kp le long d'un profil NACA0015 avec un gradient de pression défavorable quasi-constant après le pic de survitesse. Les niveaux de pression sont plus élevés que pour les répartitions de pression tabulées en atmosphère infinie. Ceci est tout simplement dû à la proximité des parois de la soufflerie, le rapport d'aspect étant proche de 1.

La figure 9.1(b) présente l'évolution des quantités intégrales H et R_θ le long du profil. Là encore, nous observons une évolution classique de ces grandeurs bien confirmée par le calcul de couche limite laminaire stationnaire à partir de la répartition de Kp expérimentale. Le gradient de pression défavorable impose une inflexion des profils qui se traduit par une augmentation du facteur de forme H , cette augmentation s'accélère lorsque l'on se rapproche du décollement. En même temps, les profils deviennent de plus en plus instables et pour l'abscisse $x/c = 0.57$, la transition se produit. Celle-ci est facilement repérable par une chute brutale du facteur de forme passant de 3.5 à 1.8, ou par la rupture de pente dans l'évolution du R_θ .

La transition peut aussi se déduire directement à partir des profils de vitesse en regardant pour quelle station les profils mesurés s'écartent des profils laminaires calculés.

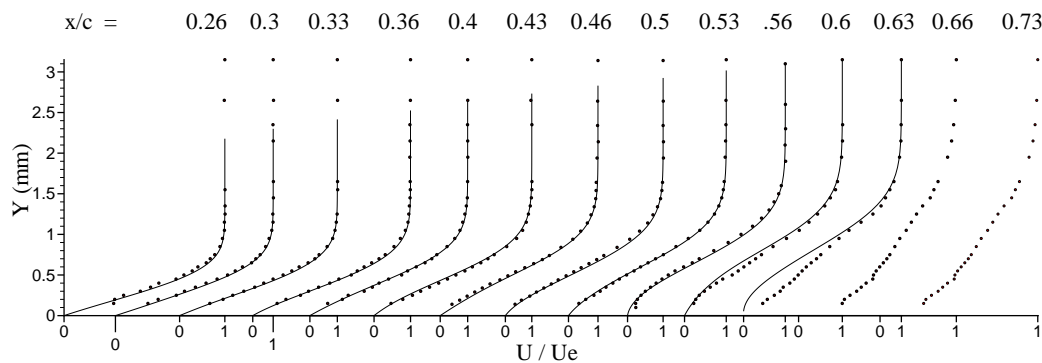


Fig. 9.2 – Profils de vitesse stationnaires. Ligne : Calcul de couche limite laminaire stationnaire, Point : mesure

9.2.2 L'étude des fluctuations et de la transition

Dans le cas stationnaire, une analyse de Fourier classique est suffisante pour caractériser fréquences des fluctuations présentes dans la couche limite. Cependant, afin de valider l'approche par ondelettes, les fluctuations seront analysées en temps et en fréquence et ensuite moyennées dans le temps pour aboutir à une valeur de fluctuation pour chaque fréquence. L'aspect quantitatif de l'analyse par ondelettes est alors mis à l'épreuve.

Afin de valider le scénario TS de transition, les amplifications mesurées sont comparées à celles obtenues par le code de stabilité linéaire **CASTET** à partir des profils de couche limite laminaire calculés (9.2). L'évolution longitudinale du facteur $N = \ln(\frac{A}{A_0})$ est tracée pour différentes fréquences instables sur la figure 9.3. Un bon accord général est trouvé entre l'analyse de stabilité et les mesures. Il est alors intéressant de remarquer que des mesures fines des fluctuations près de la paroi couplées avec un traitement par ondelettes adéquat permettent de détecter des ondes avec de faibles niveaux de N ($N \approx 2$). La fréquence la plus amplifiée $f = 1000 \text{ Hz}$ concorde bien avec l'étude de stabilité.

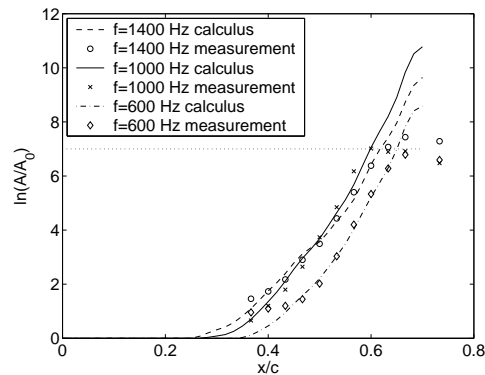


Fig. 9.3 – Evolution du facteur $N = \ln(\frac{A}{A_0})$ pour différentes fréquences instables. Le point de transition est atteint pour $N \approx 7$

Note sur le recalage des courbes :

Nous comparons ici des amplifications calculées à des amplitudes mesurées. Pour cette comparaison, nous avons donc imposé l'amplitude initiale A_0 des ondes mesurées de manière à faire coïncider les courbes au mieux. En revanche, toutes les fréquences ont été recalées avec le même A_0 . La correspondance est alors excellente. Cela permet de vérifier une hypothèse forte du e^N qui suppose l'amplitude initiale A_0 identique pour toute la gamme des fréquences instables, ce qui est loin d'être trivial et même certainement faux au vu de la complexité de la phase de réceptivité. Néanmoins, cette approximation semble correcte car nous considérons une bande de fréquences assez réduite.

La position de transition est repérée sur cette figure par l'intersection de la ligne $N = 7$ avec la courbe de la fréquence la plus amplifiée. La valeur $N = 7$ correspond à un taux de turbulence moyen extérieur de 0.16% d'après la loi de Mack, ce qui est en accord avec la valeur expérimentale. La méthode du e^N fonctionne donc bien dans notre configuration stationnaire.

9.2.3 Conclusion de l'essai stationnaire

Cet essai a permis dans un cas très bien connu de valider la méthode du e^N , notamment de vérifier le fait que le seuil de N correspond bien à celui prévu par la formule de Mack, sachant que le spectre des fluctuations extérieures est entaché par une raie acoustique qui contribue grandement à l'augmentation des fluctuations. La formule de Mack semble donc très robuste même avec des spectres de fluctuation un peu exotiques.

9.3 La configuration instationnaire INSTAT1

9.3.1 L'écoulement extérieur

La figure 9.4 présente la répartition de pression sur l'extrados du profil pour différents temps dans la période. La forme classique du Kp est retrouvée avec une variation temporelle du niveau global accompagnée d'une variation de la répartition longitudinale du Kp . Le déphasage de la position des volets remplit bien le rôle attendu.

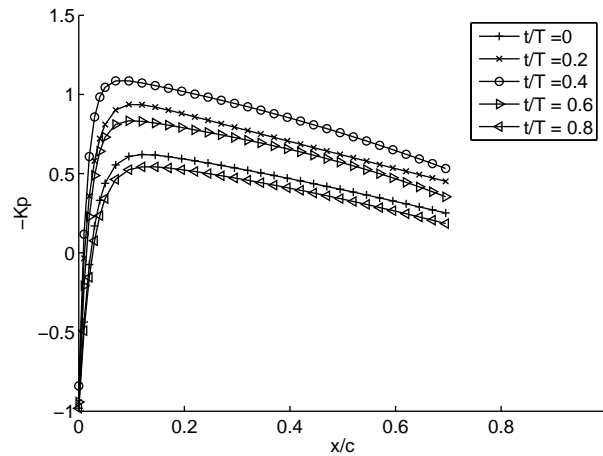


Fig. 9.4 – Distribution de pression Kp lissée pour différents temps, cas **INSTAT1**

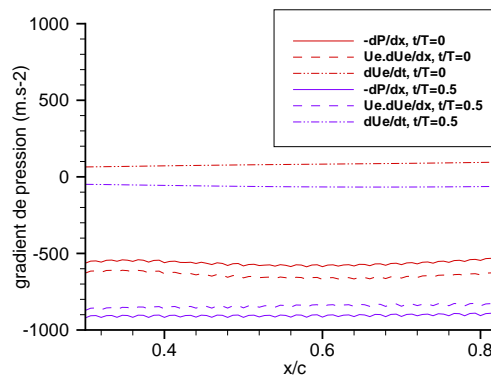


Fig. 9.5 – Contribution des différents gradients

L'écoulement met en jeu un gradient de vitesse temporel $\frac{\partial U_e}{\partial t}$ quasi-sinusoïdal, mais

aussi un gradient de vitesse longitudinal $Ue \frac{\partial Ue}{\partial x}$, globalement défavorable dans la zone de transition, qui dépend du temps, on a en effet :

$$-\frac{dP}{dx} = \rho \left(\frac{\partial Ue}{\partial t} + Ue \frac{\partial Ue}{\partial x} \right) \quad (9.3.1)$$

La figure 9.5 permet de juger pour deux instants significatifs dans la période d'oscillation de la contribution des deux types de gradients, temporel et spatial, au niveau du gradient de pression total. Il apparaît globalement un facteur 10 entre ces deux gradients, le gradient total est piloté par le gradient de vitesse spatial qui est dans la zone étudiée toujours négatif. La configuration **INSTAT1** est quasi-stationnaire en ce qui concerne l'écoulement extérieur.

9.3.2 La couche limite

Les résultats expérimentaux des mesures de profils de couche limite sont représentés de manière condensée sur la figure 9.6. Le facteur de forme H est tracé dans le plan $x - t$. Cette présentation met en évidence des langues turbulentes (faibles valeurs de H) déjà vues dans les représentations de Obremski et Fejer (chapitre 1). La position de la transition est simplement repérée visuellement par la forte décroissance de H . Cette position de transition est confirmée par la méthode WSM (chapitre 8) dont les résultats sont tracés en points noirs.

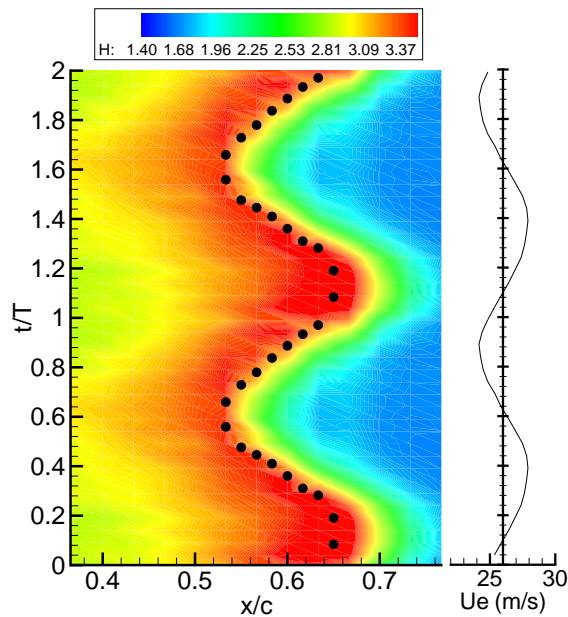


Fig. 9.6 – Caractéristiques de la couche limite dans le plan $x - t$. La position de transition "visuelle" est confirmée par la position donnée par la méthode WSM exposée au chapitre 8.

La "ligne de transition" oscille quasi-sinusoïdalement à la fréquence de l'écoulement extérieur et est déphasée avec lui d'environ 90° . Elle est précédée d'une zone avec des fortes valeurs de H . Celles-ci résultent d'un gradient de pression total globalement positif. La variation du gradient de vitesse temporel qui est favorable durant une demi-période et défavorable durant l'autre n'induit pas d'effet notable sur la variation de la position de la transition, qui est symétrique par rapport à la demi-période, ni sur les quantités intégrales.

La position du premier point de transition correspond à l'endroit de gradient temporel de vitesse négatif le plus élevé.

L'évolution de la couche limite laminaire de la configuration **INSTAT1** est calculée par le code **CLINSTAT** à partir des répartitions de vitesses extérieures instationnaires mesurées (figure 9.4). Les résultats sont présentés sur les figures suivantes (9.7 et 9.8). Le calcul de couche limite laminaire est mené jusqu'à la limite du décollement (lorsque C_f s'annule, la transition est déclenchée dans le calcul). Un bon accord global est trouvé au niveau des quantités intégrales et des profils de vitesse. Les profils calculés servent d'écoulement de base aux calculs de stabilité linéaire. On retrouve sur ces figures l'effet du gradient de pression total globalement positif qui tend à infléchir les profils lorsque x augmente (figure 9.8). La valeur du facteur de forme à la transition se situe autour de 3.5. Les profils sont alors vraiment très proches du décollement, ce qui pose un problème certain pour la simulation et les mesures. Ce problème sera retrouvé pour le cas **INSTAT2**. La détermination précise du champ de vitesse extérieur est absolument nécessaire, car c'est de lui que découle la qualité des profils calculés et donc la qualité du calcul de stabilité. Un grand nombre de précautions et de mises en garde sont énoncées par Saric [68] à ce sujet.

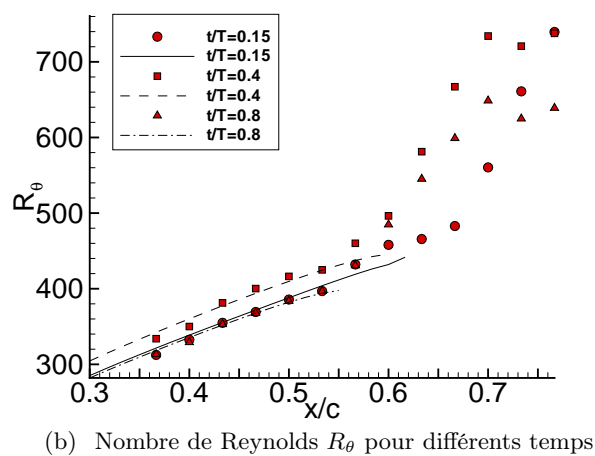
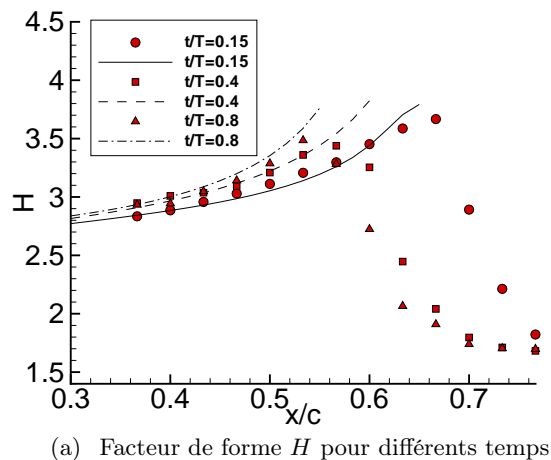


Fig. 9.7 – Evolution des quantités intégrales pour trois instants dans la configuration **INSTAT1**

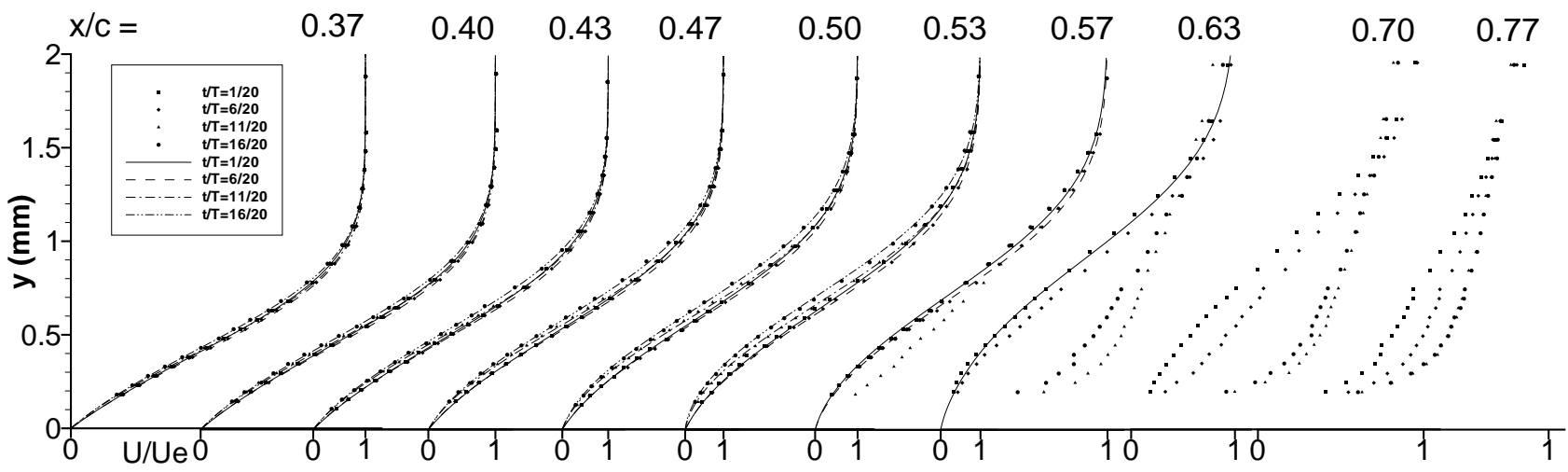


Fig. 9.8 – Profils de vitesses à différents temps. Comparaison avec le calcul de couche limite laminaire

9.3.3 L'analyse des fluctuations de vitesse

La compréhension du scénario de transition ne peut se limiter à la simple constatation de la position de transition au travers des quantités moyennes de couche limite. Une analyse fine des fluctuations au sein de celle-ci est nécessaire. Elle est obtenue à l'aide de spectres temps-fréquence des fluctuations de couche limite en proche paroi (exactement au niveau du maximum de fluctuation de couche limite, à peu près à $y = 0.2 \text{ mm}$ dans notre configuration). Cette analyse réalisée pour différentes stations en x est présentée sur la figure 9.9.

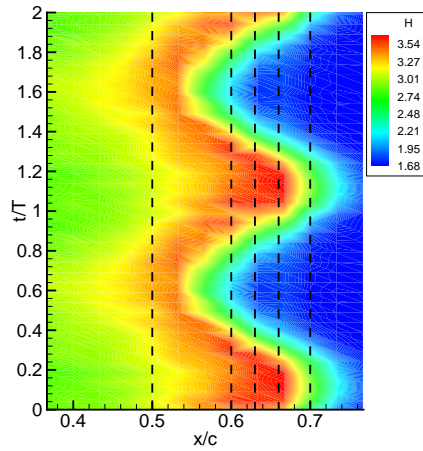
La figure 9.9(a) rappelle l'état de la couche limite durant une période d'oscillation. Les verticales en tirets marquent les abscisses des spectres temps-fréquence présentés sur les figures 9.9(b) à 9.9(f). L'échelle temporelle en ordonnée correspond à celle de la figure 9.9(a) afin de souligner la concordance entre l'évolution globale de la couche limite et l'évolution des fluctuations. L'échelle fréquentielle est quant à elle centrée dans la gamme 500 – 2000 Hz, gamme correspondant globalement à celle des fréquences instables.

Pour $x/c = 0.5$, figure 9.9(b), le spectre présente une tache de fréquence entre 800 et 2000 Hz de plus forte amplitude autour des temps compris entre $t/T = 0.4$ et $t/T = 0.8$. Cette zone correspond aux instants les plus proches de la ligne de transition pour la station considérée. Ces fréquences de plus forte amplitude rappellent les ondes TS.

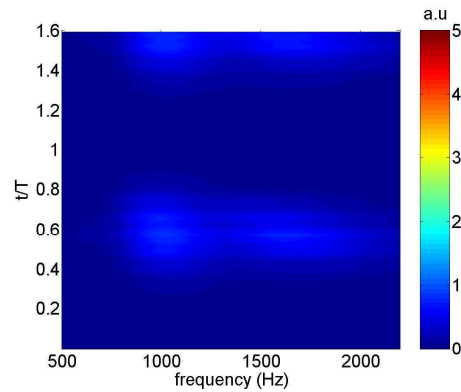
Un peu plus loin, pour $x/c = 0.6$, entre $t/T = 0.4$ et $t/T = 0.8$, le spectre est comblé en fréquences, ce qui est le signe d'une couche limite turbulente. Ceci concorde avec la décroissance de H à ces instants sur la figure 9.9(a). Il subsiste néanmoins dans cette zone turbulente une trace toujours importante de fréquences autour de 1000 Hz. Celles-ci se retrouvent maintenant tout au long de la période avec une amplitude d'autant plus forte que la ligne $x/c = 0.6$ est proche de la ligne de transition. Ces constatations sont confirmées par les deux spectres suivants qui résument les divers états possibles de la couche limite durant la phase de transition.

Dans le cas $x/c = 0.63$, les zones laminaires apparaissent assez distinctement avec des ondes amplifiées pour $t/T = [0 \ 0.3]$ et $t/T = [0.9 \ 1.3]$. Ces zones correspondent à des fortes valeurs du facteur de forme ($H > 3$, profils fortement inflexionnels donc instables). Les zones turbulentes sont elles aussi bien marquées par un spectre comblé en fréquences ($t/T = [0.3 \ 0.9]$). Chaque zone turbulente est encadrée par deux taches autour de la fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$. Comme nous le verrons plus tard, ces bosses sont caractéristiques de la phase non-linéaire de transition TS, phénomène identique en stationnaire.

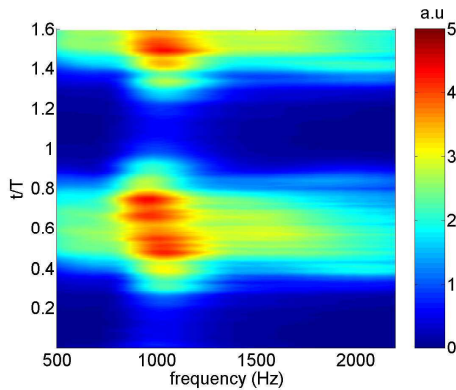
L'évolution des spectres sur les figures 9.9(b) à 9.9(f) montre un élargissement temporel de la langue turbulente lors de l'évolution en x . Elle est toujours encadrée par deux bosses de fréquences. Dans le cas $x/c = 0.70$, les deux bosses se rejoignent pour laisser place à un écoulement entièrement turbulent durant toute la période. Dans ce cas, il est toutefois possible de distinguer les zones turbulentes de fin de transition, avec la persistance de la bosse des ondes instables dans le spectre ($t/T = [0.9 \ 1.3]$), des zones turbulentes pleinement développées ($t/T = [0.3 \ 0.9]$).



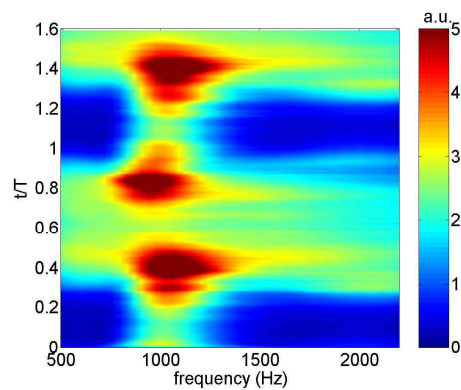
(a) Facteur de forme (H) dans le plan ($x/c-t/T$). Les lignes verticales repèrent les abscisses (x/c) des différents spectres temps-fréquence.



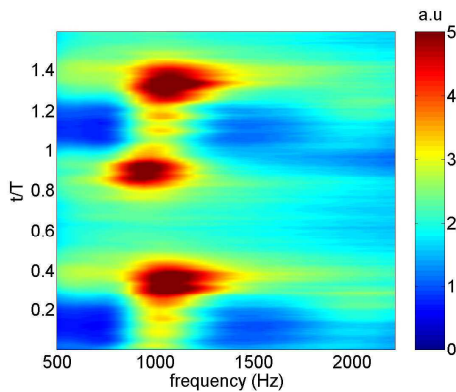
(b) $x/c = 0.50$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



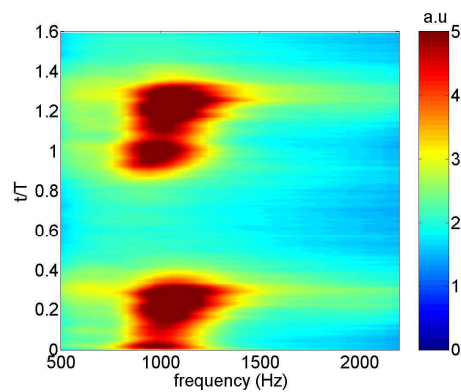
(c) $x/c = 0.60$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



(d) $x/c = 0.63$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



(e) $x/c = 0.66$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



(f) $x/c = 0.70$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi

Fig. 9.9 – Analyse temps-fréquence du cas INSTAT1

9.3.3.1 Comparaison des amplifications et validation du scénario TS

Les spectres temps-fréquence permettent de détecter qualitativement la présence d'ondes instables avant la transition pour chaque temps dans la période. Afin de vérifier que la transition est effectivement provoquée par ces ondes, nous allons comparer l'amplification expérimentale avec celle donnée par la théorie de stabilité linéaire. La nécessité de calculer l'amplification des ondes sur leur trajectoire de propagation a été mise en évidence au chapitre 2. Dans le cas où l'écoulement extérieur varie "lentement", la trajectoire des ondes rapportées au plan $x/c - t/T$ peut être assimilée à une droite horizontale, l'onde TS étant alors très rapide par rapport à la variation de l'écoulement. Dans le cas présent, considérons une onde TS se propageant à la vitesse de $0.4 U_e$ au sein d'un écoulement variant à la fréquence de 10 Hz . En prenant une vitesse extérieure U_e de 25 m/s , l'onde TS traverse sa zone d'amplification (du point critique au point de transition, soit environ 100 mm) en $1/10$ ème de période. Il est alors possible de considérer que l'écoulement extérieur a peu varié en $1/10$ ème de période et donc de calculer l'amplification des ondes avec l'écoulement de base figé en temps. Les amplifications données par la théorie de stabilité sont donc calculées temps par temps, sans suivi d'ondes. La figure 9.10 présente les résultats des calculs de stabilité pour 4 instants dans la période.

