

5^e JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

22, 23, 24 mars 1995 – ROUEN

**ETUDE EXPERIMENTALE DE LA TRANSITION DE COUCHE LIMITE SOUS
GRADIENT DE PRESSION NEGATIF ET A GRAND NOMBRE DE REYNOLDS**

**J. PERRAUD, D. ARNAL, J.P. ARCHAMBAUD
CERT/ONERA/DERAT - B.P. N° 4025 - 31055 TOULOUSE**

**O. PERELMAN
STSN/BA - 8 BLD VICTOR - 75732 PARIS CEDEX 15**

**A. JULIENNE
ONERA/OP - BP N° 72 - 92322 CHATILLON**

Résumé

La prévision du point de transition laminaire-turbulent de la couche limite dans des conditions de gradient de pression négatif et à grand nombre de Reynolds reste incertaine en raison de l'absence de données expérimentales obtenues dans ces conditions, dans un environnement de laboratoire. Suite aux écarts entre expérience et théorie observés lors d'essais en mer, une expérience a été menée au GTH afin de compléter les connaissances dans ces conditions particulières, et d'étendre la validité des modèles disponibles.

Summary

Boundary layer laminar-turbulent transition in presence of strong negative pressure gradients and of large Reynolds number is difficult because of the absence of experimental verifications in such conditions. After discrepancies were observed in large scale experiments at sea, a new experiment has just been completed at GTH to extend our knowledge in these particular conditions and verify the domain of application of existing models.

1/ INTRODUCTION

L'étude de la transition de couche limite sur les avant-corps de sous-marins est importante en raison de la proximité des systèmes d'écoute. En effet, une très forte augmentation du niveau de fluctuations de pression pariétale accompagne le passage de la couche limite du régime laminaire au régime turbulent. Cette augmentation, typiquement 60 dB en soufflerie, peut entraîner d'une part un phénomène de couplage fluide-structure et, d'autre part, un éventuel rayonnement acoustique de la zone de transition, qui limitent les capacités de détection.

L'apparition de la transition dépend de nombreux paramètres : gradients de pression, (i.e. écoulement spatialement accéléré, constant ou ralenti), état de surface (rugosité, macro-déformation), qualité de l'écoulement (taux de turbulence amont), qualités vibratoires de la paroi et acoustique de l'environnement. Une transition 'naturelle' de la couche limite est la conséquence de l'amplification de petites perturbations extérieures à celle-ci, qui transmettent leur énergie aux instabilités de la couche limite. Ce transfert s'effectue loin en amont de la région d'amplification linéaire, par les mécanismes dits de réceptivité de la couche limite.

Du fait de la complexité du phénomène, les techniques de prévision [1] de l'apparition de la transition comportent toutes, jusqu'à maintenant, une part empirique que l'on peut associer au contrôle imparfait des conditions expérimentales et au manque de précision des modèles. Ces critères de transition ont été généralement développés à partir d'essais effectués dans des conditions d'écoulement spatialement constant ou ralenti (favorisant l'apparition de la transition), et à des nombres de Reynolds limités (essais en soufflerie). Un outil plus rigoureux sur le plan théorique est fourni par la résolution des équations de la stabilité linéaire (équations d'Orr-Sommerfeld en bidimensionnel). Le calcul des amplifications des petites perturbations, et des fréquences les plus instables, est dans ce cas rigoureux. La détermination de l'amplification nécessaire avant d'observer des non-linéarités et la transition est par contre basée sur des connaissances empiriques, issues des mêmes types d'essais.

En l'absence de gradient de pression, ou bien dans le cas d'un écoulement ralenti, les taux d'amplification sont suffisamment élevés pour provoquer un accroissement du niveau de fluctuation à la fois caractéristique et facile à détecter. Dans le cas d'un gradient de pression négatif, les taux d'amplifications sont beaucoup plus faibles. L'étalement qui en résulte rend moins perceptible la présence d'instabilités, et d'une manière générale, tend à renforcer les autres mécanismes possibles de transition ("Bypass" dans les publications anglo-saxonnes). Un paramètre très significatif, qui caractérise à la fois les conditions locales et "l'historique" de la couche limite, est la valeur du facteur de forme $H = \delta_1/\theta$ juste avant le point de transition.