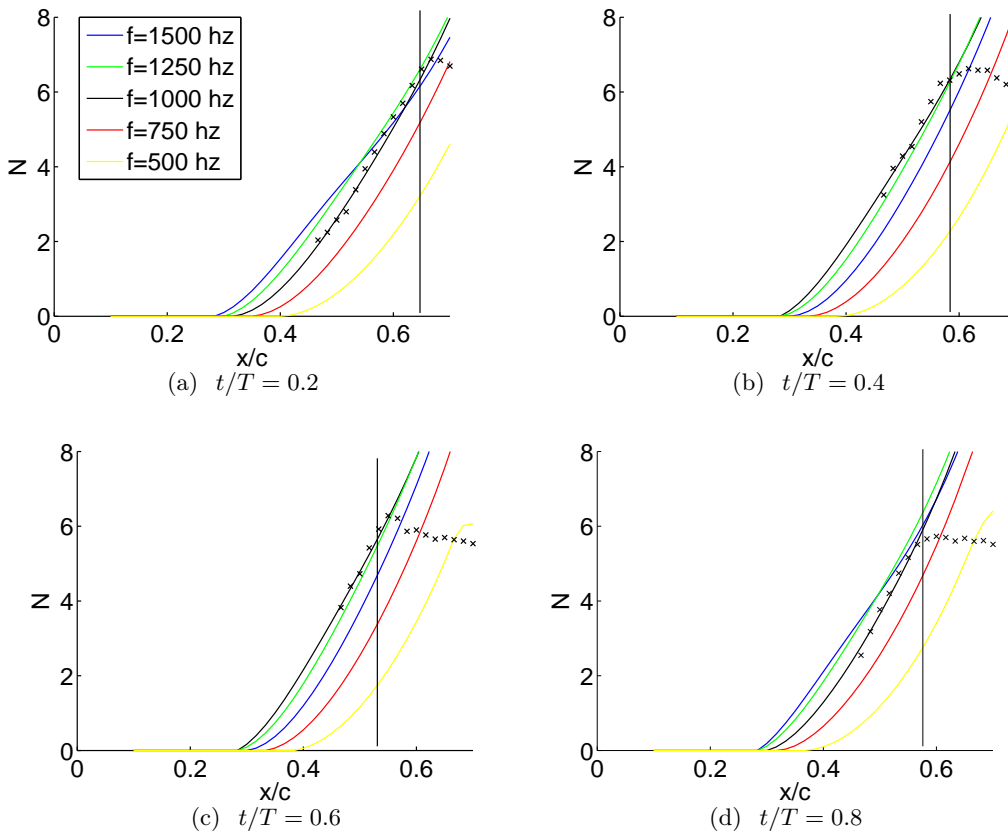


Fig. 9.10 – Amplifications mesurées et calculées pour différents instants, cas **INSTAT1**. En traits pleins : calcul de stabilité, les croix correspondent à l'amplification mesurée de l'onde $f = 1000 \text{ Hz}$

L'amplification mesurée de l'onde la plus instable dans la période ($f = 1000 \text{ Hz}$) est marquée par les croix noires. Expérimentalement, la fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$ est identifiée

comme celle ayant la plus grande amplitude au point de transition. L'abscisse de transition expérimentale est repérée sur les graphes par un trait plein vertical.

Pour les différents temps, la concordance entre l'amplification mesurée et celle calculée est bonne. Comme dans le cas stationnaire, on ne peut ici comparer que les pentes des courbes, le recalage des valeurs expérimentales de N est arbitraire du fait que l'amplitude initiale de l'onde (A_0) n'est pas accessible expérimentalement. Nous pouvons néanmoins remarquer qu'expérimentalement l'onde subit effectivement une amplification de type exponentiel qui correspond à celle du scénario TS.

La dernière vérification consiste à regarder la forme générale des fonctions propres afin de vérifier que nous comparons bien l'amplification de modes "similaires". Cette comparaison est donnée figure 9.11 pour un point dans le plan $x-t$, les résultats en d'autres points sont sensiblement identiques au niveau de la forme du mode observé.

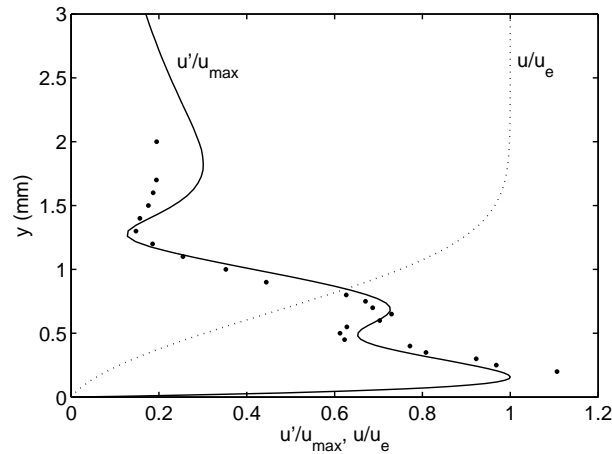


Fig. 9.11 – Fonction propre pour le point $x/c=0.55$, $t/T=0.3$, ● profil de fluctuation mesuré pour la fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$, — profil calculé donné par le code de stabilité à partir du profil de couche limite tracé en pointillés

Le profil de vitesse moyenne adimensionné est rappelé sur la figure en pointillés. La forme caractéristique du mode TS est bien retrouvée avec, près de la paroi, un premier maximum sur le profil de fluctuation correspondant au pic d'instabilité visqueuse. Le deuxième pic qui se situe aux environs de la moitié de l'épaisseur de couche limite correspond à l'instabilité inflexionnelle. En effet, ce pic repère la position en y du point d'inflexion du profil de vitesse. Finalement, le rebond au niveau de l'épaisseur de couche limite correspond à un changement de phase de 180° de la fonction propre. La zoologie du mode d'instabilité est bien retrouvée.

Il est possible grâce à la position de transition expérimentale de déterminer le facteur N de transition tout au long de la période. La figure 9.12 indique une valeur moyenne de $N = 6.4$. D'après la formule de Mack, cette valeur correspond à un taux de turbulence extérieur de 0.2%. La moyenne du taux de turbulence dans ce cas est de : 0.2% (d'après le paragraphe 6.4.2). La formule de Mack donne encore une bonne estimation du N de transition.

Cette constatation donne confiance en l'utilisation du critère e^N en écoulement quasi-stationnaire et surtout en l'utilisation des critères analytiques en découlant, du type critère *AHD*. L'utilisation et l'adaptation de ces critères sont discutées dans la partie IV.

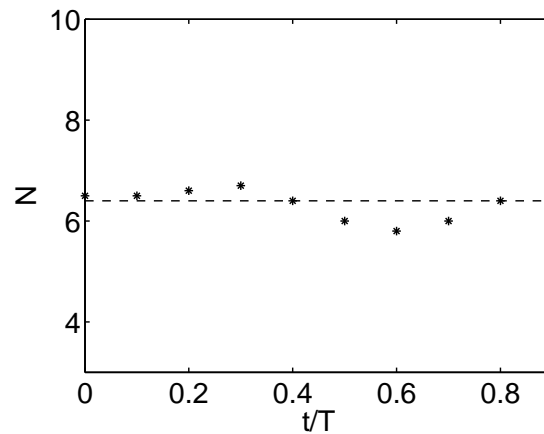


Fig. 9.12 – Valeur du facteur N aux points de transition durant une période

La figure 9.13 montre une comparaison de la position de transition expérimentale avec celle donnée par la méthode e^N , avec un N constant égal à 6.4. L'accord est très satisfaisant avec une erreur relative maximale en début de langue de 4%.

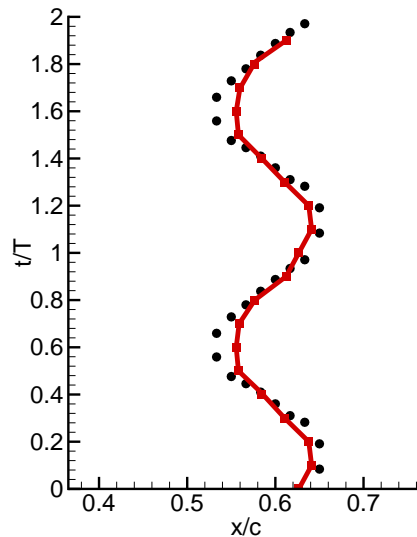


Fig. 9.13 – Comparaison des positions de transition mesurées (\bullet) et calculées (ligne rouge) dans le plan $x/c - t/T$. La ligne rouge symbolise la position calculée par le critère e^N avec $N = 6.4$.

9.3.4 Conclusion sur le cas INSTAT1

Ce cas est typiquement quasi-stationnaire à tous les niveaux. L'analyse qualitative des spectres de fluctuation couplée à une comparaison quantitative des amplifications ainsi que des modes en présence permet d'affirmer que la transition se produit à chaque instant de la période par le scénario TS. La prévision de la position de la transition avec un N constant tout au long de la période donne bon espoir en l'extension des critères de transition stationnaires pour ce type de cas.

9.4 La configuration instationnaire INSTAT2

9.4.1 L'écoulement extérieur

La figure 9.14 présente la répartition de pression sur l'extrados du profil pour différents instants dans la période.

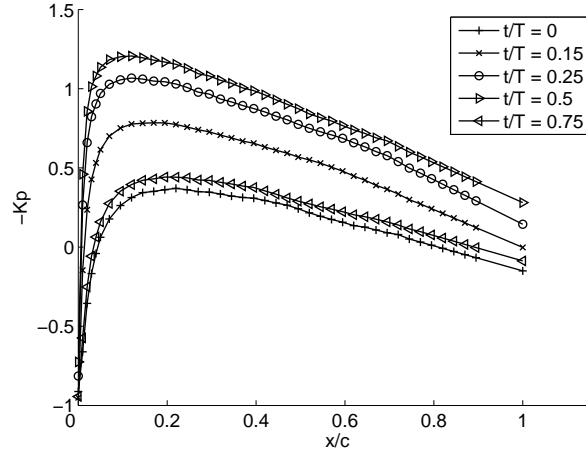


Fig. 9.14 – Répartition de pression expérimentale Kp le long du profil pour le cas **INSTAT2**

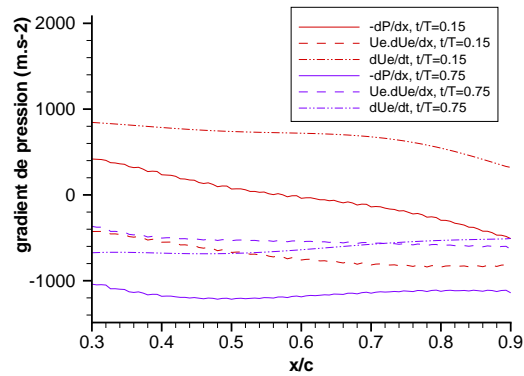


Fig. 9.15 – Contribution des différents gradients de pression

L'augmentation de la vitesse de rotation des volets et ainsi du nombre de Strouhal change nettement le rapport entre gradient de vitesse longitudinal et temporel, ils sont maintenant du même ordre de grandeur. La figure 9.15 montre l'importance que peut prendre le gradient de vitesse temporel à certains instants de la période. Les contributions des gradients de vitesse temporel et spatial sont tracées sur cette figure pour deux instants représentatifs. Pour $t/T = 0.15$, le gradient de vitesse longitudinal est négatif, mais le terme en gradient temporel est fortement positif; il tire le gradient de vitesse total vers des valeurs positives. A l'inverse, pour $t/T = 0.75$, le gradient de vitesse temporel devient fortement négatif alors que le gradient longitudinal est du même ordre de grandeur que pour $t/T = 0.15$, le gradient de vitesse total devient alors négatif. Contrairement au cas **INSTAT1** où l'effet de la variation temporelle de l'écoulement extérieur était de changer

le nombre de Reynolds et le gradient longitudinal de manière quasi-stationnaire, dans le cas présent le gradient de pression total est largement influencé par le gradient de vitesse temporel. Une partie de la période est maintenant soumise à un gradient de vitesse total positif (exemple sur la figure 9.15 pour $t/T = 0.15$), ce qui va changer considérablement le comportement de la couche limite ainsi que ses caractéristiques de stabilité.

9.4.2 La couche limite

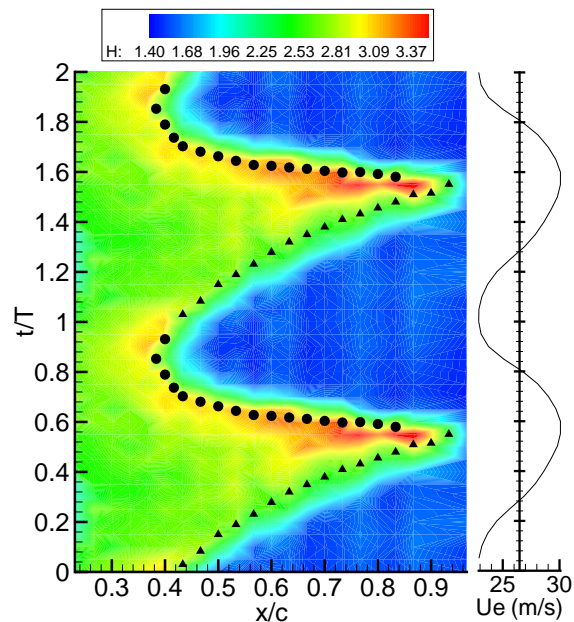


Fig. 9.16 – Caractéristiques de la couche limite dans le plan x - t . La position de transition "visuelle" est confirmée par la position donnée par la méthode WSM exposée au chapitre précédent.

L'évolution du H est dans ce cas bien différente. La première chose que nous pouvons remarquer est un changement assez radical de la forme des langues turbulentes qui ne sont plus du tout symétriques par rapport à la demi-période. De l'instant $t/T = 0$ à $t/T = 0.5$, les facteurs de forme sont moins élevés à la transition. La détection par WSM nous indique un changement dans le mode de "transition" durant cette partie de la période. Le premier point de transition correspond toujours au minimum de gradient de vitesse extérieure.

Les figures suivantes présentent les quantités intégrales H et R_θ pour différents instants, ces quantités sont comparées au calcul de couche limite laminaire instationnaire. De manière à récupérer un écoulement de base le plus fidèle possible pour les études de stabilité, la position de transition expérimentale est imposée dans le calcul. En effet, l'influence des zones turbulentes sur les profils laminares est dans ce cas non négligeable. Le passage au turbulent s'effectue sans fonction d'intermittence et la zone turbulente est traitée par un simple modèle de longueur de mélange.

Au niveau des profils, figure 9.18, la concordance est assez satisfaisante. Sur la figure 9.17, il est à noter à partir de $x/c = 0.73$ un comportement assez étrange des quantités intégrales, notamment du facteur H (sorte d'oscillation) dont le niveau est très élevé. Cette zone, qui est comprise entre deux langues turbulentes, est difficile à calculer car extrêmement sensible aux conditions environnantes (profils de vitesses précédents en temps et en

abscisse, gradient de pression extérieur). Il n'est pas impossible de voir dans ce comportement pathologique des quantités intégrales la présence d'un petit bulbe de décollement, problème récurrent dans ce type d'écoulement où le gradient de pression positif peut être très important du fait du cumul entre gradients de vitesse spatial et temporel.

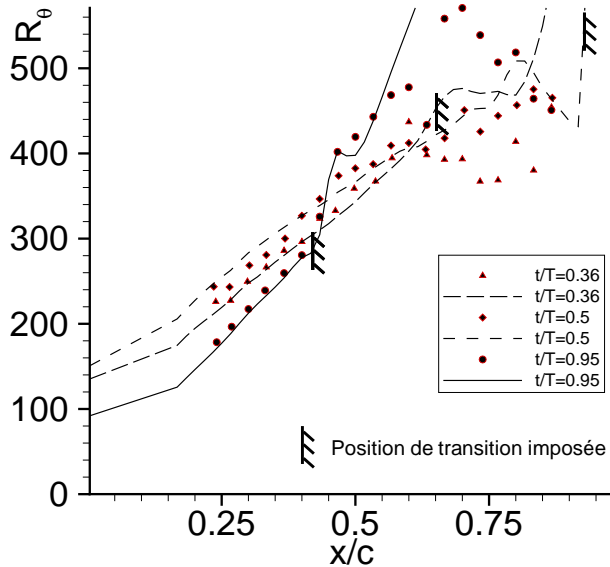
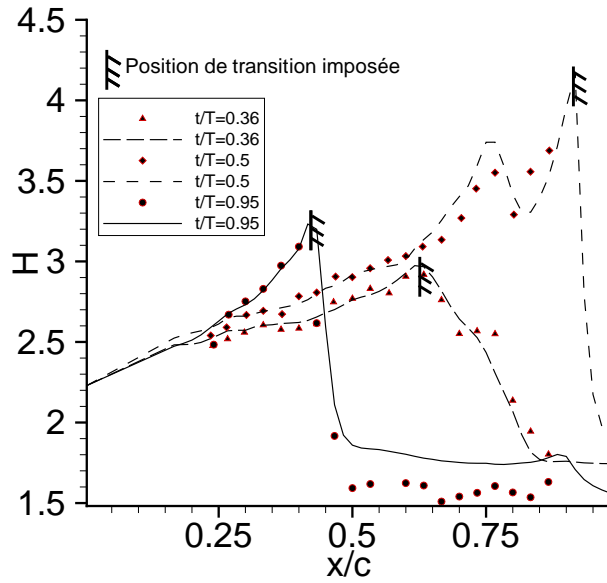


Fig. 9.17 – Evolution des quantités intégrales pour trois instants différents dans la configuration INSTAT2

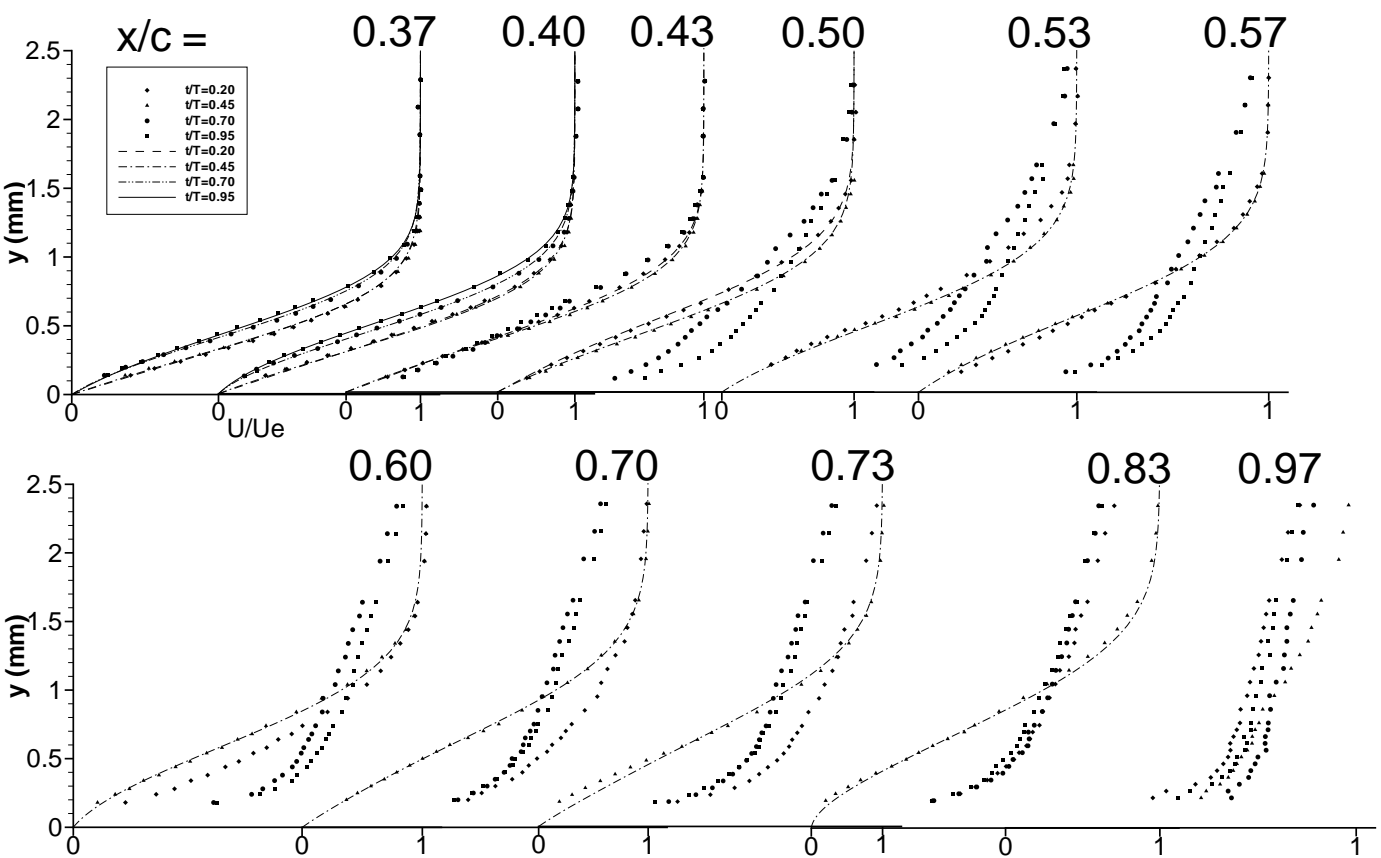


Fig. 9.18 – Profils de vitesses à différents temps, configuration INSTANT2. Comparaison avec le calcul de couche limite laminaire

9.4.3 L'analyse des fluctuations

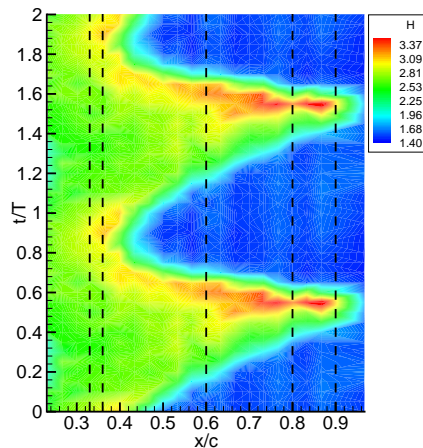
La méthode d'analyse est identique à celle utilisée dans le cas **INSTAT1**, les stations pour lesquelles sont présentés les spectres sont repérées par les lignes verticales sur le graphe $x - t$ de H (figure 9.19(a)).

La première section, $x/c = 0.33$ précède la ligne de transition. Une bosse de fréquences d'amplitude plus élevée est facilement identifiable sur le spectre (figure 9.19(b)). Elle est localisée autour de $t/T = 0.8$ et aux environs de $f = 1500 \text{ Hz}$ avec une étendue spectrale d'environ 1000 Hz . Cette bosse correspond à l'endroit le plus proche de la langue pour la station x considérée.

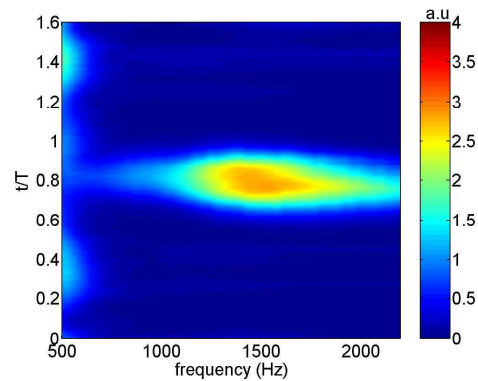
La station juste en aval, $x/c = 0.36$, porte les traces en $t/T = 0.8$ du début du remplissage du spectre et correspond ainsi au début de la langue turbulente. Le point x_{tr} défini par Obremski et Fejer [59] comme le point de début de langue est donc bien précédé par des instabilités. La bosse d'ondes est toujours présente et s'est un peu élargie autour de $f = 1500 \text{ Hz}$.

La station $x/c = 0.6$ coupe la langue en deux et ainsi donne un aperçu global des différentes étapes de la transition instationnaire dans le cas **INSTAT2**. De $t/T = 0.2$ à 0.6 , la couche limite est laminaire, les amplitudes de fluctuation sont faibles. De $t/T = 0.6$ à 1.2 , le spectre est comblé en fréquences, la couche limite est turbulente, la correspondance avec les faibles valeurs de H le confirme. C'est au niveau de la limite temporelle de cette région turbulente que réside la différence avec le cas précédent. Dans le cas **INSTAT1**, la langue turbulente était toujours encadrée par deux bosses TS aux environs de $f = 1000 \text{ Hz}$. Dans le cas présent, une seule bosse est présente sur la partie inférieure de la langue. Pour la partie supérieure, nous pouvons juste constater une interface entre le milieu laminaire et le milieu turbulent. Nous sommes ici en présence de la signature temps-fréquence de ce qu'Obremski et Fejer [59] nomment le "mode convectif" de transition.

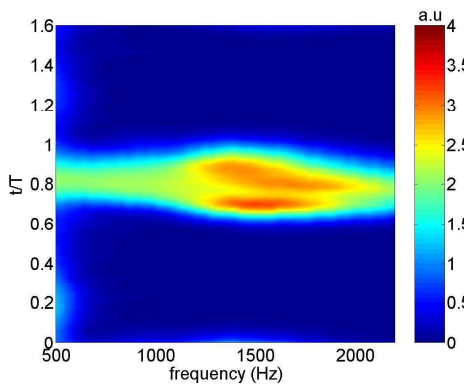
Les coupes suivantes pour $x/c = 0.8$ et 0.9 montrent l'évolution de la langue dans la période, notamment son élargissement. Le changement de position du front turbulent aval se fait à la vitesse de convection de la turbulence, soit $0.35 U_e$. Le mouvement de la bosse amont est quant à lui piloté par les caractéristiques de stabilité de l'écoulement qui vont être détaillées dans le paragraphe suivant. Pour $x/c = 0.9$, les langues turbulentes se rejoignent : la bosse des fréquences instables n'est plus alors clairement identifiable. Le scénario précis de transition en bout de langue peut être de plusieurs sortes : soit par bulbe, soit par convection du nez de la langue turbulente. La précision nécessaire pour décrire de manière sûre le phénomène n'a pas été atteinte expérimentalement.



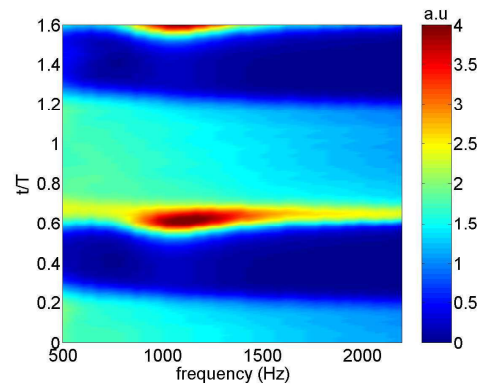
(a) Facteur de forme (H) dans le plan ($x/c-t/T$). Les lignes verticales repèrent les abscisses (x/c) des différents spectres temps-fréquence.



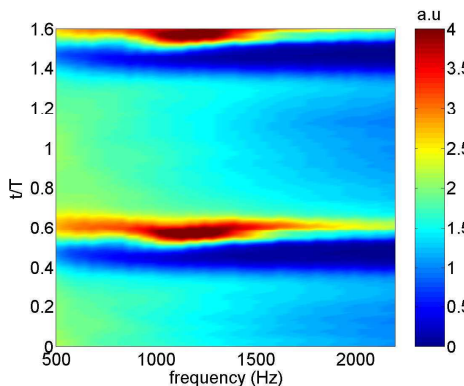
(b) $x/c = 0.33$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



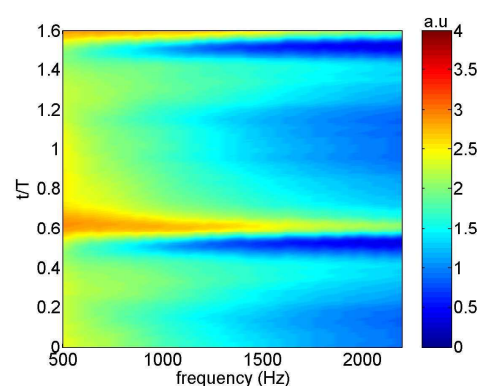
(c) $x/c = 0.36$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



(d) $x/c = 0.60$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



(e) $x/c = 0.80$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi



(f) $x/c = 0.90$, spectre temps-fréquence de la fluctuation de vitesse près de la paroi

Fig. 9.19 – Analyse temps-fréquence des fluctuations de vitesse pour le cas INSTAT2

La figure suivante 9.20 propose une vision un peu différente des mêmes quantités afin de déterminer visuellement les zones de prédominance des différentes ondes instables responsables de la transition. L'amplitude mesurée des ondes est tracée dans le plan $x - t$. Ces figures résultent de l'interpolation bidimensionnelle des spectres temps-fréquence à différentes stations x (environ tous les 3% de corde). La résolution spatiale (en x) a donc été améliorée artificiellement pour des raisons de tracé et de calcul des amplifications.

L'échelle de couleur choisie est une échelle linéaire arbitraire proportionnelle aux amplitudes des ondes. Le choix de l'échelle linéaire est dicté comme précédemment par la recherche de la visualisation de la zone de transition pour chaque fréquence. Celle-ci est caractérisée par un "overshoot" sur la valeur de l'amplification avant le passage au turbulent. Ce dépassement se produit dans la zone non-linéaire d'interaction des ondes. C'est cette zone que nous voulons repérer pour identifier entre autres la prédominance de telle ou telle fréquence lors de la transition. La ligne de transition détectée par WSM décrite précédemment est reportée sur les figures en trait plein noir. Elle permet de situer les ondes par rapport à la position de transition qui est ici définie, rappelons-le, au niveau de la phase non-linéaire de transition.

La ligne de transition entoure bien dans chaque cas les langues turbulentes qui se dessinent assez nettement du fait de la valeur élevée des fluctuations en leur sein. En ce qui concerne les hautes fréquences $f = 1500 \text{ Hz}$, 1400 Hz , une zone d'amplitude élevée longe la partie inférieure de la langue. La répartition des amplitudes le long de la ligne de transition est assez uniforme. L'extrémité de la langue est entourée par un "C" d'amplitude élevée qui révèle de manière indéniable le rôle de la fréquence $f = 1500 \text{ Hz}$ dans la transition en bout de langue, notamment au niveau de l'élargissement temporel du début de la langue. En effet, cet élargissement initial est dû aux instabilités et non pas directement à la convection du spot, notamment pour la partie supérieure. La convection du spot n'intervient que dans un deuxième temps. A partir de $x/c = 0.4$, la partie supérieure de la langue sépare les zones laminaires et turbulentes sans aucun "overshoot", cette ligne représente alors directement la propagation du spot créé en bout de langue.

Lorsque l'on considère des fréquences de plus en plus basses, leur prépondérance se fait sentir de plus en plus vers l'aval sur la partie inférieure de la langue. Il est possible de définir une évolution de la fréquence la plus instable en fonction de la position en x . Lorsque l'on parcourt la langue de la tête vers l'aval, la fréquence de l'onde de plus forte amplitude tend à diminuer. Ce résultat sera confirmé dans le paragraphe suivant.

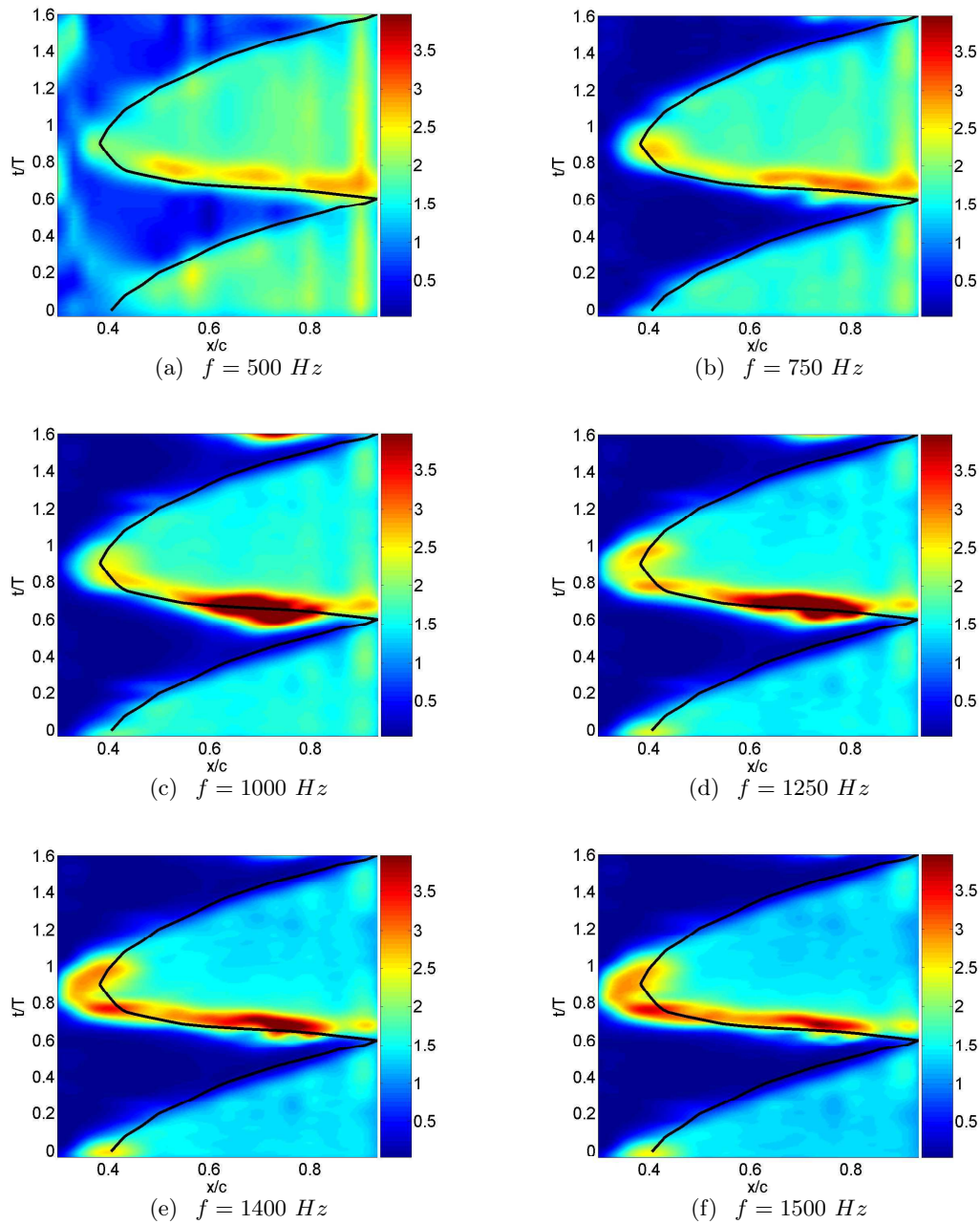


Fig. 9.20 – Amplitude des ondes (échelle linéaire) dans le plan $x - t$ pour différentes fréquences

9.4.3.1 Comparaison des amplifications et validation du scénario TS pour la partie inférieure de langue

L'analyse de stabilité locale classique est utilisée sur l'écoulement de couche limite présenté précédemment. Cette analyse donne accès en chaque point du plan $x - t$ aux coefficients α_i et α_r , respectivement le coefficient d'amplification et le nombre d'onde du mode considéré. La cartographie des α_i est présentée sur la figure 9.21 pour différentes fréquences instables. La ligne de transition expérimentale est tracée en noir. Les coefficients d'ampli-

figuration au delà de cette ligne ne sont pas calculés, le milieu étant turbulent, ils sont donc automatiquement mis à la valeur zéro.

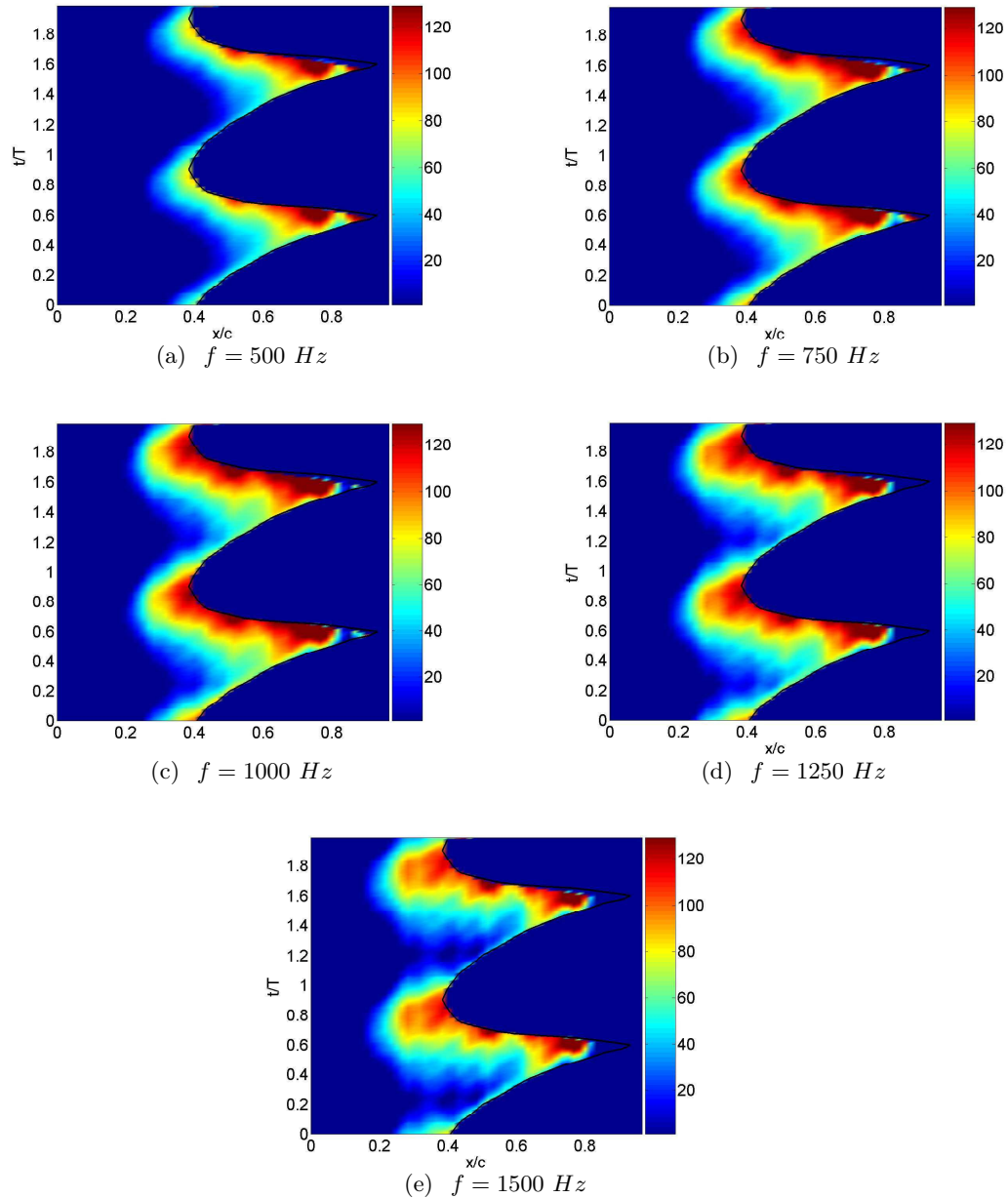


Fig. 9.21 – $-\alpha_i$ dimensionné (m^{-1}) dans le plan $x - t$ pour différentes fréquences

De façon générale pour toutes les fréquences, la ligne neutre (ligne pour laquelle les fréquences commencent à s'amplifier, α_i devient non nul) varie de manière quasi-sinusoidale en temps. La position moyenne de cette ligne remonte vers l'amont lorsque la fréquence de l'onde instable augmente. La partie inférieure de la langue est précédée de coefficients d'amplification élevés alors que la partie supérieure de la langue est dans une zone d'écoulement beaucoup plus stable, notamment entre $x/c = 0.4$ et $x/c = 0.6$. La zone comprise entre les deux langues pour x/c allant de 0.7 à 0.9 est le siège de coefficients d'amplification très élevés qui ne sont pas forcément représentatifs de l'état réel des ondes instables. En

effet, dans cette zone, la qualité de l'écoulement de base peut être remise en cause.

Les informations recueillies à la fois au niveau des amplitudes expérimentales des ondes ainsi que sur les coefficients d'amplification doivent être comparées entre elles de manière qualitative, nous utiliserons pour cela la modélisation d'amplification totale quasi-stationnaire avec le suivi des ondes dans le plan $x - t$. La comparaison précise des amplifications est présentée pour deux fréquences qui semblent jouer des rôles prépondérants au niveau de la transition tout au long de la langue : $f = 1500 \text{ Hz}$ et $f = 1000 \text{ Hz}$.

La figure 9.22 détaille les différentes étapes de la comparaison. Les figures 9.22(a) et 9.22(b) présentent le logarithme de l'amplitude expérimentale dans une unité arbitraire. La position de la transition expérimentale détectée est toujours tracée en noir. Sur cette même carte les trajectoires des ondes TS à la fréquence considérée sont tracées en tirets blancs. Ces trajectoires qui sont approximativement des droites représentent le trajet le long duquel les ondes se sont théoriquement amplifiées. L'évolution de l'amplitude le long de ces courbes représente alors l'amplification physique $\ln(A)$ qui est tracée sur les figures 9.22(e) et 9.22(f).

Les figures 9.22(c) et 9.22(d) sont le pendant des courbes précédentes (9.22(a) et 9.22(b)) au niveau du calcul. Elles représentent cette fois les trajectoires TS calculées superposées aux facteurs d'amplification locaux (α_i). La somme des coefficients d'amplification le long de ces trajectoires donne accès à l'amplification totale des ondes ($\ln(A/A_0)$), de la ligne neutre à la ligne de transition.

Les figures 9.22(e) et 9.22(f) présentent finalement la comparaison des amplifications expérimentales et numériques pour les fréquences 1000 Hz et 1500 Hz . Sur ces figures, l'amplification $\ln(A/A_0)$ est tracée en fonction de x/c , chaque courbe correspond à une trajectoire. Du fait de la différence de nature entre les deux types de courbes, $\ln(A)$ pour l'expérience et $\ln(A/A_0)$ pour le calcul, un recalage est nécessaire. Il est indiqué sur le petit graphique en haut de chaque figure. L'amplitude de recalage n'est pas identique pour toutes les trajectoires ; l'amplitude initiale A_0 des ondes dépend de l'instant dans la période. En revanche, le recalage nécessaire pour les deux fréquences comporte une évolution identique : le A_0 des trajectoires correspondant au début de langue est plus élevé.

Au niveau des amplifications proprement dites le long des trajectoires, l'accord de la phase linéaire d'amplification est excellent pour la fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$. L'amplitude calculée très élevée du facteur N pour la courbe la plus à droite est sujette à caution comme il a été précisé précédemment. Les profils de l'écoulement de base en ces points sont très inflexionnels, ils le sont beaucoup moins au niveau expérimental.

Pour $f = 1500 \text{ Hz}$, l'accord, bien que moins bon, reste tout de même acceptable. Il apparaît néanmoins des disparités au niveau de la position de transition suggérée par les courbes d'amplification mesurées, notamment la première qui décroît avant l'abscisse de transition (arrêt de la courbe d'amplification calculée). Cette erreur dans le positionnement du bout de la langue est due à la discrétisation spatiale utilisée dans la méthode WSM pour déterminer la position de transition. Cette analyse est réalisée par pas de $x/c = 0.04$, de ce fait, il est possible qu'en bout de langue la position de transition soit en réalité 4% de corde plus en amont. C'est l'ordre de grandeur du décalage que nous avons entre les courbes. Cette remarque nous montre aussi la puissance de cette méthode d'analyse qui peut permettre, s'il le faut, une précision au niveau de la définition de la position de transition de l'ordre du pourcent de corde.

La comparaison ainsi réalisée valide pleinement, a posteriori, l'hypothèse d'amplifica-

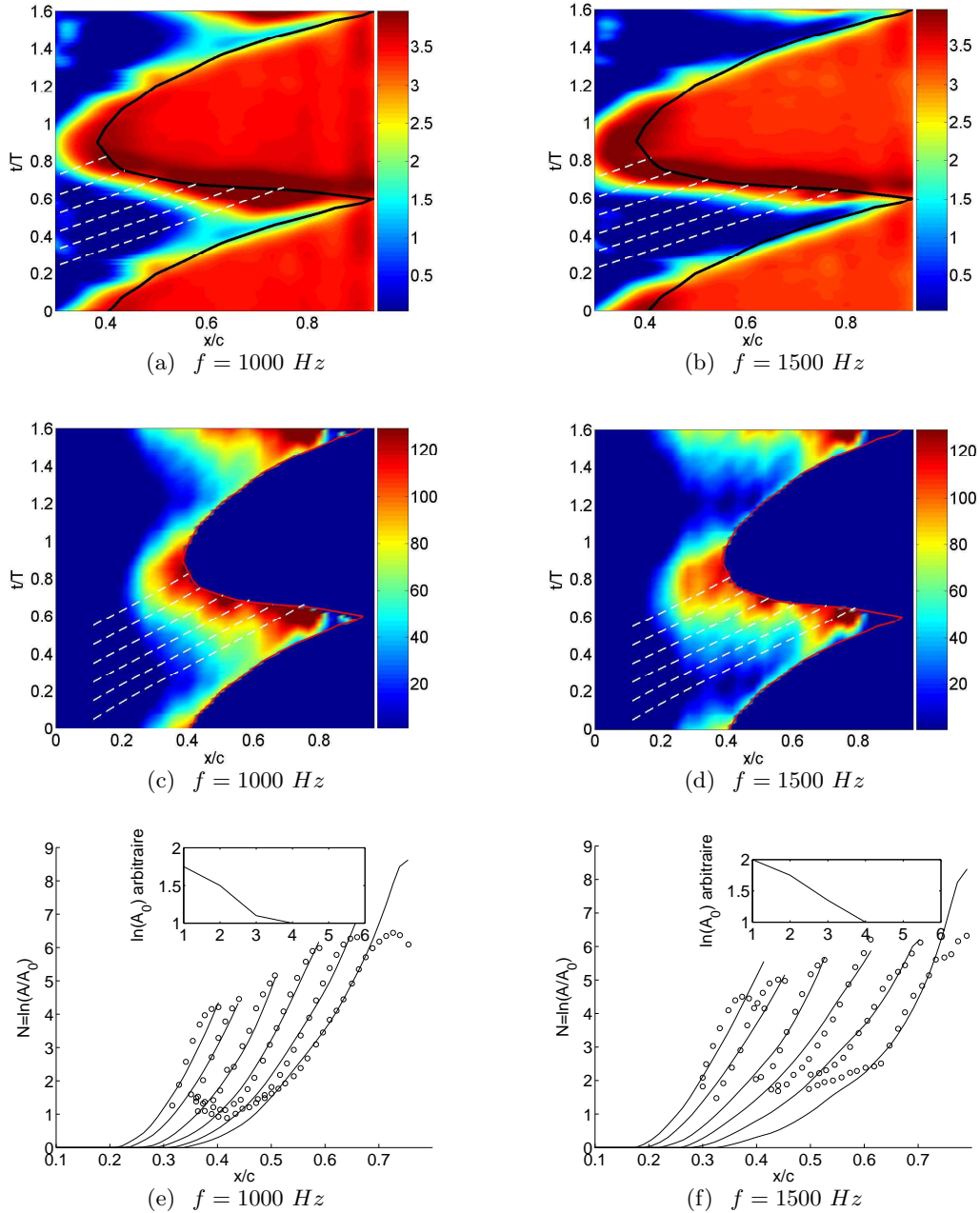


Fig. 9.22 – Comparaison des amplifications / amplitudes dans le cas **INSTAT2**

tion linéaire quasi-stationnaire des ondes instables. Une comparaison aussi précise n'a pu être possible que grâce à l'utilisation de la transformée par ondelettes, qui associée à un moyennage précis, donne accès à des niveaux de fluctuations extrêmement faibles correspondant à des facteurs N de l'ordre de 2.

Revenons un instant sur la variation de l'amplitude A_0 utilisée pour recaler les amplifications entre elles. L'explication naturelle dictée par la loi de Mack est que le taux de turbulence extérieure varie durant la période. En appliquant systématiquement la formule de Mack à ce taux de turbulence, nous avons tout naturellement un N de transition dé-

pendant du temps, il est tracé figure 9.23. Le problème est de savoir à quel point de la trajectoire associer le N de transition ainsi déterminé. La réceptivité est maximale près de la courbe neutre d'amplification, donc près du point critique. On peut donc supposer que le N de chaque trajectoire d'amplification est défini au départ de la trajectoire au niveau de ce point. Il est alors possible d'établir une correspondance entre les faibles valeurs du facteur N données par la loi de Mack avec les trajectoires d'amplification des ondes donnant la transition en début de langue.

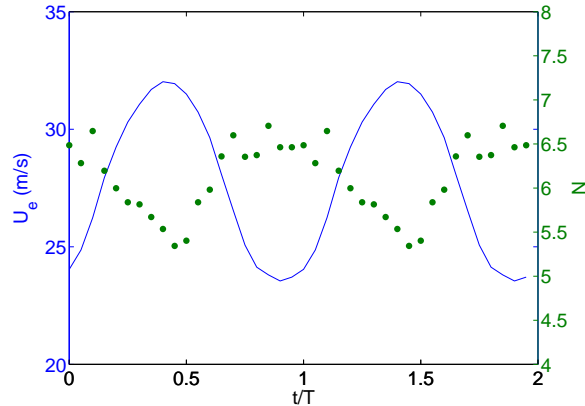


Fig. 9.23 – N à la transition déterminé par la loi de Mack

Intéressons nous maintenant au seuil d'amplitude ou d'amplification à la transition. En effet, ce point est crucial au niveau des méthodes de prévision de la transition comme celle du e^N .

L'amplitude des ondes à la transition pour différentes fréquences pour la partie inférieure de la langue est tracée sur la figure 9.24 en fonction de la position en x/c sur la langue. Cette fois-ci aucun décalage n'est réalisé entre les fréquences. La première remarque est que l'amplitude à la transition n'est pas constante comme il est très souvent supposé dans les méthodes de prévision. Néanmoins, une valeur moyenne peut être définie. Celle-ci est tracée en traits tirets sur le graphique. L'écart maximal autour de la moyenne de la ligne des maxima est de plus ou moins 0.3 en échelle logarithmique. Cet écart rentre tout à fait dans l'incertitude de détermination du point exact de la transition. L'intérêt de ce graphique réside en la définition des zones de prépondérance des diverses fréquences le long de la langue. Si nous supposons que la fréquence qui a la plus grande amplitude à la transition est responsable de celle-ci, alors nous pouvons définir grossièrement trois zones de prépondérance. Une pour la fréquence $f = 1500 \text{ Hz}$ qui pilote la transition en bout de langue et ce jusqu'à environ $x/c = 0.55$, puis une zone à 1000 Hz qui régit le milieu de la langue, ce qui était déjà remarquable visuellement sur la figure 9.20(c). Enfin, la fin de la langue est entourée par des basses fréquences de l'ordre de 500 Hz . Les domaines de prépondérance ont été volontairement réduits à trois valeurs pour marquer l'évolution mais il est possible de déterminer la loi de glissement en fréquence le long de la langue en "continu". Ce glissement de fréquence peut se retrouver simplement à partir de la relation :

$$f = \frac{V_\phi}{\lambda} \quad (9.4.1)$$

La longueur d'onde λ est considérée comme proportionnelle à l'épaisseur physique de couche limite, soit :

$$\lambda = k.\delta \text{ avec } k \approx 10 \quad (9.4.2)$$

En considérant que la vitesse de phase (V_ϕ) d'une onde est de l'ordre de $0.3U_e$, on obtient le lien suivant entre f , la fréquence de l'onde la plus instable, l'épaisseur δ et la vitesse extérieure U_e .

$$f \approx \frac{0.3 U_e}{k \delta} \quad (9.4.3)$$

Cette petite analyse indique tout simplement que lorsque l'épaisseur de couche limite augmente, la fréquence la plus instable diminue, ce qui concorde tout à fait avec les mesures. Quantitativement, l'ordre de grandeur des fréquences instables est lui aussi tout à fait bien reproduit. L'ordre de grandeur de l'épaisseur de couche limite étant du millimètre et la vitesse extérieure de 30 m/s , les fréquences instables se situent autour de 1000 Hz .

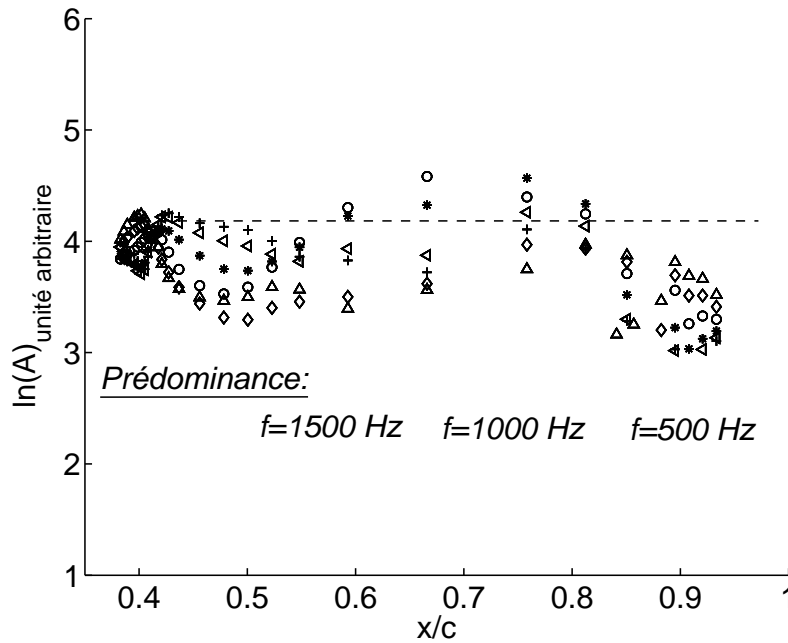


Fig. 9.24 – Amplitude expérimentale au point de transition pour différentes fréquences instables. (+) $f = 1500 \text{ Hz}$, (*) $f = 1250 \text{ Hz}$, (o) $f = 1000 \text{ Hz}$, (\diamond) $f = 750 \text{ Hz}$, (\triangle) $f = 500 \text{ Hz}$

Le même type de graphique, réalisé pour l'amplification totale calculée à la transition, est donné figure 9.25. Le facteur N à la transition varie le long de la languette. Il est à noter qu'aucun recalage n'a été effectué. Il est néanmoins possible de définir une valeur moyenne de N à la transition autour de 6 qui corrèle assez bien la position de transition jusqu'aux environs de $x/c = 0.73$. Dépassée cette station, les amplifications calculées augmentent de manière significative, ce qui est dû en grande partie à la piètre qualité de l'écoulement de base, comme vu précédemment. La prédominance de certaines fréquences est aussi retrouvée par les amplifications, ainsi le bout de la languette est défini par les fréquences $f = 1500 \text{ Hz}$, qui laissent place ensuite aux fréquences autour de 1000 Hz entre $x/c = 0.55$ et $x/c = 0.70$. La précision de l'écoulement de base ne nous permet pas de mettre en évidence la prépondérance du 500 Hz en bout de languette.

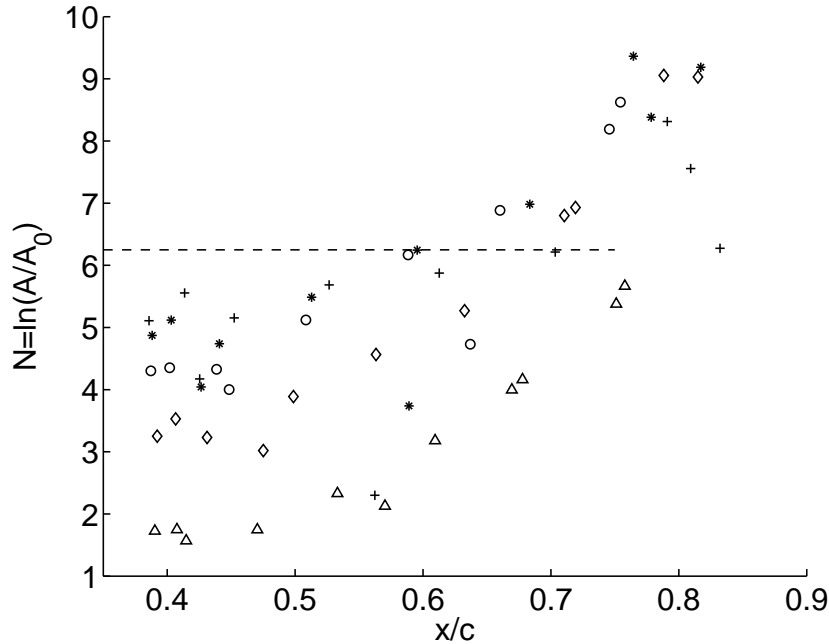


Fig. 9.25 – Amplification totale calculée au point de transition pour différentes fréquences instables. (+) $f = 1500 \text{ Hz}$, (*) $f = 1250 \text{ Hz}$, (o) $f = 1000 \text{ Hz}$, (◇) $f = 750 \text{ Hz}$, (△) $f = 500 \text{ Hz}$

En résumé, la figure 9.26 compare la position de transition déterminée par la méthode du e^N avec $N = 6$ (courbe rouge) à la position déterminée expérimentalement (points noirs). La ligne noire, quant à elle, représente la ligne de transition prévue par une analyse temps par temps (sans suivi des trajectoires) identique au cas **INSTAT1**. La partie supérieure de la langue de transition découlant de la convection de la turbulence a été modélisée par une vitesse de convection de $0.35 Ue$ (partie supérieure rectiligne des langues noires et rouges). L'accord trouvé entre la prévision (ligne rouge) et les mesures est remarquable, l'utilisation d'un facteur N constant à la transition n'induit pas d'écarts conséquents à la transition. L'intérêt de la méthode quasi-stationnaire est mis en évidence par la comparaison des prévisions avec et sans suivi des ondes. Celui-ci se révèle primordial pour retrouver la position juste du point de début de langue qui fixe la phase de variation de la position de transition.

9.4.4 Conclusion sur le cas INSTAT2

Le cas **INSTAT2** est sensiblement différent du cas précédent par l'apparition de la convection turbulente comme un mode de transition vers l'instationnaire. En ce qui concerne la partie transition par instabilité, il a été montré que l'extension de la théorie linéaire locale par le calcul des amplifications le long de trajectoires d'ondes instables fonctionnait à merveille. D'un point de vue expérimental, l'utilisation de la transformée par ondelettes comme outil d'analyse temps-fréquence autorise une approche qualitative précise des divers phénomènes : détermination des ondes instables, position de transition, position du spot, etc. L'aspect quantitatif des informations obtenues a aussi été exploité, par l'analyse des amplifications des ondes. Cet outil permet notamment de suivre l'amplification des ondes sur une grande partie de la zone linéaire. Au niveau de la méthode e^N , il est possible de

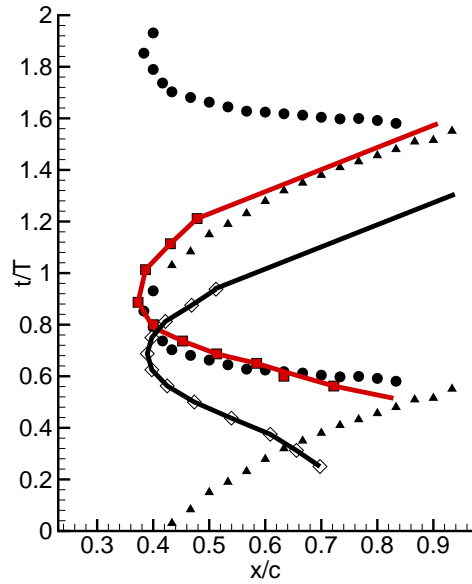


Fig. 9.26 – Comparaison des positions de transition mesurée (\bullet) et calculée (ligne rouge) dans le plan $x/c - t/T$. La ligne rouge symbolise la position calculée par le critère e^N avec $N = 6.4$.

suivre la position de la langue avec une erreur convenable en utilisant un N constant de transition. Néanmoins, il a été remarqué que la variation du taux de turbulence extérieur était corrélée avec le décalage du coefficient A_0 au niveau des coefficients d'amplification. Il est donc envisageable de corriger le N de transition en prenant en compte la variation du taux de turbulence extérieur. Le facteur N sera donc par exemple fonction du temps initial de chaque trajectoire via le taux de turbulence extérieur par une loi type loi de Mack. La figure 9.26 suggère néanmoins que ce n'est pas vraiment nécessaire vu la qualité de prévision déjà atteinte.

Chapitre 10

Retour sur la configuration plaque plane. L'expérience de Desopper

Les études de la transition instationnaire à l'ONERA débutèrent avec la thèse d'André Desopper en 1977 [23], [17] puis furent poursuivies par la thèse de Jérôme Javelle en 1982 [37]. Le but des travaux était de définir l'influence de la fluctuation de l'écoulement extérieur sur la transition mais aussi sur la turbulence. L'expérience de Desopper est similaire dans son principe à celle de Obremski et Fejer présentée en introduction.

10.1 Description de la configuration expérimentale

Les expériences de Desopper ont été menées sur une plaque plane (700 mm) placée dans une soufflerie subsonique de type Eiffel (figure 10.1). Le bord d'attaque est de forme elliptique avec un allongement de 6, le bord de fuite est biseauté sur une longueur de 80 mm. L'instationnarité est générée par un volet tournant placé en aval de la section de mesure. Le débit d'entrée de la veine d'essai est donc variable dans la période. La rotation du papillon permet d'obtenir une vitesse extérieure quasi-sinusoidale pour les fréquences proches de la fréquence de résonance de la soufflerie.

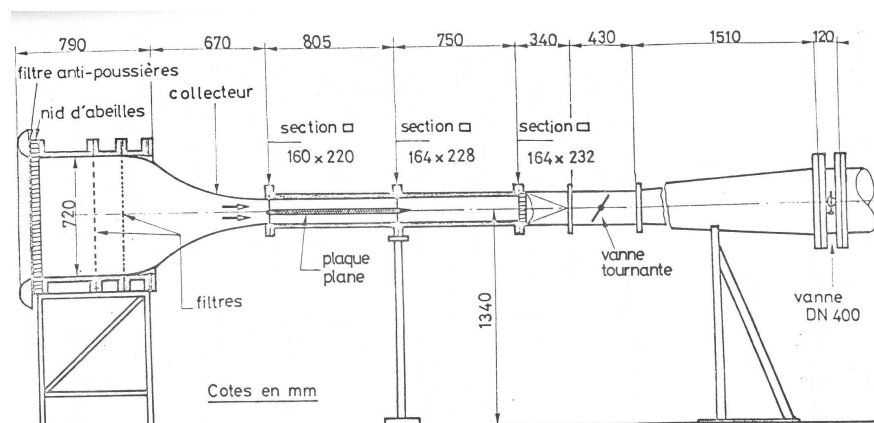


Fig. 10.1 – Dispositif expérimental pour l'expérience de Desopper

Les mesures effectuées en instationnaire consistent en l'exploration de la couche limite en 18 stations réparties selon l'axe longitudinal de la plaque. En ces stations, les mesures

donnent accès aux profils de vitesse et de fluctuation.

Les conditions de l'essai sont récapitulées dans le tableau suivant :

$U_0(m.s^{-1})$	$f(Hz)$	Re_{instat}	$St = \frac{fL}{U_0}$	$\frac{\Delta U_e}{U_e}(x = 0.56)$
28	37	43 000	0.92	0.18

Le taux de turbulence de la soufflerie en fonctionnement instationnaire n'a pas été contrôlé précisément, il avoisine vraisemblablement 1%. Les deux différences notables par rapport à nos configurations sont :

- L'absence de gradient de vitesse longitudinal,
- Le nombre de Strouhal plus élevé.

10.2 Récapitulatif des résultats

Les résultats des investigations de Desopper sur cette configuration peuvent être résumés par le diagramme $x - t$ présenté sur la figure suivante. Ils sont globalement identiques à ceux de Obremski et Fejer.

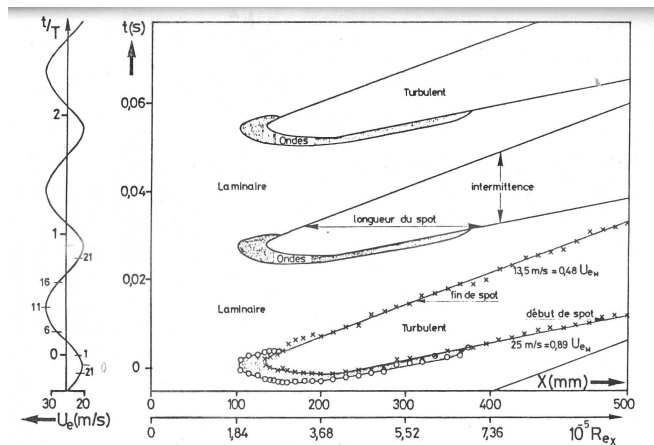


Fig. 10.2 – Répartition des régions laminaire et turbulente dans le plan $x - t$

Le début de la langue est défini par une transition par instabilité qui se propage ensuite par convection de la turbulence. Les vitesses de propagation de début et de fin de spot sont sensiblement identiques à celles trouvées sur plaque plane en stationnaire par Schubauer et Klebanoff [69], soit $0.89 U_e$ et $0.48 U_e$ respectivement pour le début et la fin du spot. Le point de début de transition correspond au minimum de vitesse extérieure.

Au niveau des fréquences instables, une analyse de Fourier succincte des signaux instantanés montre une bosse de fréquences amplifiées aux alentours de $1000 Hz$ qui serait responsable de la transition, tout au moins au début de la langue turbulente.

10.3 Calcul de la configuration

Cette configuration présente l'intérêt de l'apparition de la convection du début du spot : les ondes instables n'ont plus accès physiquement à une partie de la langue. Plus les configurations deviennent instationnaires, plus la zone qu'il est possible de prévoir en ce qui

concerne la transition "naturelle" sera restreinte, jusqu'au cas limite où la transition se produit en un point à partir duquel va naître une zone turbulente.

10.3.1 L'écoulement de base choisi

Un bon nombre de difficultés ont été rencontrées pour retrouver les quantités intégrales de couche limite à partir d'un calcul laminaire instationnaire avec la répartition réelle de vitesse extérieure sur la plaque. Pour cette raison, on a choisi de prendre une répartition de vitesse plaque plane idéale avec les conditions citées dans le tableau précédent. Le calcul de couche limite commence par une initialisation de type Blasius à chaque temps dans la période. L'impact des conditions d'entrée sur la solution ne dépasse pas les 5 premiers centimètres de la plaque. Dans ces conditions, les résultats de Desopper seront utilisés à titre indicatif en ce qui concerne la forme des langues turbulentes.

La figure suivante (10.3) présente le facteur de forme H dans le plan $x - t$ donné par le calcul de couche limite instationnaire entièrement laminaire. La référence de vitesse extérieure est tracée selon la même échelle temporelle. Grâce à cette représentation, il est possible de distinguer deux grandes zones de H . Une partie avec des H faibles, globalement, ($H < 2.6$) et une partie avec des H élevés. Ce comportement un peu "binaire" de la couche limite s'explique par l'influence énorme du gradient de vitesse temporel qui constitue la totalité du gradient de pression global. L'effet de ce gradient de pression sur la couche limite s'effectue avec un certain retard qui tend vers 45° lorsque le Strouhal augmente. De ce fait, la zone de gradient de pression positif entre $t/T = 0.25$ et $t/T = 0.75$ provoque une augmentation des quantités intégrales dans l'intervalle $t/T = [0.4 \ 0.9]$ en début de plaque et $t/T = [0.5 \ 1]$ en fin de plaque. Cette évolution de la partie à fortes valeurs de H s'explique par la variation du nombre de Strouhal local ($St = \frac{f \cdot x}{U_e(x)}$). Le déphasage en bout de plaque est donc bien de 45° conformément aux remarques de Lighthill [46] sur la couche limite instationnaire.

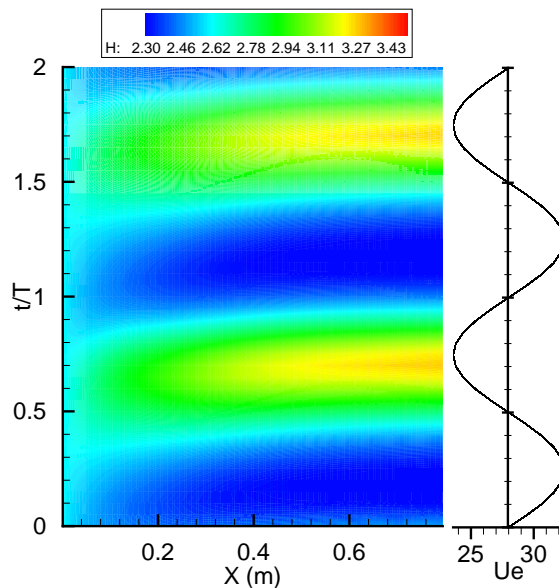


Fig. 10.3 – Facteur de forme H dans le plan $x - t$

L'écoulement de couche limite ainsi calculé sert d'écoulement de base pour l'analyse de stabilité.

10.3.2 L'analyse de stabilité

L'analyse de stabilité consiste dans un premier temps à calculer par la théorie locale les caractéristiques de stabilité de chaque profil dans le plan $x - t$ pour différents modes correspondant à différentes fréquences. La figure 10.5 présente les résultats de ces calculs concernant le coefficient d'amplification $-\alpha_i$ pour une gamme de fréquences allant de 400 à 1400 Hz. Le coefficient d'amplification dimensionné (m^{-1}) est tracé dans le plan $x - t$. Quelle que soit la fréquence considérée, l'écoulement est stable dans l'intervalle temporel $t/T = [0 \ 0.5]$. Cette constatation rejoint directement les remarques précédentes concernant les faibles valeurs des facteurs de forme dans cette partie de la période. Dans la deuxième partie de la période, il apparaît une évolution de la zone instable ($-\alpha_i > 0$) en fonction de la fréquence. Pour les hautes fréquences ($f = 1400 \text{ Hz}$, $f = 1200 \text{ Hz}$), la zone instable apparaît près du bord d'attaque (entre $t/T = 0.5$ et $t/T = 0.8$) et s'étend assez peu longitudinalement, si bien que pour $x = 0.4 \text{ m}$, la totalité de l'écoulement est stable malgré des zones de facteur de forme élevé. Lorsque la fréquence considérée diminue, il est possible de constater un élargissement de la zone instable vers les x croissants, ainsi qu'un décalage du début de cette zone vers l'aval. Pour le cas $f = 400 \text{ Hz}$, le début de la zone instable se trouve vers $x = 0.1 \text{ m}$, mais celle-ci s'étend maintenant jusqu'à la fin de la plaque. Le comportement de la zone instable qui vient d'être décrit ne présente rien d'étonnant si l'on se rappelle la forme de la courbe de stabilité neutre dans le plan $F - R_{\delta_1}$, F étant la fréquence adimensionnée de l'onde. La figure 10.4 présente cette courbe dans le cas du profil de Blasius.

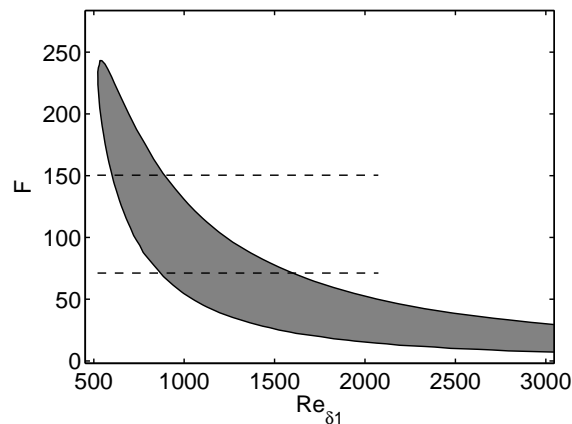


Fig. 10.4 – Diagramme de stabilité du profil de Blasius dans le plan $F - R_{\delta_1}$ avec $F = 10^4 \ 2\pi f\nu/Ue^2$

Si l'on considère une fréquence élevée représentée par la ligne $F = 150$, la gamme de R_{δ_1} dans laquelle cette fréquence est instable (zone grisée) est peu étendue. Pour une fréquence plus basse ($F = 70$), l'étendue de la gamme des R_{δ_1} pour laquelle l'écoulement est instable est plus grande, le début de la zone instable est alors décalé vers l'aval. Ce qui est décrit ici en terme de R_{δ_1} se retrouve dans notre écoulement avec la variation longitudinale de l'épaisseur de couche limite. La longueur de plaque est suffisante pour traverser de part en part la courbe neutre en terme de variation de R_{δ_1} . Par exemple vers le milieu de la plaque, R_{δ_1} est aux alentours de 1700. Dans nos expériences sur le profil, la plage de variation de cette quantité est beaucoup plus réduite, ce qui nous affranchit de ce type de phénomène.

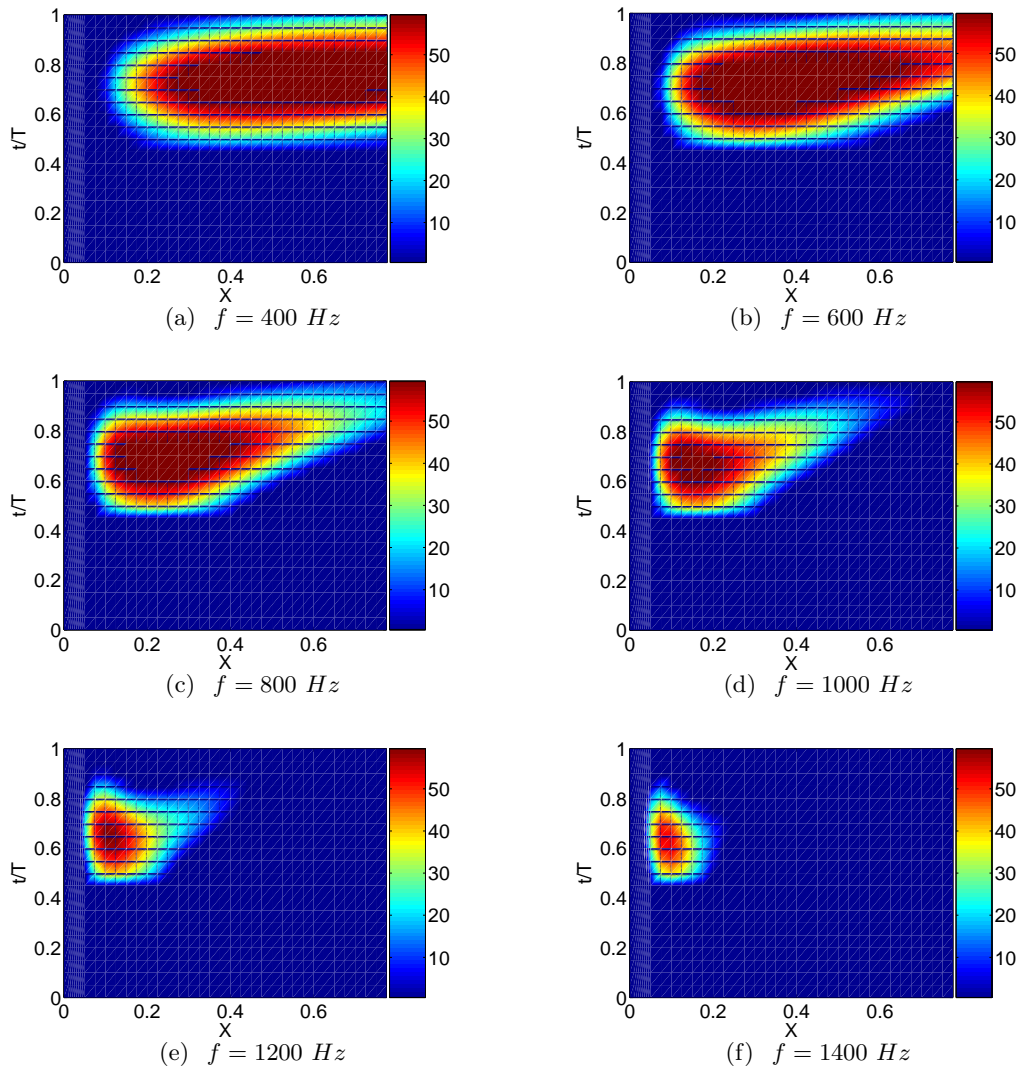


Fig. 10.5 – α_i dimensionné (m^{-1}) dans le plan $x - t$ pour différentes fréquences, x en mètres.

10.3.2.1 Le calcul des amplifications

Le calcul des amplifications des ondes pour les diverses fréquences se base toujours sur l'hypothèse quasi-stationnaire décrite précédemment. Le déplacement des ondes est déterminé par la vitesse de groupe dans le plan $x - t$. La démarche de calcul est résumée sur les figures 10.6 et 10.7 pour la fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$. Sur la figure 10.6, l'amplification dimensionnée est tracée comme précédemment. Les courbes noires quasi-parallèles représentent les trajectoires des ondes instables définies par leurs vitesses de groupe. Ces trajectoires prennent naissance dans la zone stable de manière à passer l'abscisse critique. L'écoulement étant instationnaire, il est possible que la langue turbulente de la période précédente empêche physiquement le passage de l'onde. Pour prendre en compte ce phénomène, la position de la langue trouvée expérimentalement par Desopper est reportée sur la figure en tirets blancs. Il apparaît alors une trajectoire limite d'onde (la ligne tiret rouge) qui informe sur la partie de la langue potentiellement atteinte par des ondes. Cette dernière est alors comprise entre $x = 0.13 \text{ m}$ et $x = 0.35 \text{ m}$. Les courbes noires tracées se

trouvent dans la zone admissible. Sur la figure 10.7, les facteurs N sont tracés en fonction de x pour chaque trajectoire. Il est tentant de poser un N de transition et de regarder la position des points de transition donnés par cette fréquence, dans le cas où celle-ci est la plus instable, ce qui n'est pas du tout avéré. Le N de transition est pris égal à 3 afin de recaler le premier point de la langue qui se situe pour $t/T = 0.75$. Cette valeur de N peut sembler très faible, mais correspond à peu près à celle donnée par la formule de Mack compte tenu de la valeur du taux de turbulence annoncé pour cette expérience, soit Tu compris entre 0.8 et 1.3%.

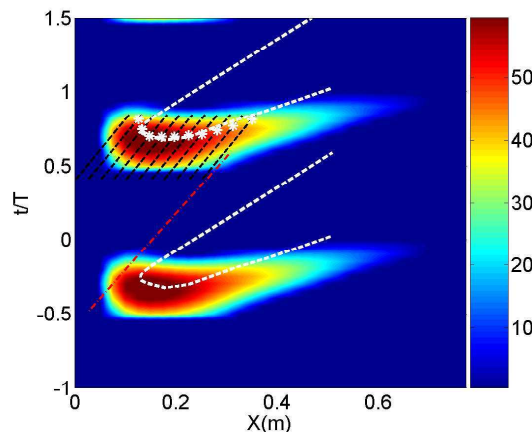


Fig. 10.6 – Trajectoires des ondes superposées à la cartographie des α_i dans le plan $x - t$ pour $f = 1000 \text{ Hz}$

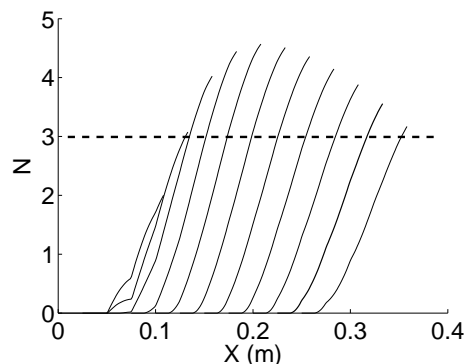


Fig. 10.7 – Amplification (facteur N) le long des trajectoires tracées sur la figure précédente

La même étude est réalisée pour les fréquences précédemment présentées dans la gamme $600 - 1200 \text{ Hz}$. Les points $N = 3$ sont tracés sur la figure 10.8 et représentés par différents symboles. La forme de la pointe de la langue est globalement retrouvée ainsi que sa position dans la période (au minimum de la vitesse extérieure). La fréquence la plus instable à la pointe est de $f = 1000 \text{ Hz}$. Cette fréquence concorde avec celle trouvée par Desopper. La suite de la langue est définie par des fréquences instables de plus en plus basses au fur et à mesure que l'on s'éloigne vers l'aval. Ce phénomène correspond tout à fait aux observations sur les cartographies de α_i en fonction de la fréquence. La langue ainsi formée présente une frontière inférieure quasi-horizontale. Expérimentalement, la langue a tendance à avancer dans la période lorsque x augmente. Compte tenu du niveau de précision assez faible de

cette analyse et du peu de documentation concernant l'expérience de Desopper, il est très difficile d'attribuer cette différence à une cause précise. On peut néanmoins invoquer les points sur lesquels l'erreur commise est certaine :

- La valeur de N à la transition fixée arbitrairement à 3, mais il est tout à fait envisageable de considérer un N variable ;
- La trajectoire réelle de déplacement des ondes. Si l'on envisage un écart plus important des vitesses de groupe selon la fréquence de l'onde, les basses fréquences iront moins vite et donc seront masquées par la langue précédente. Si l'on ne conserve que la fréquence $f = 1000 \text{ Hz}$, le résultat est alors déjà beaucoup plus satisfaisant.

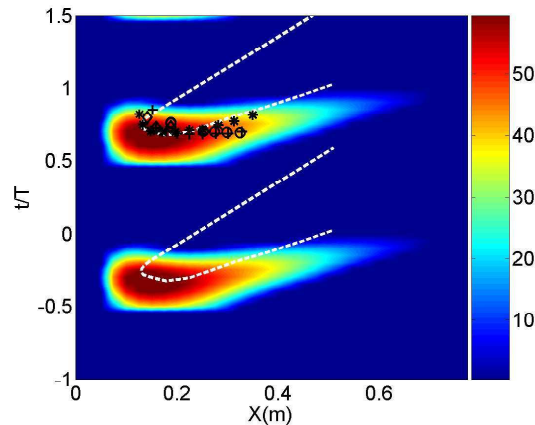


Fig. 10.8 – Position du point $N = 3$ pour différentes fréquences. $\diamond f = 1200 \text{ Hz}$, $* f = 1000 \text{ Hz}$, $+ f = 800 \text{ Hz}$, $\circ f = 600 \text{ Hz}$

Finalement, la figure 10.9 présente une comparaison des langues expérimentales avec celles déterminées par la méthode e^N . Les vitesses de convection amont et aval du domaine turbulent sont imposées pour former la langue complète.

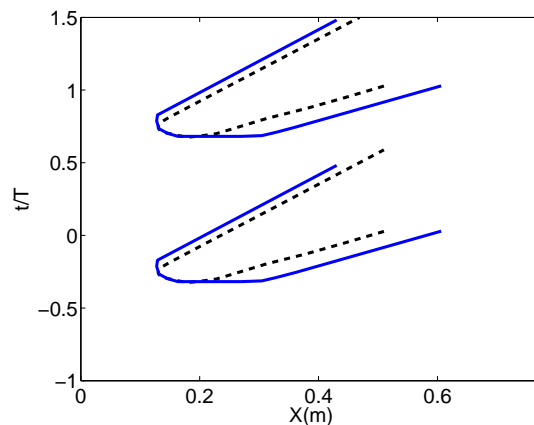


Fig. 10.9 – Comparaison des langues turbulentes trouvées par Desopper (tirets noirs) et celles prévues par la méthode e^N + convection turbulente (ligne continue bleue, les parties rectilignes sont le résultat de la convection). Les vitesses de convection de la turbulence ont été fixées conformément aux résultats expérimentaux de Desopper.

Quatrième partie

Vers un critère de transition en instationnaire

Chapitre 11

Critères de transition en instationnaire

11.1 Introduction

En instationnaire, deux voies principales de transition ont été mises en évidence : la transition par instabilité et la transition par convection de la turbulence.

La transition par spot est prise en compte en première approximation en imposant une vitesse de convection du front turbulent dans le calcul, cette vitesse est donnée par l'expérience.

Dans le cas de la transition par instabilité, les travaux présentés donnent une bonne confiance en l'extension quasi-stationnaire des calculs classiques de stabilité. La première conséquence est une application possible de la méthode e^N avec les réserves de mise au niveau de la connaissance des amplitudes initiales des ondes instables. La deuxième conséquence, beaucoup plus encourageante au niveau d'un calcul Navier-Stokes, est l'extension des critères de transition basés sur la stabilité linéaire en écoulement instationnaire.

Dans cette partie, nous nous focaliserons sur l'extension du critère *AHD* développé à l'ONERA par D. Arnal et al. [9] en écoulement instationnaire.

11.2 Les critères de transition existants

11.2.1 Principe

Un critère de transition consiste en un test afin de décider de la nature laminaire ou turbulente de la couche limite à l'endroit considéré. Ce test porte en général sur des quantités caractéristiques telles que le paramètre de gradient de pression extérieur, le taux de turbulence, les quantités intégrales de couche limite (en général θ). Cela permet de s'affranchir des calculs de stabilité devant être mis en œuvre à l'extérieur du code de calcul de l'écoulement et ainsi de réduire significativement le temps de calcul. Il existe deux grands types de critères, qualifiés de locaux ou non-locaux selon qu'ils prennent en compte l'"histoire" de la couche limite ou non.

11.2.1.1 Les critères locaux

Les critères locaux comme leur nom l'indique ne font appel qu'à des informations locales relatives à la couche limite, la faiblesse de ces corrélations empiriques est alors la non-prise en compte de l'effet d'"histoire".

Le critère de Abu-Ghannam et Shaw [1]

Ce critère souvent utilisé dans le cas de calcul d'aubes de turbomachines exprime le nombre de Reynolds R_θ de début de transition en fonction du paramètre de Pohlhausen local ($\Lambda_2 = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU_e}{ds}$) et du taux de turbulence extérieur (Tu) exprimé en %.

$$R_{\theta t} = 163 + \exp \left(F_\Lambda(\Lambda_{2t}) - \frac{F_\Lambda(\Lambda_{2t})Tu}{6.91} \right) \quad (11.2.1)$$

$$F_\Lambda(\Lambda_2) = 6.91 + 12.75\Lambda_2 + 63.64\Lambda_2^2 \quad \text{pour } \Lambda_2 < 0 \quad (11.2.2)$$

$$F_\Lambda(\Lambda_2) = 6.91 + 2.48\Lambda_2 + 12.27\Lambda_2^2 \quad \text{pour } \Lambda_2 > 0 \quad (11.2.3)$$

Il résulte de la compilation d'un bon nombre de résultats expérimentaux, mais a l'avantage de faire apparaître les paramètres sensibles dans le processus de transition à savoir R_θ , le gradient de pression représenté par Λ_2 et le taux de turbulence extérieur Tu .

Note :

Les deux critères présentés par la suite sont classés habituellement dans les critères locaux. Il est bon de remarquer tout de même qu'en faisant appel au nombre de Reynolds Re_s , basé sur l'abscisse curviligne (s), ils nécessitent la connaissance de la position du point d'arrêt. Au sens strict, ils sont donc non-locaux.

Le critère de Michel [54]

Le critère de Michel [54] est historiquement l'un des premiers critères de transition mis au point. Il propose une corrélation entre le nombre de Reynolds R_θ à la transition avec le Re_s . Lorsque R_θ dépasse la valeur seuil fixée par la formule 11.2.4, la transition est déclenchée dans le calcul.

$$R_{\theta t} = 1.535 Re_s^{0.444} \quad (11.2.4)$$

Ce critère découle lui aussi de la compilation d'un bon nombre de résultats expérimentaux en écoulement bidimensionnel stationnaire.

Le critère de Favier [62]

Le critère mis au point par Pascazio et Favier à l'IRPHE de Marseille utilise quant à lui une quantité intégrale de couche limite originale : la seconde épaisseur d'énergie, notée δ'_3 définie par :

$$\delta'_3 = \int_0^\delta \frac{U^2}{U_e^2} \left(1 - \frac{U}{U_e} \right) dy \quad (11.2.5)$$

Les auteurs justifient l'utilisation de ce paramètre par l'analyse de l'équation intégrale d'énergie (voir Cousteix [16]). Un critère basé sur δ'_3 a été énoncé à partir d'expériences paramétriques sur des profils en oscillation de tangage ou de tamis. Il fonctionne en stationnaire et en instationnaire, y compris dans le cas de transition par bulbe.

$$R_{\delta'_3} = 0.0135 \left(1 + 1.5 \exp \left(-\frac{Re_s}{35000} \right) \right) Re_s^{0.8} \quad \text{pour } Re_s < 200000 \quad (11.2.6)$$

Les auteurs soulignent néanmoins le fait que ce critère ne prétend pas avoir un caractère universel puisqu'il a été établi pour un modèle d'étude déterminé et dans des conditions expérimentales particulières.

L'utilisation de ce genre de critère, par rapport aux calculs de stabilité, ne fait pas apparaître clairement les mécanismes de transition, mais a l'avantage de proposer un compromis entre simplicité de mise en oeuvre numérique (tout au moins en approche couche limite) et précision des résultats obtenus (Arnal [6]).

11.2.1.2 Les critères non locaux

Les critères non locaux de transition ont pour objectif de prendre en compte l'histoire de la couche limite. Cette démarche est suggérée par la physique de la transition qui comme nous l'avons vu découle de l'amplification d'ondes instables tout au long du développement de la couche limite. Les critères non locaux ont souvent des bases théoriques plus solides que la simple corrélation de résultats expérimentaux, mais sont plus difficiles à mettre en oeuvre numériquement, certaines quantités devant être transportées tout au long de l'évolution de la couche limite. Nous présenterons ici un critère non local développé à l'ONERA par Arnal et al. [9] : le critère *AHD* (Arnal, Habiballah et Delcourt).

Le critère AHD

Ce critère est basé sur la théorie de l'instabilité laminaire. Il permet la prévision de la transition lorsque celle-ci est conforme au scénario donné par cette théorie i.e **la transition par ondes TS**.

L'idée de base est de représenter les couches limites réelles par les profils de similitude de Falkner et Skan paramétrés par le paramètre de Pohlhausen (Λ_2) représentant le gradient de pression local. La stabilité du profil de couche limite pour un x donné est approchée par la stabilité du profil de Falkner et Skan possédant le même Λ_2 , ce qui évite ainsi de réaliser le calcul de stabilité du profil réel. Dans le cas d'une évolution de couche limite en similitude, le facteur N peut s'exprimer sous la forme :

$$N = N(R_{\theta_T} - R_{\theta_{cr}}, \Lambda_2) \quad (11.2.7)$$

Dans le cas d'une couche limite quelconque, la prise en compte de l'effet d'histoire se fait en moyennant le paramètre de Pohlhausen Λ_2 le long du trajet de l'onde instable, cette idée a été proposée initialement par Granville [32].

$$\bar{\Lambda}_2 = \frac{1}{s - s_{cr}} \int_{s_{cr}}^s \Lambda_2 ds \quad (11.2.8)$$

L'évolution réelle de la couche limite du point critique au point de transition est alors remplacée par une évolution fictive en similitude avec le paramètre $\bar{\Lambda}_2$. Les caractéristiques de stabilité (facteur N) de cet écoulement fictif peuvent être facilement obtenues et comparées au N de transition donné par la formule de Mack :

$$N_T = -8.43 - 2.4 \ln(Tu) \quad (11.2.9)$$

Le réseau de courbe obtenu est représenté analytiquement par la formule :

$$R_{\theta_T} - R_{\theta_{cr}} = -206 \exp(25, 7\bar{\Lambda}_2) [\ln(16, 8Tu) - 2, 77\bar{\Lambda}_2] \quad (11.2.10)$$

Cette formule nécessite la connaissance du point critique et du nombre de Reynolds critique $R_{\theta_{cr}}$ associé. Ceci est fait en comparant le nombre de Reynolds R_θ à un nombre de Reynolds critique fictif :

$$R_{\theta_{cr_f}} = \exp \left[\frac{52}{H_i} - 14, 8 \right] \quad (11.2.11)$$

A partir de ce point, la transition est cherchée avec la corrélation précédente, équation 11.2.10.

Il est bon de noter que ce critère fonctionne très bien dans le cas de distributions de pression "classiques" sur profils, le gradient de pression extérieur variant peu dans la zone d'application du critère.

11.2.1.3 Remarque sur le caractère "local" ou non des critères

Il est bon de différencier le type de critère de son mode d'application. Ainsi la dénomination usuelle de critère local s'entend au sens de la couche limite, c'est à dire que le critère ne met en jeu que des grandeurs relatives à un point de la paroi (une abscisse x donnée). Lorsque le point de transition est trouvé, toute la couche limite en aval de ce point est imposée turbulente.

Le concept de "local" en Navier-Sokes fait référence aux grandeurs connues dans chaque cellule. De ce fait, l'application d'un critère "local" au sens usuel fait appel à des informations non-locales au sens Navier-Stokes telles les quantités intégrales de couche limite. De même, afin de pouvoir imposer la couche limite turbulente en aval du point de transition, il faut connaître à priori le sens de l'écoulement et transmettre l'information de la détection de la transition aux autres cellules. Afin de se rapprocher du cas couche limite, des "lignes de transition" sont définies sur lesquelles les critères sont appliqués. Le mode d'application des critères locaux en Navier-Stokes est donc clairement non-local !

11.2.1.4 Adaptation des critères pour un fonctionnement instationnaire

Les critères locaux n'ont besoin d'aucune adaptation du fait justement de leur caractère local. Par contre, tous les critères résultant de la compilation d'essais stationnaires sont tout bonnement inappropriés. Nous discuterons, dans les perspectives liées aux critères, d'une nouvelle méthode locale (cette fois-ci au sens Navier-Stokes) mise au point par Menter [52], [53] susceptible de contourner ce problème.

Notre objectif étant de garder un lien le plus étroit possible avec la théorie de stabilité et la phénoménologie de la transition, nous nous orienterons vers les critères non

locaux et ainsi nous allons tenter dans la suite d'adapter le critère *AHD* à un fonctionnement instationnaire. Cette démarche est motivée grandement par le résultat essentiel obtenu précédemment, à savoir que la théorie de stabilité locale utilisée de manière quasi-stationnaire est apte à traiter le phénomène de transition instationnaire.

11.3 Le critère *AHD* instationnaire

Le problème majeur qui se pose lors du passage en instationnaire est que la famille des profils de Falkner et Skan n'est plus solution de similitude pour les équations de couche limite instationnaire. L'utilisation de la corrélation du *AHD* en l'état n'est donc pas possible. Il est nécessaire de motiver le choix d'un paramètre de "similitude" pour les profils instationnaires. Les développements nécessaires sont présentés dans le paragraphe suivant. Ensuite, le caractère non-local de l'approche nécessite la définition d'un chemin d'intégration pour le paramètre de "similitude" choisi. Tout au long du développement, il faut garder à l'esprit la finalité du critère qui est une utilisation dans les codes Navier-Stokes, notamment dans l'ensemble logiciel **elsA**. Cette contrainte est présente depuis le choix des paramètres utilisés dans la corrélation jusqu'à la mise en œuvre numérique proprement dite.

11.3.1 Utilisation de Falkner et Skan en instationnaire

La représentation des couches limites instationnaires est abordée dans la littérature essentiellement selon deux axes.

- la linéarisation par rapport à un état stationnaire en considérant des variations extérieures de faible amplitude ou à faible fréquence. Ces approches ont été utilisées entre autres par Lighthill [46], Patel [63], Ackerberg et Phillips [2] et King [42];
- la recherche de solutions de similitude (Ma et Hui [47]) qui se révèlent correspondre à des écoulements extérieurs "assez" particuliers.

Devant la difficulté de progresser dans cette voie, il a été choisi en première approximation de supposer que les profils de couche limite rencontrés en instationnaire ne diffèrent que peu des profils de la famille de Falkner et Skan. Autrement dit, l'ensemble des profils possibles en instationnaire est contenu dans la famille des profils de Falkner et Skan. Le paramètre de "correspondance" entre ces deux familles doit contenir l'information de l'effet de l'instationnarité sur la couche limite et ne peut donc plus être le paramètre de gradient de pression longitudinal Λ_2 . Parmi les paramètres à notre disposition, nous retiendrons le "classique" facteur de forme H et le paramètre $R_\theta C_f/2$, qui est lui-même un paramètre de similitude stationnaire pour la famille de Falkner et Skan.

11.3.1.1 Quantification de l'erreur

Rappelons ici que notre but est d'approcher les caractéristiques de stabilité (α_i et α_r) du profil de couche limite calculé par les caractéristiques connues d'un profil "voisin" afin de s'affranchir du calcul de stabilité. L'erreur de similitude entre le profil réel et son "voisin" Falkner et Skan est donc jugée par rapport aux coefficients α_i et α_r donnés par l'analyse de stabilité. L'étude de l'erreur est faite sur les profils dans la configuration à priori la plus défavorable pour la similitude, c'est à dire une configuration de plaque plane instationnaire

avec des nombres de Strouhal assez élevés (de l'ordre de 1) *. Un exemple de comparaison est donné sur la figure 11.1 entre la couche limite ($x = 200 \text{ mm}$, $t/T = 0.36$) calculée pour la configuration plaque plane de Desopper et les profils de Falkner et Skan ayant respectivement le même H et le même $R_\theta C_f/2$. Cet exemple est caractéristique de l'ordre de grandeur de l'écart constaté pour différentes comparaisons. Le profil de vitesse à iso- H est globalement plus proche du profil calculé que celui à iso- $R_\theta C_f/2$, même si celui-ci reproduit mieux le comportement en proche paroi (grâce justement au choix explicite de C_f dans le paramètre de similitude). La comparaison des profils de vorticité est un peu plus parlante. Le maximum de vorticité est plus éloigné de la paroi pour les profils de similitude que pour le profil calculé. Ce maximum repère la position du point d'inflexion dans la couche limite. La stabilité inflexionnelle des profils de similitude risque d'être alors bien différente.

La figure 11.2 présente la comparaison des caractéristiques de stabilité des profils de similitude avec celles du profil calculé. Au niveau du coefficient d'amplification $-\alpha_i$, figure de gauche, le meilleur accord est obtenu avec la similitude iso- H . Dans ce cas, les deux profils possèdent la même fréquence la plus instable, environ $f \approx 847 \text{ Hz}$. L'erreur relative maximale, obtenue pour cette même fréquence, est alors de 11%. Le cas iso- $R_\theta C_f/2$ présente une surestimation générale de plus de 20% du coefficient $-\alpha_i$, ainsi qu'une surestimation de la fréquence la plus instable.

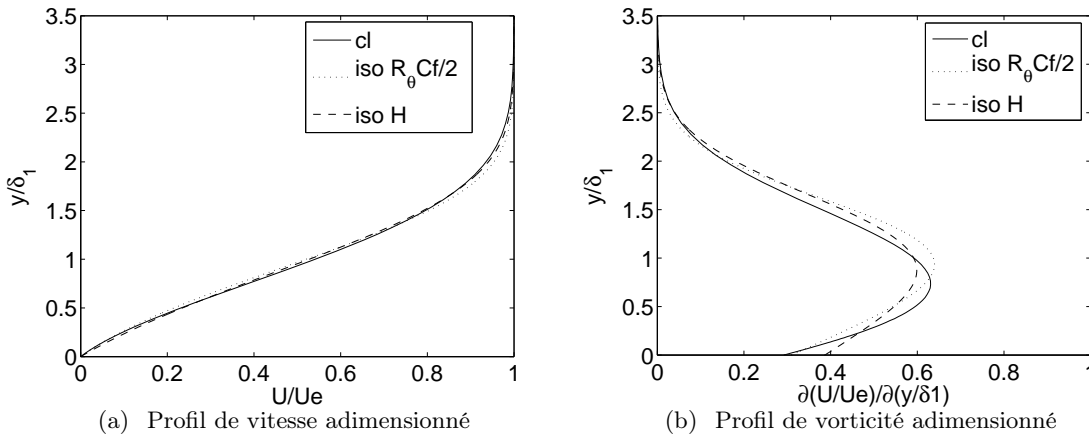
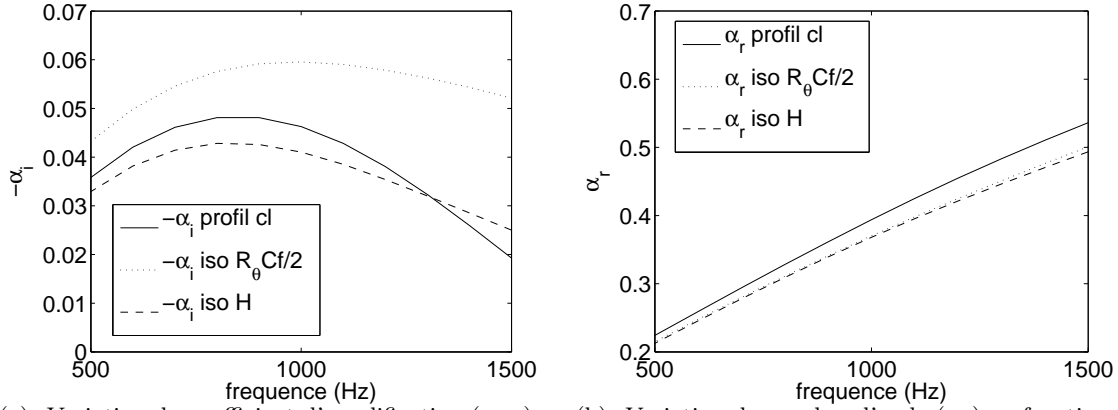


Fig. 11.1 – Profils de vitesse et vorticité $x = 200 \text{ mm}$, $t/T = 0.36$, configuration **DESOPPER**

Le coefficient α_r est quant à lui sous-estimé dans les deux cas avec une erreur maximale de 7% dans la gamme de fréquence étudiée.

A la vue de ces résultats, il paraît assez légitime d'utiliser le paramètre H comme paramètre de similitude approché. Les résultats présentés ici pour un profil sont généralisables pour la majorité des profils rencontrés. Une réserve toutefois est à formuler concernant les profils avec de forts facteurs de forme $H > 3.2$: la validité de Falkner et Skan en stationnaire est alors à remettre en question (en effet, le H de décollement en similitude est proche de 4, il est de l'ordre 3.5 en calcul de couche limite). Dans toute la suite, le paramètre $R_\theta C_f/2$ est aussi mis en œuvre dans l'optique des calculs Navier-Stokes, le paramètre H étant extrêmement difficile à obtenir avec une précision satisfaisante.

*En effet dans ce cas, il n'y a aucune contribution du gradient de pression longitudinal et le paramètre Λ_2 défini comme précédemment vaut 0.



(a) Variation du coefficient d'amplification ($-\alpha_i$) en fonction de la fréquence de l'onde (b) Variation du nombre d'onde (α_r) en fonction de la fréquence de l'onde

Fig. 11.2 – Caractéristiques de stabilité pour le profil $x = 200 \text{ mm}$, $t/T = 0.36$, configuration **DESOPPER**

11.3.2 Formules de représentation

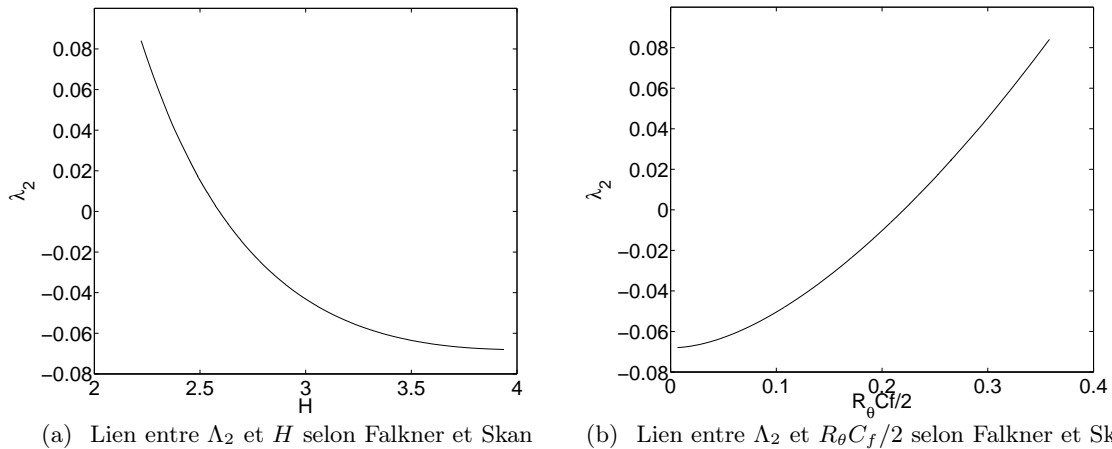
Le but est d'utiliser le critère *AHD* avec bien sûr le moins de modification possible. Nous allons donc adopter la stratégie suivante. Les profils de couche limite instationnaire sont approchés par les profils de similitude ayant le même paramètre de similitude. Il est possible ensuite, via Falkner et Skan, de déterminer un Λ_2 fictif stationnaire correspondant. La figure 11.3(a) présente le lien entre H et Λ_2 . Le profil de similitude est alors interprété comme résultant d'un gradient de pression Λ_2 stationnaire.

Les formules de représentation des correspondances sont les suivantes :

$$\Lambda_2 C_f = 0.711 R_\theta C_f / 2^2 + 0.196 R_\theta C_f / 2 - 0.078 \quad (11.3.1)$$

$$\Lambda_2 H = 0.023 H^4 - 0.323 H^3 + 1.743 H^2 - 4.271 H + 3.954 \quad (11.3.2)$$

Elles sont tracées sur la figure 11.3.



(a) Lien entre Λ_2 et H selon Falkner et Skan (b) Lien entre Λ_2 et $R_\theta C_f / 2$ selon Falkner et Skan

Fig. 11.3 – Lien entre les différents paramètres de similitude de Falkner et Skan

Le critère est ensuite utilisé comme en stationnaire en moyennant le paramètre Λ_2 le long du trajet des ondes instables. La propagation des ondes est estimée par la théorie de stabilité aux alentours de $0.4 Ue$, c'est cette valeur qui sera utilisée par la suite dans les calculs.

11.3.3 Principe d'application du critère dans les codes de calcul

Le principe d'application du critère est ici présenté sans distinction entre l'implantation dans le code couche limite et le code Navier-Stokes **elsA**. L'application du critère de transition a été séparée en 3 parties qui sont schématisées sur la figure 11.4 dans l'ordre d'application dans le code. Un certain nombre de quantités doivent être transportées le long des trajectoires, elles sont conservées dans les tableaux suivants indicés en numéro d'itération :

- PT_CRIT , l'abscisse du point de naissance de la trajectoire, ce point est déterminé par la comparaison du R_θ local avec celui donné par la formule 11.2.11
- PT_TRAJ , le point courant de la trajectoire
- $L2_SUM$, la somme des paramètres Λ_2 reconstitués de PT_CRIT à PT_TRAJ
- $L2_PREV$, le paramètre Λ_2 reconstitué du temps précédent
- $RTHETA_CRIT$, R_θ à l'abscisse critique PT_CRIT de la trajectoire considérée

La routine **CompWaveTraj** permet de prolonger les trajectoires du temps $t - 1$ au temps t . Les quantités transportées le long des trajectoires sont alors réactualisées selon les équations :

$$PT_TRAJ = PT_TRAJ + V_\phi dt \quad (11.3.3)$$

$$L2_SUM = L2_SUM + 0.5 V_\phi dt (L2_PREV + L2 (local)) \quad (11.3.4)$$

$$L2_PREV = L2 (local) \quad (11.3.5)$$

Sur le schéma du haut de la figure 11.4, les points noirs représentent les points courants des trajectoires, les points bleus les nouveaux points courants des trajectoires au temps t . La translation de $V_\phi dt$ est schématisée par la flèche. Le point de transition au temps $t - 1$ est représenté par l'astérisque noir. Il est bon de noter que le stockage des trajectoires se fait dans des tableaux indépendants du maillage.

La routine **InitWaveTraj** détecte le début d'une nouvelle trajectoire à chaque temps t . Sur le schéma central de la figure 11.4, le point rouge représente donc le premier point de la nouvelle trajectoire, il est stocké dans PT_CRIT . Les autres tableaux sont alors initialisés.

$$PT_CRIT \quad (11.3.6)$$

$$RTHETA_CRIT \quad (11.3.7)$$

$$PT_TRAJ = PT_CRIT \quad (11.3.8)$$

$$L2_SUM = 0 \quad (11.3.9)$$

$$L2_PREV = L2 (local) \quad (11.3.10)$$

Finalement, la routine **CompTransiEnter** réalise une boucle sur toutes les trajectoires présentes au temps t et compare, pour chaque trajectoire, la constante du critère R_{θ_T} calculée d'après la formule 11.2.10 avec le R_θ local. Si R_θ est supérieur à R_{θ_T} , alors le point

de transition *TS* est détecté. Dans le même temps, la position de transition précédente (symbolisée par l'astérisque noire sur le schéma du bas de la figure 11.4) est convectée avec une certaine vitesse (le deuxième mode de transition possible), ce qui donne un deuxième point de transition potentiel. La transition est déclenchée par le point détecté le plus en amont. Sur la figure, c'est la transition *TS* qui remporte la victoire (astérisque rouge).

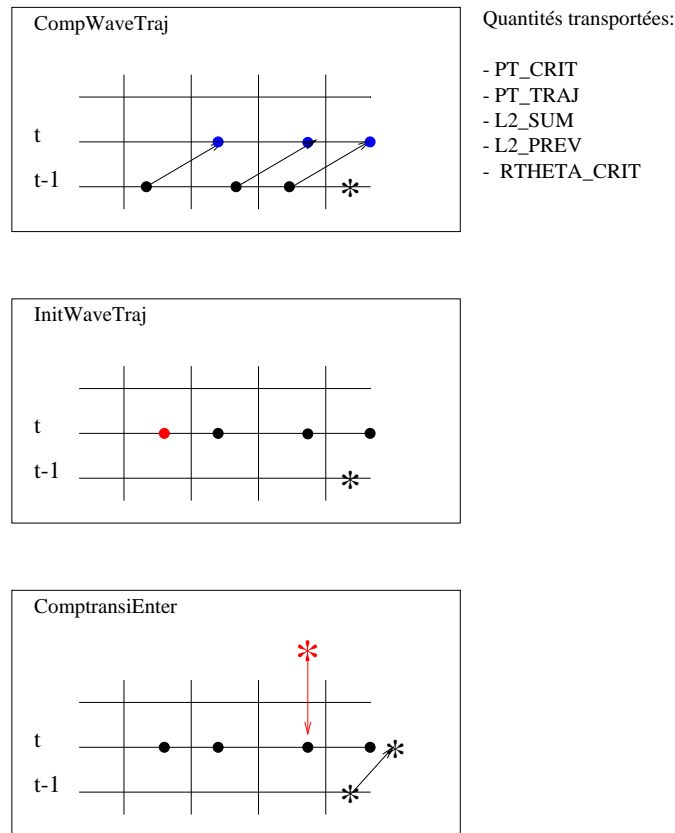


Fig. 11.4 – Représentation schématique des différentes étapes de l'application du critère

Que ce soit en approche couche limite ou Navier-Stokes, le bon déroulement du calcul nécessite quelques précautions. Parmi les plus importantes :

- A la première itération, l'étape de prolongement des lignes **CompWaveTraj** est sautée, du fait qu'aucune ligne n'existe.
- L'application de la routine **CompTransiEnter** doit être différée le temps que les trajectoires se soient suffisamment développées. Les trajectoires sont bien calculées mais le critère est remplacé pour un temps par le *AHD* classique par exemple.

Les résultats de l'application de ce critère sont présentés dans les deux chapitres suivants, tout d'abord dans l'approche couche limite puis finalement dans l'approche **elsA**. Nous discuterons ensuite des éventuelles améliorations à apporter.

Chapitre 12

Application aux cas expérimentaux (approche couche limite)

La validation du critère sur les cas instationnaires expérimentaux **INSTAT1**, **INSTAT2** et Desopper est réalisée dans un premier temps en approche couche limite. Le critère est alors introduit dans le code de couche limite instationnaire **CLINSTAT** développé pendant la thèse. Dans le cas stationnaire présenté paragraphe 9.2, l'application du critère *AHD* classique donne une position de transition conforme à l'expérience avec un écart relatif de 5%.

12.1 Mise en œuvre dans le cas **INSTAT1**

Ce cas constitue une première étape vers l'instationnarité. La transition se produit toujours par ondes *TS* et le déplacement des ondes est très rapide comparé à la période d'oscillation. Le critère peut donc être appliqué temps par temps, sans suivi de trajectoire. Les profils de vitesse sont modifiés par rapport à des profils stationnaires, ce qui est pris en compte via la modification du paramètre de Pohlhausen Λ_2 .

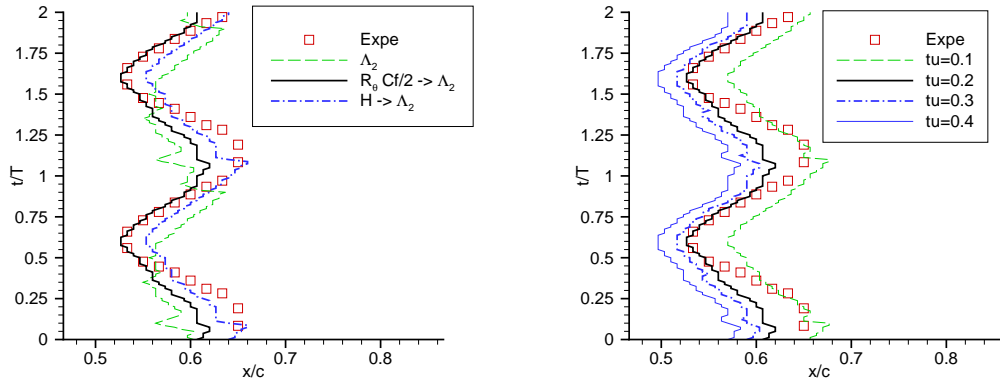
L'application du critère *AHD* instationnaire repose comme nous l'avons vu précédemment sur la reconstruction d'un paramètre de Pohlhausen Λ_2 équivalent pour les profils instationnaires. Trois types de déterminations de ce paramètre seront systématiquement testés.

- Le calcul direct avec le gradient de vitesse longitudinal
- La correspondance entre $R_\theta C_f/2$ et Λ_2 par la formule de représentation 11.3.1
- La correspondance entre H et Λ_2 par la formule de représentation 11.3.2

La figure 12.1(a) présente la prévision de la position de transition pour le cas **INSTAT1** pour les différentes représentations de Λ_2 . Le taux de turbulence Tu qui est une donnée du critère est fixé à 0.2% conformément à la valeur expérimentale. L'influence de la valeur donnée à ce paramètre est présentée sur la figure 12.1(b). L'application du *AHD* avec le Λ_2 classique donne la position de transition indiquée en vert sur la figure 12.1(a). Dans ce cas, bien que la position moyenne de la transition soit à peu près respectée, quelques problèmes gênants apparaissent :

- l'amplitude d'oscillation de la position de transition est plus faible que dans l'expérience de 20%.

- l’oscillation de la position de transition n’est pas en phase avec l’oscillation expérimentale, ce qui constitue le point le plus grave.



(a) Comparaison des positions de transition données par les différentes corrélations de AHD

(b) Influence du taux de turbulence extérieur sur la position de transition

Fig. 12.1 – Application du critère AHD sur la configuration INSTAT1

Les deux paramètres Λ_2 reconstruits à partir de $R_\theta C_f/2$ et H donnent quant à eux des résultats globalement plus satisfaisants : la position de transition moyenne correspond à peu près à la position expérimentale. Les lignes de transition expérimentales et calculées sont **en phase**. L’amplitude de variation de la transition est plus faible dans le calcul d’environ 10% par rapport à l’expérience. La variation de la position de transition est ici plus lisse, surtout dans le cas $R_\theta C_f/2$. Il est difficile de juger lequel de ces deux critères est le plus satisfaisant car la seule différence porte sur la position moyenne de la transition et celle-ci est fixée par le taux de turbulence imposé en entrée de critère. La figure 12.1(b) présente, dans le cas $R_\theta C_f/2$, l’influence du taux de turbulence extérieur sur la ligne de transition qui se traduit par un simple décalage de la position moyenne de transition sans toucher, ni à la phase de la variation, ni à son amplitude. Nous pouvons alors remarquer que le passage de la position moyenne donnée par $R_\theta C_f/2$ à celle donnée par H correspond à un passage de 0.2 à 0.1% du Tu . Le taux de turbulence apparaît dans ce cas comme un paramètre permettant d’affiner la position moyenne de transition lors de la prévision.

Détaillons maintenant le fonctionnement du critère dans le cas considéré. La figure 12.2 présente le déroulement de l’application du critère au temps $t/T = 1.25$. Les courbes en tirets symbolisent respectivement la corrélation pour le $R_{\theta c}$ critique donnée par la formule 11.2.11 et la corrélation pour le $R_{\theta T}$ de transition donné quant à lui par la formule 11.2.10. L’évolution du R_θ de couche limite est tracée en rouge. L’intersection entre le $R_{\theta c}$ et R_θ définit le point critique (point noir sur la figure 12.2). A partir de ce point, la corrélation 11.2.10 est calculée pour fournir $R_{\theta T}$. L’intersection entre $R_{\theta T}$ et R_θ définit le point de transition (point rouge) à partir duquel la couche limite est imposée turbulente par un modèle de longueur de mélange.

Le calcul de $R_{\theta T}$ peut se fait à partir de différentes reconstructions de Λ_2 . Les évolutions correspondantes sont tracées en fonction de x/c sur la figure 12.3. En noir, les grandeurs reconstruites instantanées sont tracées. En bleu, ces grandeurs sont moyennées à partir du point critique. Sur la figure de gauche 12.3(a), nous pouvons remarquer un écart entre

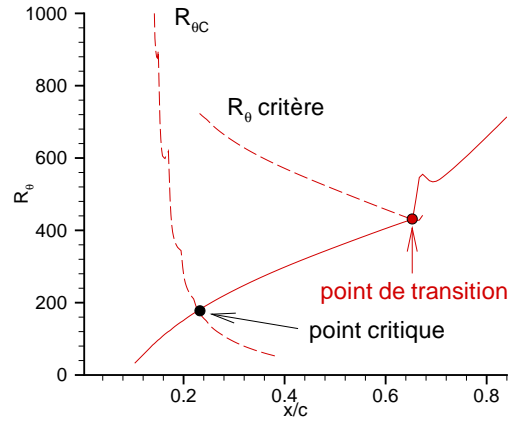
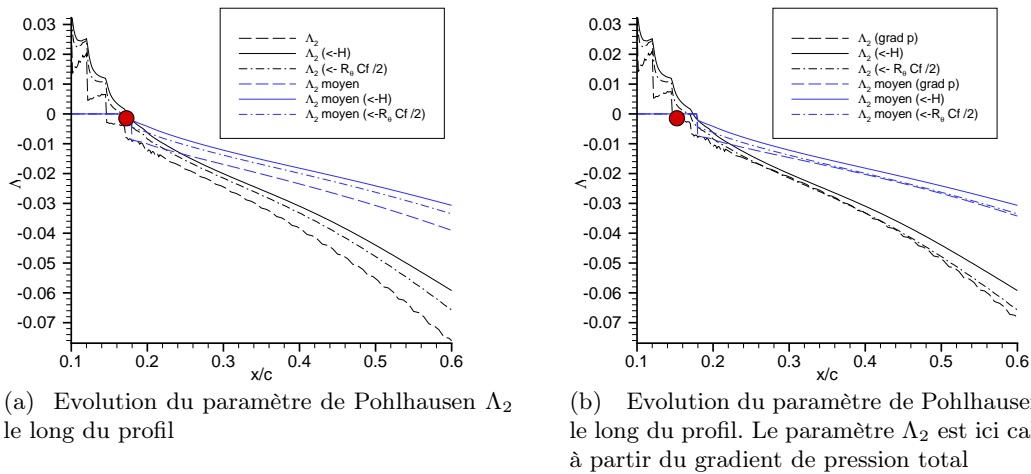


Fig. 12.2 – Fonctionnement du critère

Fig. 12.3 – Evolution du paramètre Λ_2 dans la configuration INSTAT1

l'évolution des Λ_2 reconstruits par rapport au calcul direct avec le gradient de vitesse, ce qui explique la différence de comportement du critère. Le paramètre Λ_2 représentant le gradient de pression adimensionné, des valeurs plus faibles de ce paramètre vont induire une transition plus avancée conformément à ce qui est observé au temps $t/T = 1.25$: la position de transition par le Λ_2 de similitude stationnaire est en amont des autres.

Une petite remarque amusante est illustrée sur la figure 12.3(b). Si maintenant nous reformulons le Λ_2 de manière à prendre en compte le gradient de vitesse total (équation 12.1.1), nous pouvons alors remarquer que la valeur du Λ_2 est très proche de celle reconstruite par $R_\theta C_f/2$ et donc la prévision de la transition donne avec ce paramètre des résultats équivalents à ceux du $R_\theta C_f/2$.

$$\Lambda_2 = -\frac{\theta^2}{\nu \rho_e u_e} \frac{dP}{dx} \quad (12.1.1)$$

Confrontons maintenant le critère *AHD* instationnaire aux critères locaux trouvés dans

la littérature, le critère de Favier et la critère d'Abu-Ghannam et Shaw (*AGS*). Les positions de transition données par ces critères sont comparées avec les positions expérimentales et celles données par le *AHD* instationnaire sur la figure 12.4.

Le problème majeur des deux critères locaux est qu'ils ne retrouvent pas la phase de la variation de la position de transition. Mis à part ce problème, le critère d'Abu-Ghannam et Shaw est meilleur que le critère de Favier en terme de position moyenne de la transition, mais sous-estime l'amplitude d'oscillation de la ligne de transition, qui est cette fois assez bien reproduite par le critère de Favier. Les résultats donnés par le critère d'Abu-Ghannam et Shaw sont sensiblement identiques à ceux donnés par le *AHD* sans modification. Le critère *AHD* instationnaire apporte donc une réelle amélioration par rapport aux critères existants.

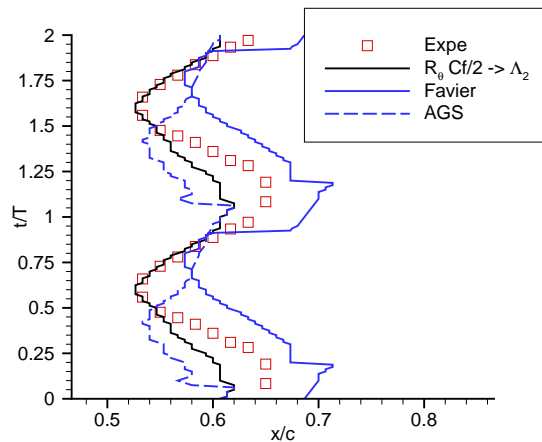
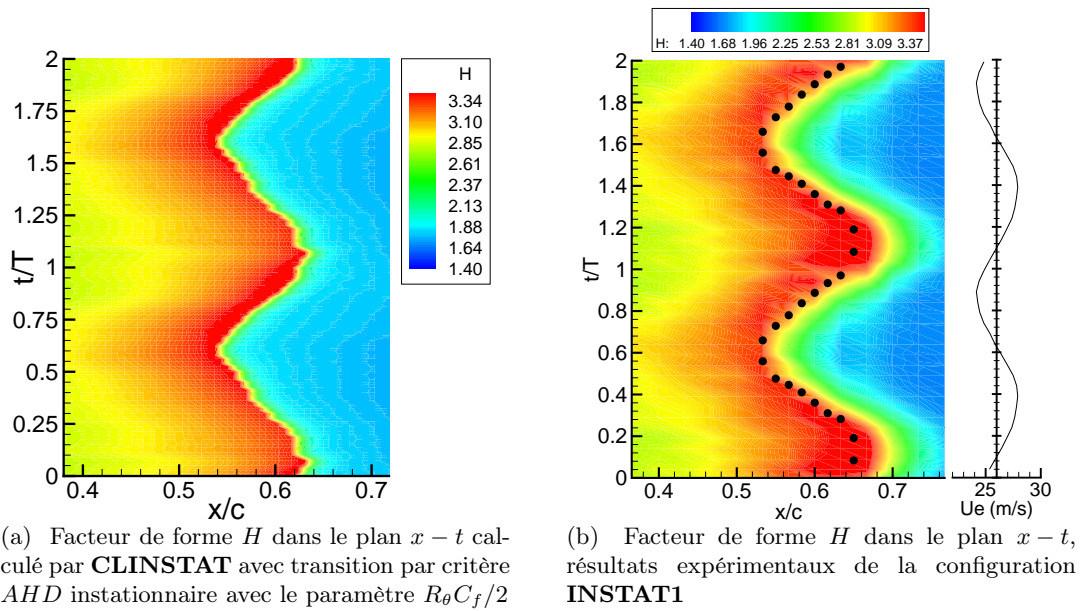


Fig. 12.4 – Comparaison de la prévision de la transition pour différents critères de transition

12.1.1 Conclusion sur le cas INSTAT1

Le cas **INSTAT1** a permis de prendre en compte l'instationnarité de l'écoulement de couche limite tout en conservant une approche simple (temps par temps) pour l'application du critère *AHD*. Un réel progrès est constaté au niveau de la prévision de la ligne de transition qui est bien en phase avec la ligne de transition expérimentale. La différence théorique apparue au niveau de la qualité des approches $R_\theta C_f/2$ et H ne se fait plus sentir, la qualité de prévision étant équivalente. La figure 12.5 présente en guise de conclusion une comparaison entre le facteur de forme calculé par le code couche limite avec le critère *AHD* instationnaire (figure de gauche) et le facteur de forme expérimental (figure de droite). Aucune fonction d'intermittence n'est utilisée dans le calcul, ce qui explique la chute brutale du facteur de forme calculé après transition.

Dans ce cas, l'utilité de la modification du paramètre Λ_2 afin de prendre en compte l'instationnarité a été révélée. L'augmentation de l'instationnarité dans les cas **INSTAT2** et plaque plane instationnaire va nous confronter à deux autres problèmes : la prise en compte des trajectoires des ondes instables pour le calcul du critère et le traitement de la transition par convection.

Fig. 12.5 – Comparaison calcul / expérience sur la configuration **INSTAT1**

12.2 Mise en œuvre dans les cas fortement instationnaires

12.2.1 Le cas INSTAT2

Le critère AHD instationnaire est utilisé dans sa version complète, c'est à dire avec le suivi des ondes instables, les trajectoires dans le plan $x - t$ n'étant plus des lignes horizontales, et avec la prise en compte de la convection éventuelle de la turbulence. Les paramètres utilisés pour le critère sont les paramètres expérimentaux, à savoir :

$$V_\phi = 0.4 Ue \quad V_{convection} = 0.35 Ue \quad Tu = 0.3\% \quad (12.2.1)$$

Les lignes de transition prévues par ce critère (pour les deux types de reconstruction H et $R_\theta C_f/2$) sont comparées à la ligne de transition expérimentale sur la figure 12.6.

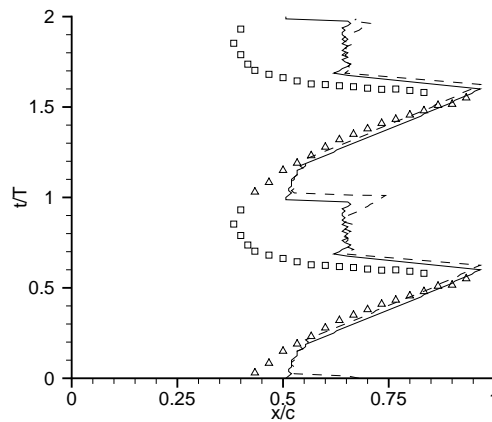


Fig. 12.6 – Prévisions de la transition avec le critère AHD instationnaire complet. Reconstruction par H (---) et reconstruction $R_\theta C_f/2$ (—), comparaison avec la position de transition expérimentale (symboles)

Les deux types de reconstruction donnent une ligne de transition sensiblement identique qui ne reproduit absolument pas le début de la langue turbulente. La phase de la variation de la ligne de transition est néanmoins correcte, ainsi que la largeur de la langue turbulente dans la période. Le critère de transition par convection des spots fonctionne de manière satisfaisante entre les instants $t/T = 0.2$ et $t/T = 0.6$ en imposant un front turbulent se propageant à $0.35 Ue$. Il est possible de reconstituer la forme du début de la langue de transition en augmentant artificiellement le taux de turbulence utilisé dans le critère, mais les niveaux de Tu nécessaires, de l'ordre de 1%, n'ont plus aucun lien avec la réalité physique et ne constituent qu'un artifice. Nous ne rentrerons donc pas dans ces considérations. Les raisons de cette mauvaise prévision peuvent être multiples, la principale étant que la simplification entre le critère e^N et le AHD instationnaire est trop importante pour reproduire un comportement identique. En effet, le critère AHD remplace l'évolution de la couche limite réelle par une évolution en similitude d'une couche limite fictive ayant, en moyenne, les mêmes caractéristiques de stabilité que l'écoulement réel. Cette opération de moyenne faite par le biais du paramètre de gradient de pression (Λ_2) fonctionne de manière satisfaisante lorsque la répartition de vitesse vue par l'onde ne s'éloigne par trop d'une répartition classique sur un profil. En écoulement instationnaire, du fait même de la trajectoire de l'onde, celle-ci perçoit sur son parcours une évolution des profils de vi-

tesse très éloignée d'une évolution en similitude, ce qui peut expliquer en partie les écarts significatifs entre la ligne de transition prévue et la ligne réelle. La figure 12.7 présente l'évolution des paramètres Λ_2 et $\bar{\Lambda}_2$ le long d'une trajectoire d'onde pour laquelle le critère est mis en défaut. Nous pouvons remarquer une rupture de pente sur l'évolution du paramètre Λ_2 qui n'est pas retranscrite directement sur le paramètre moyen $\bar{\Lambda}_2$. En aval de la rupture de pente ($x/c \geq 0.37$), le paramètre Λ_2 chute rapidement sous l'effet du gradient de pression positif. Les profils de vitesses deviennent alors rapidement très instables et sont donc susceptibles de transitionner rapidement. Cette rupture de pente est gommée par la moyenne réalisée pour obtenir le paramètre $\bar{\Lambda}_2$ sur lequel est appliqué le critère. De ce fait, la position de transition risque fort d'être prévue en aval de sa position réelle par le critère. C'est le cas pour le début de la langue turbulente.

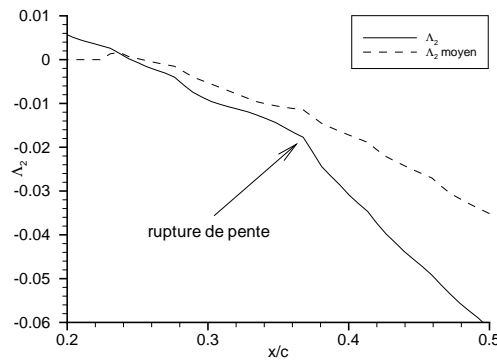


Fig. 12.7 – Evolution des paramètres Λ_2 et $\bar{\Lambda}_2$ le long de la trajectoire d'onde impactant la ligne de transition en $x/c = 0.5$.

Regardons maintenant la prévision donnée par les critères classiquement utilisés, c'est à dire, le *AHD* sans suivi des ondes, le critère de Favier, le critère d'Abu-Ghannam et Shaw. Les résultats de ces critères sont représentés sur la figure 12.8.

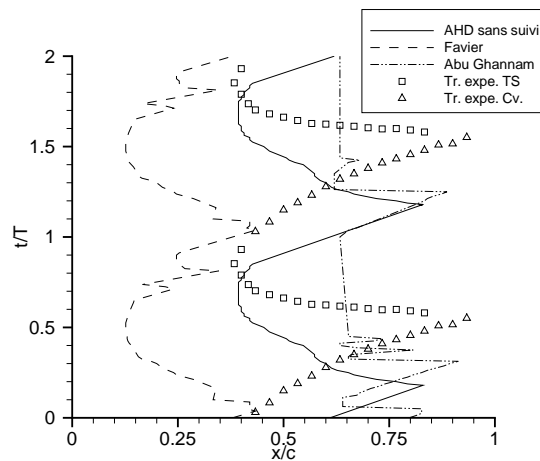


Fig. 12.8 – Prévision de la transition avec les critères existants, comparaison avec la position de transition expérimentale (symboles)

A la vue de cette figure, les trois critères donnent des résultats déplorables. Le critère

de Favier prévoit une ligne de transition globalement beaucoup trop avancée vers l'amont et déphasée par rapport à la ligne expérimentale. A l'inverse, le critère d'Abu-Ghannam et Shaw place la position beaucoup trop en aval. Le critère *AHD* quant à lui donne une forme de langue assez correcte comparée à la forme expérimentale, mais déphasée par rapport à celle-ci. Ce déphasage est la conséquence directe de la non-prise en compte de la propagation des ondes. Il est amusant de remarquer que les utilisations des deux critères *AHD* donnent alors accès à toutes les informations souhaitées : la phase de la ligne de transition par le *AHD* instationnaire et la forme générale de la langue par le *AHD* classique. Mais ces deux informations ne sont malheureusement pas obtenues en même temps !

12.2.2 Le cas plaque plane instationnaire (Desopper) ou la limite du critère *AHD* instationnaire

Ce cas cumule les difficultés pour l'application du critère *AHD* instationnaire. D'une part, la présence d'une zone dite de "calming" qui a pour conséquence l'apparition de la convection du front amont de la turbulence (représenté théoriquement dans le paragraphe 3.2, figure 3.2). Cette remontée est difficilement prévisible dans une approche classique de calcul de l'écoulement "temps par temps". Cette partie de la langue turbulente est alors prévue dans le meilleur des cas par une horizontale. Le deuxième problème majeur est que pendant environ une demi-période, l'écoulement est totalement stable. De ce fait, il devient impossible de détecter une abscisse critique dans cette zone et donc de faire partir des trajectoires d'ondes. La figure 12.9 récapitule les configurations de calcul du critère dans les cas **INSTAT1**, **INSTAT2** et plaque plane instationnaire. La ligne critique est représentée schématiquement par le trait continu noir. Avant cette ligne, l'écoulement est stable (partie hachurée). Dans les cas **INSTAT1** et **INSTAT2**, il existe à chaque temps un point critique pour faire partir une trajectoire. Le calcul se déroule alors sans aucun problème. Dans le cas de plaque plane instationnaire, la ligne critique prend une forme tout à fait différente du fait de la présence d'un écoulement stable sur toute la plaque pendant une demi-période. Afin d'obtenir la totalité des trajectoires, il est nécessaire de définir plusieurs points critiques pour un même temps (les points en rouge sur la figure 12.9 en bas). Cette opération n'est pas a priori compatible avec notre méthode de calcul de détection de l'abscisse critique.

Une solution peut être proposée pour contourner ce problème à moindre coût : supposer un départ fictif des trajectoires très près du bord d'attaque à chaque temps avec une certaine vitesse de groupe, par exemple $0.4 U_e$ et effectuer la détection du point critique sur la trajectoire elle-même. C'est à partir du point critique ainsi détecté que commencera la sommation des quantités nécessaires à l'application du critère. Cette méthode, plus générale, permet de détecter plusieurs points critiques pour un temps donné, notamment quand la ligne critique devient horizontale. Ce développement doit être introduit prochainement dans le critère afin de calculer des configurations de ce type.

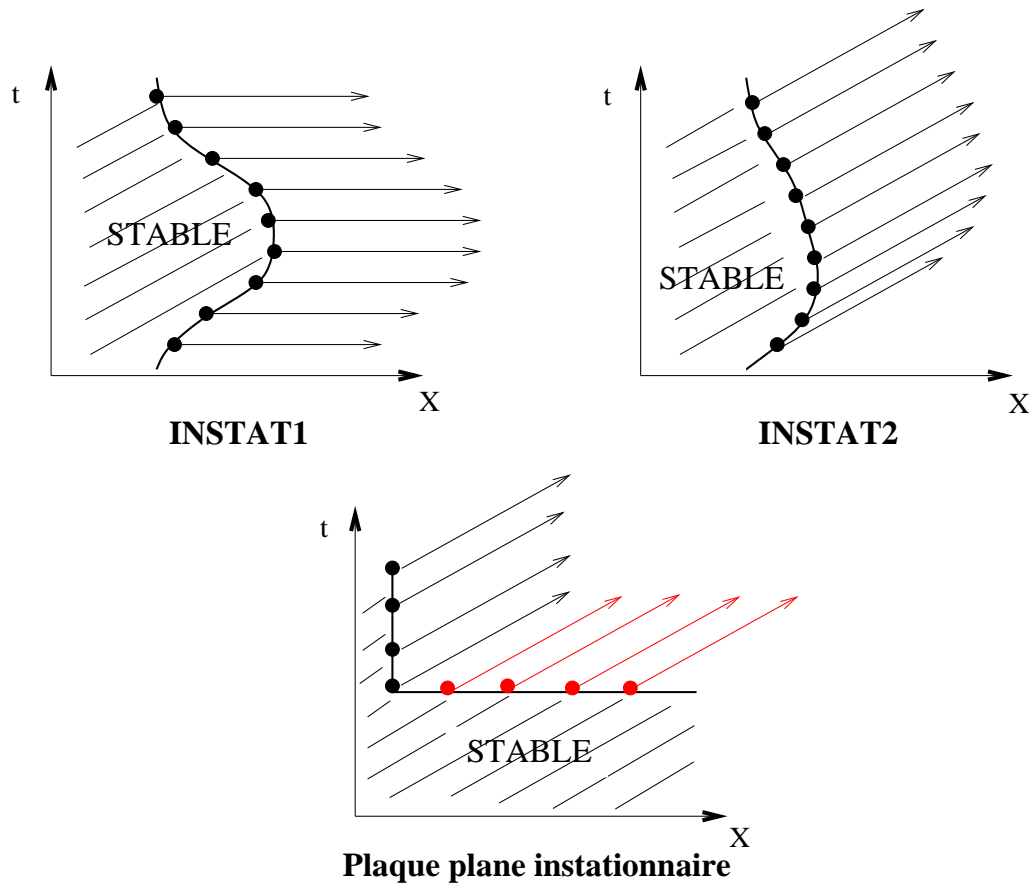


Fig. 12.9 – Stratégies d’initialisation des trajectoires selon les cas. Dans le cas plaque plane, la partie stable oblige la définition de plusieurs points critiques pour le même temps (points rouges), ce qui n’est pas prévu initialement dans le critère *AHD*.

Chapitre 13

La transition instationnaire dans elsA

Tous les développements présentés jusqu'à présent s'appuient sur une approche couche limite, ce qui implique que la répartition de pression sur le profil est connue. Dans notre cas, elle provient de l'expérience. Lorsque nous n'avons pas accès à cette répartition ou que nous souhaitons calculer l'écoulement complet, il est nécessaire de faire appel aux calculs Navier-Stokes. Nous utiliserons alors le code **elsA** présenté au chapitre 5 pour résoudre les équations de Navier-Stokes instationnaires moyennées. La prise en compte de la transition est réalisée par le critère *AHD* instationnaire qui a été implanté dans **elsA** au cours de cette thèse. L'interaction entre le critère de transition et le modèle de turbulence est réalisée via la fonction d'intermittence γ qui passe de 0 avant transition à 1 après. Dans les zones laminaires le coefficient de viscosité turbulente est imposé à 0.

13.1 Présentation des configurations étudiées

La figure 13.1 présente le maillage utilisé pour le calcul **elsA**. Ce maillage reproduit le dispositif expérimental avec le convergent, la veine d'essai, le profil NACA0015 prolongé d'une plaque plane. Les parois haute et basse de la veine d'essai sont horizontales. Dans la réalité, celles-ci divergent légèrement afin de prendre en compte l'épaississement de la couche limite se formant sur ces parois. L'influence de l'angle d'inclinaison des parois a été étudiée de manière paramétrique pour 3 angles différents, l'effet sur la répartition de pression autour du profil est négligeable. De même, les conditions aux limites du type loi de paroi ou glissement donnent des résultats sensiblement identiques au niveau du champ de pression autour du profil. Il est donc choisi pour alléger les calculs d'utiliser des conditions de glissement sur les parois haute et basse de la veine. Le maillage est constitué de 4 blocs, 3 blocs en H et 1 bloc en C autour de l'ensemble profil - plaque plane. L'ensemble de ce maillage compte 33720 points, avec un y^+ de première maille autour de 1 et un nombre moyen de mailles dans la couche limite du profil de 40.

13.1.1 Les conditions aux limites et les conditions de calcul

Le calcul nécessite la donnée des grandeurs génératrices, P_i et T_i ainsi que la donnée de la pression statique à l'aval (P_s) variant sinusoidalement en déphasage de 90° dans les deux canaux; la direction de la vitesse en entrée est selon l'axe x . Pour des raisons numériques, le calcul ne peut pas être effectué au Mach réel expérimental de 0.085, les

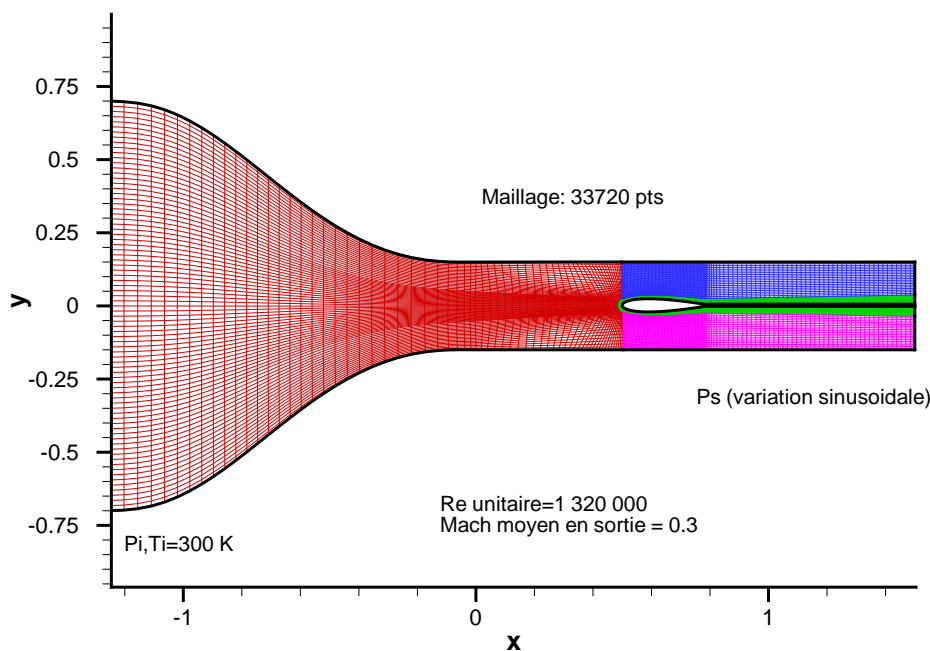


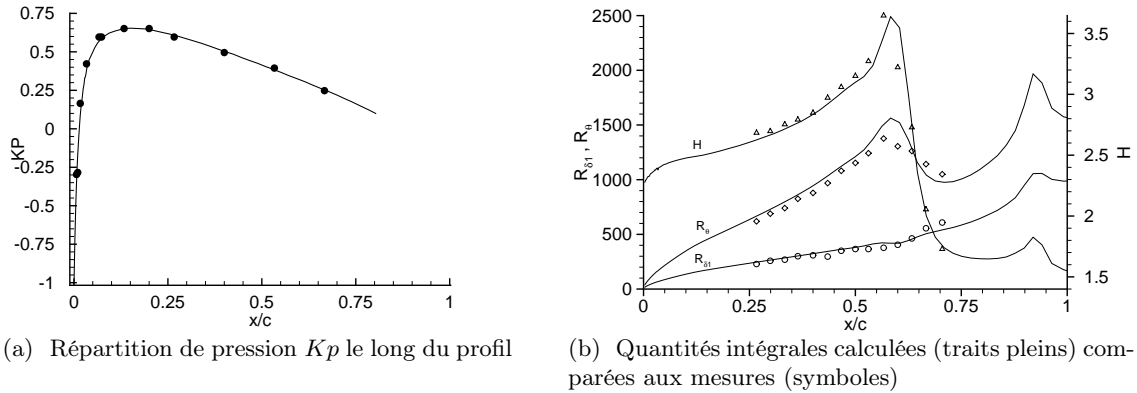
Fig. 13.1 – Conditions du calcul **elsA** de la configuration expérimentale

équations à résoudre devenant dégénérées et instables. Il a donc été choisi de respecter le nombre de Reynolds unitaire expérimental, garant de la similitude des écoulements mesurés et calculés, et de fixer le Mach en sortie de veine oscillant autour de 0.3. La température génératrice (T_i) quant à elle est fixée à 300 K, la longueur de référence est $L = 1 m$. A partir de ces grandeurs, il est possible de retrouver toutes les quantités nécessaires. C'est l'ajustement de la masse volumique (ρ) qui permet de conserver un nombre de Reynolds identique entre le calcul et l'expérience.

Les calculs sont réalisés en approche *URANS* (équations de Navier-Stokes instationnaires moyennées) avec le modèle $k-l$ de Smith et le critère de transition *AHD* instationnaire. Au niveau de la résolution numérique proprement dite, nous utilisons la méthode du pas de temps dual avec un schéma Euler rétrograde avec implicitation *LU* (pour les détails des différentes méthodes, voir Lazareff et al. [44]).

13.1.2 Le cas stationnaire STAT

Le calcul de l'écoulement en configuration stationnaire est réalisée avec le critère *AHD* classique. La concordance entre le calcul **elsA** et les mesures à la fois au niveau de la répartition de pression sur le profil, des quantités intégrales, ainsi que de la position de transition est vérifiée sur la figure 13.2. L'accord est remarquable.

Fig. 13.2 – Calcul **elsA** de la configuration **STAT**

13.1.3 La configuration INSTAT1

13.1.3.1 L'écoulement extérieur

Les conditions aux limites **elsA** ont été affinées de manière empirique par un recalage de l'oscillation calculée avec celle mesurée en un point du profil situé à $x/c = 0.3$.

Le recalage paramétrique de la répartition de pression instationnaire sur le profil est très laborieux du fait de la complexité des conditions aux limites expérimentales (surtout en ce qui concerne l'aval).

- Dans le calcul, la condition limite aval consiste en une pression oscillante, constante dans la section de chaque demi-canal. Expérimentalement, le blocage généré par les volets induit aussi une variation de pression, mais qui n'est sûrement pas uniforme dans la section, du fait de la complexité de l'écoulement autour des volets, notamment les décollements induits au niveau des parois de la veine d'essai.
- Expérimentalement, il est très difficile de déterminer l'incidence "aérodynamique" de la maquette. En effet, bien que la symétrie géométrique soit globalement respectée, un léger défaut d'horizontalité de la plaque séparatrice ou du positionnement des volets dans la demi-veine peut créer une dissymétrie qui va provoquer une mise en incidence fictive de la maquette. Les débits passant dans les deux canaux ne pouvant être vérifiés, la différence de pression moyenne entre les canaux doit être ajustée à la main.

Les répartitions de pression le long du profil obtenues pour différents instants dans la période sont comparées aux répartitions mesurées sur la figure 13.3. L'accord est globalement satisfaisant entre les mesures et le calcul.

13.1.3.2 La couche limite et la transition

Les quantités intégrales calculées sont comparées aux mesures sur la figure 13.4. Le nombre de Reynolds R_{θ} est surestimé d'environ 10%. Ce phénomène est fréquent dans les calculs Navier-Stokes. Le facteur de forme H se trouve alors sous-estimé. L'évolution de H est moins rapide que dans l'expérience, les profils ont tendance à devenir inflexionnels trop tard. L'évolution de la partie laminaire de l'écoulement est tout de même assez bien reproduite. L'amplitude de variation de R_{θ} est globalement plus faible d'environ 50% dans le calcul par rapport à l'expérience.

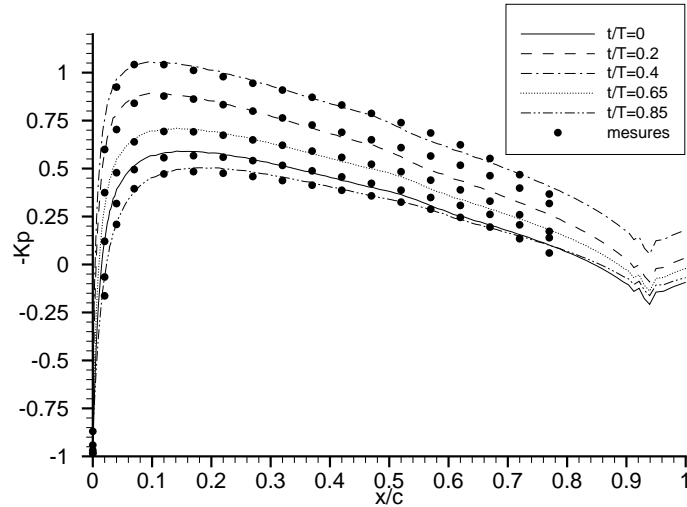


Fig. 13.3 – Distribution de pression (Kp) le long du profil pour différents temps. Comparaison entre les résultats **elsA** et les mesures

La figure 13.5 présente le facteur de forme H calculé dans le plan $x - t$. La ligne noire en trait plein symbolise la position de transition calculée par le critère AHD instationnaire dans **elsA**. La position de transition expérimentale est rappelée sur la figure par les carrés ouverts.

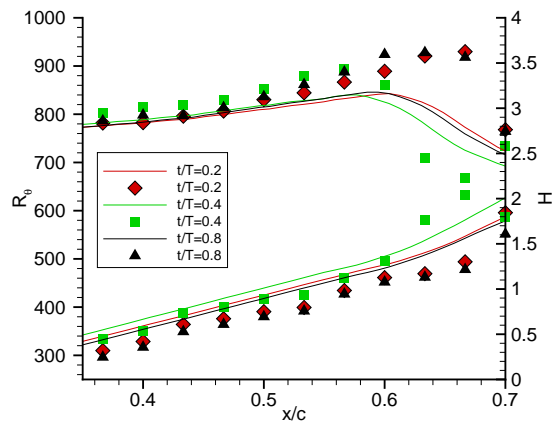


Fig. 13.4 – Comparaison des quantités intégrales R_θ et H le long du profil pour différents instants dans la période d'oscillation. En traits pleins, le calcul **elsA**, les symboles représentent les mesures.

La position moyenne de la transition, ainsi que la phase de la ligne de transition sont prévues par le critère de manière satisfaisante. En revanche, l'amplitude de la variation de la position de transition est sous-estimée d'environ 50% par rapport à l'expérience. Cette sous-estimation est directement à mettre en relation avec l'amplitude de variation du R_θ avant transition qui est elle aussi sous-estimée d'environ 50%. Cette remarque souligne une fois de plus l'importance d'obtenir un écoulement de base le plus fidèle possible à la réalité.

Le critère ne peut pas corriger les erreurs d'estimation faites en amont.

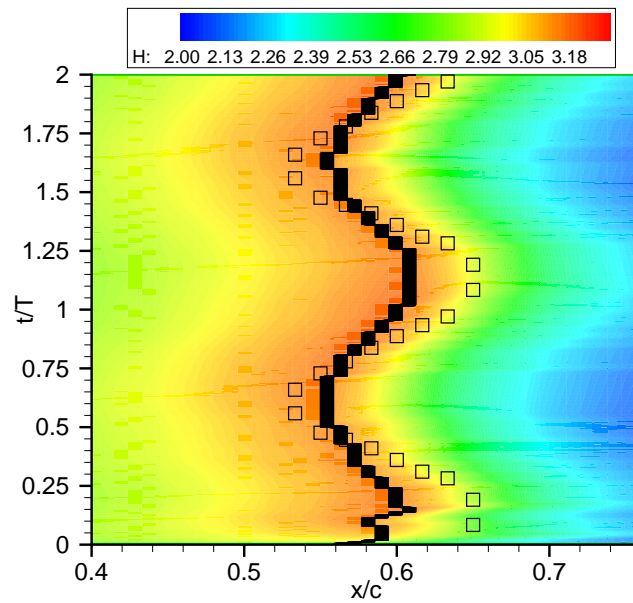


Fig. 13.5 – Facteur de forme (H) dans le plan $x/c - t/T$. La position de transition calculée par le critère est symbolisée par la ligne noire. Les carrés ouverts représentent la ligne de transition expérimentale.

13.1.4 La configuration INSTAT2

13.1.4.1 L'écoulement extérieur

Les répartitions de pression le long du profil obtenues pour différents instants dans la période sont comparées aux répartitions mesurées sur la figure 13.6. L'allure générale de ces répartitions est bien respectée mais la concordance est nettement moins satisfaisante que dans le cas précédent non seulement en ce qui concerne les niveaux de Kp , mais aussi la pente de ceux-ci.

13.1.4.2 La couche limite et la transition

La figure 13.7 présente le facteur de forme H dans le plan $x/c - t/T$, la position de la transition calculée par le critère est symbolisée par le trait plein noir.

Le même type de pathologie que dans le calcul couche limite est retrouvé, avec une extrémité de langue turbulente mal décrite. Malgré cela, la variation de la position de transition calculée est en phase avec celle mesurée et la forme générale de la langue est elle aussi respectée. Il y a donc tout de même un progrès par rapport aux critères actuels utilisables dans les calculs Navier-Stokes. Le chapitre suivant explore les différentes possibilités d'amélioration de ce critère ainsi que d'autres voies possibles pour le calcul de la position de transition instationnaire dans les codes Navier-Stokes.

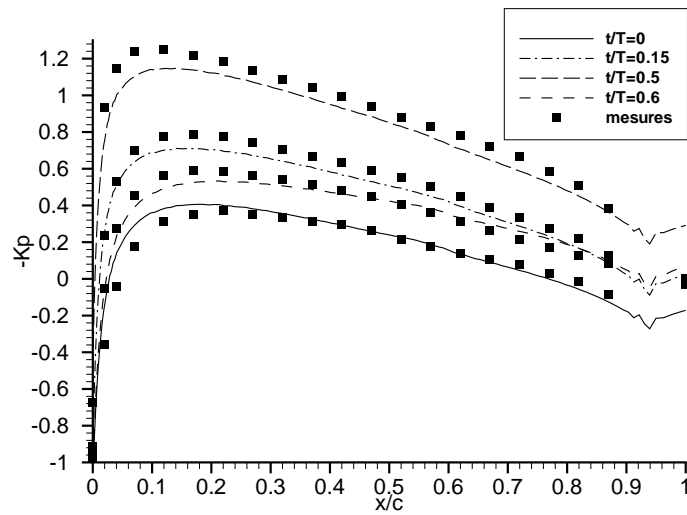


Fig. 13.6 – Distribution de pression (Kp) le long du profil pour différents temps. Comparaison entre les résultats elsA et les mesures

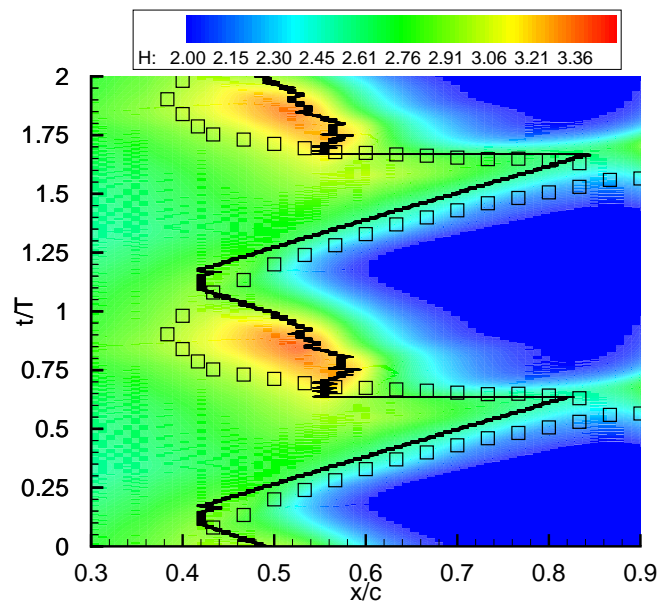


Fig. 13.7 – Facteur de forme (H) dans le plan $x/c - t/T$. La position de transition calculée par le critère est symbolisée par la ligne noire, elle est comparée à la transition expérimentale (carrés noirs).

Perspectives sur l'implantation des critères de transition dans les codes Navier-Stokes

Le déroulement de la thèse nous a amenés à concevoir un critère de transition pour les écoulements instationnaires basé sur une formulation analytique reflétant la théorie de stabilité laminaire. Le critère mis au point, appelé *AHD* instationnaire, a permis quelques progrès au niveau de la prévision de la position de transition en écoulement instationnaire : l'obtention de la position moyenne et de la phase de la variation de la position de transition.

Néanmoins, lorsque le niveau d'instationnarité augmente, le critère *AHD* instationnaire est mis en défaut au niveau de la prévision du début de la langue turbulente. Une des raisons invoquée pour expliquer cette insuffisance est le degré de lissage trop important imposé par le paramètre de gradient de pression $\bar{\Lambda}_2$ qui ne permet pas réellement de prendre en compte l'histoire vécue par les instabilités tout au long de leur parcours.

Pour éviter cette opération de moyenne qui est trop brutale et ainsi se rapprocher encore plus de la théorie de stabilité, il est possible d'utiliser une technique déjà connue en stationnaire sous le nom de "méthode des paraboles", l'objectif étant d'utiliser la méthode e^N en s'affranchissant des calculs de stabilité.

La méthode des paraboles en instationnaire

Cette méthode consiste en une représentation analytique des diagrammes de stabilité afin de proposer une méthode e^N simplifiée. En effet, pour un profil moyen et une fréquence donnés, les courbes d'évolution des amplifications locales ($-\alpha_i$) en fonction de R_{δ_1} peuvent être représentées par des demi-paraboles définies par un nombre réduit de paramètres (Arnal [8]). Il est alors possible, par un calcul de stabilité systématique, de constituer une base de données représentant, pour chaque fréquence instable, les coefficients d'amplification pour toute la famille des profils de Falkner-Skan. Comme nous l'avons vu précédemment pour le critère *AHD*, chaque profil réel peut être approché par une solution de Falkner-Skan avec le paramètre de similitude adéquat. Il suffit alors d'aller chercher dans la base le coefficient d'amplification correspondant. La méthode e^N se déroule ensuite de manière classique. En s'affranchissant du calcul de stabilité, il est envisageable d'utiliser cette méthode de prévision de la transition dans les codes Navier-Stokes. L'implantation dans le code **elsA** de cette méthode, dans le cadre des écoulements stationnaires, va être réalisée très prochainement par J. Cliquet au cours de sa thèse. Une adaptation à l'instationnaire pourra ensuite être envisagée.

Grâce à cela, chaque variation locale des caractéristiques de stabilité sera répercutée sur le facteur d'amplification totale. Nous pouvons alors espérer obtenir des résultats très

proches de ceux donnés par la méthode e^N avec suivi des ondes et ainsi améliorer sensiblement la prévision de la transition à l'extrémité de la langue dans le cas **INSTAT2** et dans les cas fortement instationnaires.

Un changement complet d'approche :

Les critères de turbulence via des équations de transport

Nous présentons dans ce paragraphe un autre type d'approche pour la prévision de la transition proposé par Menter et Langtry ([52], [53]) en partant des contraintes spécifiques aux calculs Navier-Stokes de type *RANS* ou *URANS* dans des configurations complexes sans prétendre représenter la physique du phénomène de transition.

L'idée originale est de produire un modèle de transition basé sur des équations de transport et qui ne fasse appel qu'à des informations locales au sens des calculs Navier-Stokes. Dans ce but, les auteurs utilisent le nombre de Reynolds de vorticité Re_v , connu dans chaque cellule, comme paramètre caractéristique de la couche limite. Ce choix est motivé par le lien existant entre le nombre de Reynolds de quantité de mouvement, couramment utilisé dans les critères de transition, et le maximum de Re_v dans la couche limite laminaire. La mise en œuvre du modèle nécessite l'emploi de deux équations de transport, l'une pour la fonction d'intermittence γ qui pilote le terme source de l'équation pour k du modèle $k - \omega$ de Menter, l'autre pour le nombre de Reynolds de quantité de mouvement à la transition \tilde{R}_{θ_t} .

Dans le modèle de transition, l'équation de transport pour l'intermittence (γ) sert à imposer la nature de l'écoulement : $\gamma = 0$ dans les couches limites laminaires, $\gamma = 1$ dans les zones turbulentes et à l'extérieur des couches limites.

L'équation de transport pour \tilde{R}_{θ_t} est la reformulation d'une corrélation empirique à la transition (du genre Abu-Ghannam et Shaw) en équation de transport. Cette équation fournit le paramètre R_{θ_c} , assimilable au nombre de Reynolds de quantité de mouvement, qui est comparé à Re_v dans le terme de production de l'équation de transport de l'intermittence. L'activation de la production d'intermittence dépend ainsi du rapport entre Re_v et R_{θ_c} .

De par son caractère local, ce modèle s'affranchit de la définition d'une épaisseur de couche limite, ce qui n'est pas toujours simple dans un calcul Navier-Stokes. Les contraintes liées au maillage pour le calcul des épaisseurs sont simplement remplacées par les traitements habituels de raccords entre domaines comme pour toutes les autres équations, ce qui permet de traiter des configurations géométriques complexes.

Quelques problèmes subsistent néanmoins :

- la modélisation du terme source qui n'est pas décrite entièrement par Menter et dont la calibration doit être extrêmement délicate ;
- la raideur des équations de transport, celles-ci pouvant devenir instables ;
- la prise en compte de divers mécanismes de transition. La solution présentée est plutôt adaptée à la transition de type "bypass" du fait du paramètre caractéristique choisi (Re_v).

Que faire finalement ...

La méthode des paraboles instationnaire semble l'évolution logique du critère proposé

dans notre étude. Le cadre général du suivi des trajectoires des ondes étant mis en place, l'adaptation de la méthode des paraboles du stationnaire à l'instationnaire sera assez directe. Cette méthode couplée avec la convection de la turbulence devrait être capable de traiter un grand nombre de configurations instationnaires bidimensionnelles dans lesquelles la transition est initiée par des instabilités longitudinales de type ondes TS .

Au niveau application industrielle, l'approche proposée par Menter semble intéressante car elle propose une manière radicalement différente, adaptée aux calculs Navier Stokes, d'appréhender l'implantation de la transition. Il a choisi d'utiliser une corrélation à la transition avec un fort empirisme qui s'éloigne grandement du phénomène physique mais qui permet de traiter un plus grand nombre de types de transition (TS , bypass, décollement) de manière approximative. Il pourrait alors être intéressant de reformuler le critère AHD sous la forme d'une équation de transport afin de conjuguer la qualité de prévision de la transition avec une méthode d'implantation optimale.

Conclusion

La mise au point d'un critère de transition nécessite dans un premier temps de comprendre le phénomène physique, ensuite de le modéliser pour finalement pouvoir prétendre le prévoir. C'est dans cette optique que se situent les développements réalisés dans cette thèse.

En s'inspirant des études menées dans la littérature, nous avons mis au point un dispositif expérimental capable de reproduire le phénomène de transition instationnaire en présence de gradients de vitesse temporel et spatial avec différents niveaux d'instationnarité. Deux configurations caractéristiques ont été dégagées. La première à faible Strouhal (**INSTAT1**) dans laquelle la transition se produit uniquement par un scénario d'instabilité. La deuxième avec un Strouhal 3 fois plus élevé (**INSTAT2**) où la transition peut être due soit aux instabilités, soit à la convection de la turbulence. Le type de configuration dépend alors de la compétition entre la vitesse de variation de l'écoulement extérieur et les vitesses caractéristiques des ondes instables et de la convection de la turbulence. Il a été choisi dans cette thèse d'approfondir l'étude de la partie transition par instabilité car ce mode de transition est responsable de l'initiation de la turbulence, sans laquelle le deuxième mode ne pourrait exister. L'analyse fine du phénomène de transition a alors nécessité le développement d'un outil d'investigation adapté.

Un outil d'analyse adapté : la transformée par ondelettes

L'utilisation de cette méthode avancée de traitement du signal a été d'un très grand secours pour la description du scénario de transition instationnaire à plusieurs niveaux en fournissant :

- Une description qualitative parlante des fluctuations présentes dans la couche limite par une localisation précise en abscisse, en temps, en fréquence et en amplitude. Ainsi toutes les phases de la transition peuvent être repérées sans ambiguïté dans des représentations temps-fréquence du spectre des fluctuations de vitesse : les zones laminaires, la transition par instabilité toujours précédée d'une bosse d'ondes instables, le front laminaire-turbulent, la turbulence développée.
- Une description quantitative donnant accès aux amplifications instationnaires des ondes dans la couche limite. Ces amplifications sont directement comparées aux amplifications calculées.
- Une nouvelle méthode de détection de la position de transition expérimentale en écoulement oscillant basée sur le moment d'ordre 3 de l'onde la plus amplifiée dans le processus de transition. Cette méthode donne à la fois la position de la transition, mais aussi le type de transition (créative ou convective). Cet outil pourra se révéler très efficace pour l'analyse d'autres cas tels que la transition dans le phénomène de décrochage dynamique ou bien la

transition instationnaire sur les aubes de turbomachines.

Une modélisation : le scénario TS quasi-stationnaire

L'analyse des résultats expérimentaux ainsi obtenus a nécessité une modélisation de la transition instationnaire. Pour cela, une approche quasi-stationnaire d'amplification des ondes a été choisie. Celle-ci se justifie totalement par l'analyse des ordres de grandeurs des temps caractéristiques mis en jeu. Le calcul des amplifications se base alors sur la résolution des équations d'Orr-Sommerfeld locales fournissant les coefficients d'amplification des ondes dans le plan $x - t$ pour chaque fréquence. L'amplification de chaque onde est par conséquent calculée en suivant sa trajectoire définie par sa vitesse de groupe.

Cette méthode quasi-stationnaire a été confrontée aux résultats de nos deux configurations expérimentales instationnaires. Dans les deux cas, un accord remarquable a été trouvé au niveau des amplifications pour le mode créatif de transition.

L'établissement d'un critère

La validation du scénario d'instabilité par ondes TS a ouvert la voie vers l'utilisation du critère e^N qui est basé directement sur le seuillage des amplifications des ondes instables, le seuil étant déterminé par la formule de Mack. En utilisant cette même méthode en écoulement instationnaire en suivant les ondes instables dans leur propagation, nous arrivons à déterminer la position de transition avec un N constant, lorsque celle-ci est déclenchée par les instabilités. La prise en compte de la convection de la turbulence se fait en imposant une vitesse de convection du front turbulent, cette vitesse est donnée par l'expérience. L'application conjointe de ces deux critères traduit tout à fait la compétition entre la vitesse de propagation des ondes et la vitesse de convection de la turbulence.

Le critère e^N nécessite le calcul de stabilité de tout l'écoulement de couche limite. L'utilisation de cette méthode restant lourde dans les calculs Navier-Stokes (malgré des avancées certaines comme dans le code **TAU** du DLR), nous avons adapté un critère analytique basé lui aussi sur la théorie de stabilité pour un fonctionnement en écoulement instationnaire. Ce critère, appelé *AHD* instationnaire, a été testé sur nos cas expérimentaux en approche couche limite, puis en approche Navier-Stokes.

Dans les deux cas, le critère apporte une amélioration nette par rapport aux critères existants notamment au niveau de la prévision de la phase de la variation de la position de transition. L'amplitude de la variation est quant à elle globalement sous-estimée.

Plus particulièrement, dans le cas **INSTAT2**, l'utilisation conjointe de ce critère et de la convection de la turbulence, bien que donnant un résultat satisfaisant au niveau de la phase de la position de transition, ne permet pas une prévision correcte de l'extrémité de la langue turbulente. Une raison possible étant la prise en compte trop approximative de l'évolution des caractéristiques de stabilité de la couche limite le long du trajet des ondes instables. Il est bon de noter que le comportement du critère est le même en approche couche limite et en approche Navier-Stokes dans le code **elsA**. Une amélioration a été proposée dans le chapitre précédent en utilisant la méthode des paraboles en instationnaire. Les résultats obtenus au niveau de l'étude avec la méthode e^N et la similitude de comportement entre l'approche couche limite et Navier-Stokes donnent bon espoir en l'obtention d'un critère fiable, pour une gamme assez large de Strouhal, pouvant être utilisé dans le code Navier-Stokes **elsA**.

Bibliographie

- [1] B. J. Abu-Ghannam et R. Shaw. Natural transition of boundary layers - the effect of turbulence, pressure gradient and flow history. *Jour. Mech. Eng. Science*, 22, n°5(pp. 213-228), 1980.
- [2] R. C. Ackerberg et J. H. Phillips. The unsteady laminar boundary layer on a semi-infinite plate due to small fluctuations in the magnitude of the free-stream velocity. *J. Fluid. Mech.*, 51, part 1(137-157), 1972.
- [3] J.S. Addison et H.P. Hodson. Modeling of unsteady transitional boundary layers. *Journal of Turbomachinery (ASME)*, Vol. 114(pp. 580-588), 1992.
- [4] R. Akhavan, R. D. Kamm, et A. H. Shapiro. a/ An investigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows, Part 1. experiments. *J. Fluid Mech.*, 225(pp. 395-422), 1991.
- [5] R. Akhavan, R. D. Kamm, et A. H. Shapiro. b/ An investigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows, Part 2. Numerical simulations. *J. Fluid Mech.*, 225(pp. 423-444), 1991.
- [6] D. Arnal. Special course on stability and transition of laminar flow. AGARD Report No 709, AGARD, 1984.
- [7] D. Arnal. Etablissement et résolution des équations de stabilité en écoulement compressible. exemple de résultats. Rapport Technique 35/5018, DERAT, 1986.
- [8] D. Arnal. Transition prediction in transonic flow. *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition, Göttingen*, Proceedings(pp. 253-262), 1988.
- [9] D. Arnal, M. Habiballah, et E. Coustols. Théorie de l'instabilité laminaire et critères de transition en écoulement bi et tridimensionnel. *La Recherche Aéronautique*, 2(pp. 125-143), 1984.
- [10] S. Berlin, M. Wiegel, et D. S. Henningson. Numerical and experimental investigations of oblique boundary layer transition. *J. Fluid Mech.*, 393(23-57), 1999.
- [11] F. P. Bertolotti. Response of the blasius boundary layer to freestream vorticity. *Phys. Fluids*, 9 (8)(2286-2299), 1997.
- [12] P. J. Blennerhassett et A. P. Bassom. The linear stability of flat Stokes layers. *J. Fluid Mech. vol. 464 pp.393-410*, 2002.
- [13] S. Bour. *Influence du défilement de sillages sur la transition et le décollement d'une couche limite à faible nombre de Reynolds*. PhD thesis, ENSAE, 2001.
- [14] B. Cantwell, D. Coles, et P. Dimotakis. Structure and entrainment in the plane of symmetry of a turbulent spot. *J. Fluid. Mech.*, 87, part 4(pp. 641-672), 1978.
- [15] L. W. Carr, K. W. McAlister, et J. McCroskey. Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. Technical Report TN D-8382, NACA, 1977.

- [16] J. Cousteix. *Turbulence et Couche Limite*. Cepadues, 1989.
- [17] J. Cousteix, R. Houdeville, et A. Desopper. Transition d'une couche limite soumise à l'oscillation d'un écoulement extérieur. *AGARD-CP-224*, 1977.
- [18] A. D. Craik. Nonlinear resonant instability in boundary layers. *J. Fluid. Mech.*, 50(pp. 393-413), 1971.
- [19] J. M. Currier et K. Y. Fung. Analysis of the onset of dynamic stall. *AIAA Journal*, 30(pp. 2469-2477), 1992.
- [20] I. Daubechies. *Ten Lectures on Wavelets*. SIAM Philadelphia, 1992.
- [21] X. de Saint Victor et R. Houdeville. Influence of periodic wakes on the development of a boundary layer. *Aerospace Science and Technology*, 4(6), 2000.
- [22] M. O. De Souza. *Instabilities of rotating and unsteady flows*. PhD thesis, Darwin College, University of Cambridge, 1998.
- [23] A. Desopper. *Etude expérimentale des couches limites turbulentes et transitionnelles en écoulement pulsé. Essais de prévision théorique*. PhD thesis, ENSAE, 1977.
- [24] A. J. Dietz. Local boundary-layer receptivity to a convected freestream disturbance. *J. Fluid. Mech.*, 378(pp. 291-317), 1999.
- [25] H. W. Emmons. The laminar turbulent transition in a boundary layer. *J. of Aero. Sci.*, 18(490-498), 1951.
- [26] M. Farge. Wavelet transform and their applications to turbulence. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 24(395-457), 1992.
- [27] C. L. Farn, V. S. Arpaci, et J. A. Clark. A finite difference method for computing unsteady incompressible laminar boundary layer flows. Rept. 66-0010 Part III, Aerospace research labs, Wright-Patterson Air Force base, 1966.
- [28] H. Fasel. Numerical simulation of instability and transition in boundary layer flows. *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition, Toulouse*, Proceedings(pp. 587-598), 1990.
- [29] D. Gabor. Theory of communication. *Journal IEE*, 93 No III(429-457), 1946.
- [30] M. Gad-el Hak, R. F. Blackwelder, et J. J. Riley. On the growth of turbulent regions in laminar boundary layers. *J. Fluid. Mech.*, 110(pp. 73-95), 1981.
- [31] M. Gaster. A note on the relation between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability. *J. Fluid. Mech.*, 14(pp. 222-224), 1962.
- [32] P.S. Granville. The calculation of the viscous drag of bodies of revolution. Technical Report Report 849, David Taylor Model Basin., 1953.
- [33] D. E. Halstead, D. C. Wisler, T. H. Okiishi, G. J. Walker, H. P. Hodson, et H-W. Shin. Boundary layer development in axial compressors and turbines. *ASME Papers*, 95 GT-461-464(Part 1-4), 1995.
- [34] Th. Herbert. Secondary instability of boundary layers. *Ann. Rev. Flui. Mech.*, 20(487-526), 1988.
- [35] H. D. Hodson et J. P. Gostelow. Similarities in development between triggered turbulent spots and wake induced turbulent patches. *AIAA Paper*, dans 37th Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno,Nevada(99-0404), 1999.

- [36] J.D. Hughes, G.J. Walker, et J.P. Gostelow. Identification of instability phenomena in periodic transitional flows on turbomachine blades. *ISABE, 14th International Symposium on Air Breathing Engines, Florence, Italy*, paper(99-7056), 1999.
- [37] J. Javelle. *Réponse d'une couche limite turbulente à une pulsation de l'écoulement général. Influence de la fréquence réduite*. PhD thesis, ENSAE, 1982.
- [38] M.W. Johnson. Prediction of turbulent spot growth rates. *ASME*, 99-GT-31, 1999.
- [39] Y. S. Kachanov. Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 26(pp. 411-482), 1994.
- [40] Y. Katz, A. Seifert, et I. Wygnanski. On the evolution of the turbulent spot in a laminar boundary layer with a favourable pressure gradient. *J. Fluid. Mech.*, 221(pp. 1-22), 1990.
- [41] K. Kim et M.E. Crawford. Prediction of transitional heat transfert characteristics of wake-affected boundary layers. *ASME*, 99-GT-45, 1999.
- [42] W. S. King. Low-frequency, large-amplitude fluctuations of the laminar boundary layer. *AIAA Journal*, 4, no 6(994-1001), 1966.
- [43] P.S. Klebanoff, K.D. Tidstrom, et L.M. Sargent. The three-dimensional nature of boundary-layer instability. *J. Fluid Mech.*, Vol. 12, Part 1(pp.1-39), 1962.
- [44] M. Lazareff et J-P. Veuillot. Manuel théorique elsA. Technical Report STB-97020, ONERA, 2002.
- [45] T. Lee et P. Gerontakos. Investigation of flow over an oscillating airfoil. *J. Fluid. Mech.*, 512(pp. 313-341), 2004.
- [46] M.J. Lighthill. The response of laminar skin friction and heat transfert to fluctuations in the stream velocity. *Proceedings Royal Society, Series A*, Vol. 224, No 1(pp. 1-23), 1954.
- [47] P. K. Ma et W. H. Hui. Similarity solutions of the two-dimensional unsteady boundary-layer equations. *J. Fluid. Mech.*, 216(537-559), 1990.
- [48] L. M. Mack. Transition and laminar instability. Technical Report JPL 77-15, Jet Propulsion Laboratory, 1977.
- [49] S. Mallat. *A wavelet tour of signal processing*. Academic Press, 1999.
- [50] C. Maresca, D. Favier, et J. Belleudy. A new LDA system for unsteady aerodynamics of moving wall. *A.S.M.E Fluid Engineering Division Meeting, Toronto pp.303-310*, Juin 1990.
- [51] M. A. Medeiros. The nonlinear evolution of a wavetrain emanating from a point source in a boundary layer. *J. Fluid. Mech.*, 508(pp. 287-317), 2004.
- [52] F. R. Menter, R. B. Langtry, S. R. Likki, Y. B. Suzen, P. G. Huang, et S. Völker. A correlation based transition model using local variables Part 1 - model formulation. *ASME-GT2004*, 53452, 2004.
- [53] F. R. Menter, R. B. Langtry, S. R. Likki, Y. B. Suzen, P. G. Huang, et S. Völker. A correlation based transition model using local variables Part 2 - test cases and industrial applications. *ASME-GT2004*, 53454, 2004.
- [54] R. Michel. Etude de la transition sur les profils d'aile. Etablissement d'un critère de détermination du point de transition et détermination de la traînée d'un profil incompressible. Rapport technique OA no 1/1578, ONERA, 1951.

- [55] P. A. Monkewitz et A. Bunster. The stability of the Stokes layer : visual observations and some theoretical considerations. *In Stability of Time-dependent dans Spatially Varying Flows*, (ed. D.L. Dwoyer and M.Y. Hussaini)(pp. 244-260), 1987.
- [56] J. Morlet et A. Grossman. Decomposition of hardy functions into square integrable wavelets of constant shape. *SIAM J. Math. Anal.*, 15(723-736), 1984.
- [57] R. Narasimha. The laminar turbulent transition zone in the boundary layer. *Prog. Aero. Sci.*, 22(29-80), 1985.
- [58] M. Nishioka et M.V. Morkovin. Boundary layer receptivity to unsteady pressure gradients : experiments and overview. *J. Fluid. Mech.*, 171(pp. 219-261), 1986.
- [59] H. J. Obremski et A. A. Fejer. Transition in oscillating boundary layer flows. *J. Fluid Mech. vol. 29 Part 1 pp.93-110*, 1967.
- [60] H. J. Obremski et M. V. Morkovin. Application of a quasi-steady stability model to periodic boundary-layer flows. *AIAA Journal*, 7(pp. 1298-1301), 1969.
- [61] G. Pailhas, P. Barricau, et R. Houdeville. Etude du profil OA209 en décrochage dynamique. Technical Report DMAE, ONERA, 2004.
- [62] M. Pascazio, J.M. Autric, D. Favier, et C. Maresca. Unsteady boundary-layer measurement on oscillating airfoils : transition and separation phenomena in pitching motion. *AIAA Paper 96-0035, 34th Aerospace Sciences Meeting, Reno Nevada*, 15-18 january 1996.
- [63] M. H. Patel. On laminar boundary layers in oscillatory flow. *Proc. Roy. Soc. Lon.*, 347(99-123), 1975.
- [64] F. Perot, X. Gloerfelt, et C. Bailly. Numerical prediction of the noise radiated by a cylinder. *AIAA, 9th AIAA/CAES Aeroacoustics Conf., Hilton Head, South Carolina, USA(A.P. 2003-3240)*, 2003.
- [65] J. Perraud. Calculs de stabilité linéaire de couches limites compressibles. Description et mode d'emploi du code CASTET. Rapport Technique 124/5118.32, DERAT, 1997.
- [66] E. Reshotko. Boundary layer stability and transition. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 8(311-349), 1976.
- [67] U. Rist et H. Fasel. Direct numerical simulation of controlled transition in a flat plate boundary layer. *J. Fluid. Mech.*, 298(211-248), 1995.
- [68] W. S. Saric. *Low-speed experiments : Requirements for stability measurements.* in *Instability and Transition 1*, Springer, 1990.
- [69] G. B. Schubauer et P. S. Klebanoff. Contribution on the mechanisms of boundary layer transition. Technical Report No 1289, NACA, 1956.
- [70] G. B. Schubauer et H. K. Skramstad. Laminar boundary layer oscillations and transition on a flat plate. Technical Report No 909, NACA, 1946.
- [71] A. Seifert et I. Wygnanski. On turbulent spots in a laminar boundary layer subjected to a self-similar adverse pressure gradient. *J. Fluid. Mech.*, 296(pp. 185-209), 1995.
- [72] A. M. Smith et N. Gamberoni. Transition, pressure gradient and stability theory. Technical Report No ES 26388, Douglas Aircraft company, 1956.
- [73] B. R. Smith. A near wall model for the k-l two equation turbulence model. *AIAA Paper*, 25th Fluid Dynamics Conference, Colorado Springs, Colorado(94-2386), 1994.

-
- [74] P. R. Spalart et S. R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamics flows. *AIAA Paper*, 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada(92-0439), 1992.
- [75] H. B. Squire. On the stability for three-dimensional disturbances of viscous fluid between parallel walls. *Proc. R. Soc. London Ser., A* 142(pp. 621-628), 1933.
- [76] A. Séraudie, J. Perraud, et F. Moens. Transition measurement and analysis on a swept wing in high lift configuration. *Aero. Sci. and Tech.*, 7(pp. 569-576), 2003.
- [77] J.L. Van Ingen. A suggested semi-empirical method for the calculation of the boundary layer transition region. Technical Report Rept UTH-74, Univ. of Technology, Dept. Aero. Eng., 1956.
- [78] C. Von Kerczek et S. H. Davis. Linear stability theory of oscillatory Stokes layers. *J. Fluid Mech. vol. 62 pp.753-773*, 1974.
- [79] G.J. Walker et J.D. Hughes. The occurrence of natural transition phenomena in periodic transition on axial compressor blades. *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition, Sedona*, Proceedings(pp. 359-365), 1999.
- [80] P. Weinert, W. Geissler, M. Raffel, et J. Kompenhans. Experimental and numerical investigations of dynamic stall on a pitching airfoil. *AIAA Journal*, 34(N°5, pp.982-989), 1996.

L'étude présentée dans ce mémoire concerne l'analyse de la transition laminaire-turbulent en écoulement instationnaire en vue de sa prévision dans les codes de calcul Navier-Stokes. La mise au point d'un critère de transition nécessite dans un premier temps de comprendre le phénomène physique, ensuite de le modéliser pour tenter de le prévoir. C'est dans cette optique que se situent les développements réalisés dans cette thèse. En s'inspirant des études disponibles dans la littérature, nous avons mis au point un dispositif expérimental original capable de reproduire le phénomène de transition en présence de gradients de vitesse temporel et spatial avec différents niveaux d'instationnarité. Deux modes de transition bien distincts ont alors été mis en évidence : la transition découlant d'un processus d'instabilité et la transition provoquée par la convection de la turbulence créée en amont. L'analyse fine de ces phénomènes a été réalisée grâce à l'utilisation de la transformée par ondelettes continue. Dans le cas de la transition par instabilités, les résultats obtenus ont été confrontés avec succès à une modélisation quasi-stationnaire d'amplification des ondes. La validation du scénario d'instabilité par ondes de Tollmien-Schlichting a ouvert la voie vers l'adaptation du critère de prévision e^N en instationnaire. Un critère analytique de transition instationnaire a aussi été mis au point et confronté aux résultats expérimentaux en approche couche limite et en approche Navier-Stokes dans le code de calcul elsA. Les performances et les limites de ces différentes stratégies sont finalement discutées.

Mots Clés : Transition, instationnaire, couche limite, stabilité, ondelettes, Navier-Stokes

This thesis deals with the analysis of unsteady boundary layer transition in a view to predicting it in Navier Stokes solver. The development of a transition criteria implies that the physics is previously well understood and modelized. It is this point of view which is adopted in this work. Inspired by pioneering investigations available in literature, we have built an original experimental setup which can reproduce the unsteady transition phenomena in presence of streamwise pressure gradients with different unsteadiness levels. Two modes of transition were highlighted: transition by instability and transition by convection of the turbulence created upstream. The accurate analysis of these phenomena was done thanks to the continuous wavelet transform. In the case of transition by instability, results are compared successfully with a quasi-steady model of wave amplification. The validation of Tollmien-Schlichting wave scenario draw the way to the adaptation of e^N method in an unsteady way. An analytic criterion was also used in a boundary layer code and in the elsA Navier-Stokes solver. The efficiency and limitation of these different strategies are finally discussed.

Key words: Transition, unsteady boundary layer, stability, wavelet transform, Navier-Stokes