Contrairement au cas de la plaque plane ($H = 2,59$), les problèmes de transition sur les dômes sonar de sous-marins font intervenir un écoulement spatialement accéléré (gradient de pression négatif), et des nombres de Reynolds extrêmement élevés. Le facteur de forme théorique de transition est dans ce cas compris entre 2,42 et 2,50. Suite à des campagnes de mesure au réel, des écarts significatifs ont été constatés entre la prévision et l'apparition réelle de la transition, sur plusieurs dômes. Le Bassin d'Essais des Carènes a donc décidé la réalisation d'une première série d'expériences destinées à acquérir une base de données expérimentales sur un problème encore très mal connu, ainsi qu'à valider ou corriger les méthodes de prévision de transition dans les conditions particulières liées aux avant-corps de sous-marins. Ce travail a fait l'objet d'une collaboration entre la DCN, le CERT/ONERA et la Direction de la Physique de l'ONERA.

2/ ETUDE EXPERIMENTALE

2.1/ Le moyen d'essai

Il s'agit de la petite veine du Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) du Bassin d'Essai des Carènes [2]. C'est une veine de section carrée (1,14 x 1,14 m), de 6 mètres de long, dans laquelle la vitesse de l'écoulement peut atteindre 20 m/s. La pression absolue est réglable de

0,02 à 5 bars. Cette veine est équipée de hublots de qualité optique sur ses faces latérales et inférieure. Le niveau de bruit de fond mesuré en paroi de veine est inférieur à 100 dB réf. 1 μ Pa jusqu'à 5 m/s dans la bande 2-8 kHz. Le taux de turbulence mesuré lors de l'essai est d'environ 0,5 %, en présence de la maquette. Par ailleurs, 3 hydrophones B&K 8100 sont montés affleurant à la paroi.

2.2/ Essai préliminaire

Une étude de qualification [3] a été menée en Décembre 91 avec une maquette ogivo-cylindrique utilisée précédemment en soufflerie et au tunnel de traction du CEAT (Toulouse), pour des études similaires sous un gradient de pression positif [4].

Cette maquette était équipée de capteurs de fluctuations de pression pariétale, dont les spectres fréquentiels montraient clairement la présence d'instabilités de couche limite, aux fréquences prévues par la théorie. Une transition "naturelle" de la couche limite a été obtenue entre 3 et 7 m/s lors de cet essai. Cela était confirmé par des enregistrements vidéo de filets de colorant injectés dans la couche limite laminaire, à basse vitesse.

Cette étude préliminaire a donc permis de vérifier la possibilité d'effectuer ce type de mesures au GTH.

2.3/ La maquette

L'objectif est dans ce cas de reproduire les conditions hydrodynamiques rencontrées sur les dômes de sous-marin. Le développement de la couche limite est étudié sur une plaque plane instrumentée, mise en incidence. Le gradient négatif est obtenu à l'aide d'une seconde plaque, dite de forme, qui impose la distribution de pression (fig. 1). Une légère mise en incidence de la plaque dite d'étude permet d'ajuster finement le gradient de pression (fig. 2). Cette figure permet également la comparaison avec la distribution de pression sur une forme classique de dôme de sous-marin. Les courbes permettent de constater la très grande similitude entre leurs évolutions, une fois dépassée la forte accélération observée sur les premiers centimètres de la plaque. Trois valeurs de l'incidence de la plaque plane ont été considérées : 0,63, 0,88 et 1,13 degrés.

La distribution théorique des facteurs de forme avant la transition, en fonction de la vitesse, est tracée sur la figure 3. Un grand soin a été apporté dans la conception et la réalisation de cette maquette. La hauteur de rugosité distribuée est d'environ 1 μ m.

L'instrumentation (fig. 4) se compose de 17 capteurs de fluctuations de pression pariétale, de 3 films chauds pariétaux, de 24 prises de pression statique et 3 prises d'injection de colorants. Les capteurs sont montés le long d'une ligne faisant un angle de 12° par rapport à l'écoulement afin qu'un capteur non suffisamment affleurant ne déclenche une transition brutale sur les capteurs plus en aval. Cet angle a été porté à 15° près du bord d'attaque. Cette instrumentation s'étend axialement sur 2,8 mètres. L'anémométrie laser a été employée de façon intensive pour sonder la couche limite et compléter les informations ponctuelles fournies par les capteurs pariétaux.

2.4/ Résultats des essais

2.4.1/ Mesures de distribution de pression

Les mesures de pression statique sont réalisées avec deux objectifs distincts. Le premier consiste à fournir les données d'entrées des codes de calcul d'évolution de couche limite, première phase avant un calcul de stabilité. Ce premier objectif dicte la densité élevée de prises de pression dans la région du bord d'attaque, qui ne doivent pas par leur présence perturber la qualité de l'écoulement. Ces prises de pression sont en conséquence d'un diamètre de 0,1 mm, plus petites que celles utilisées jusque là au GTH. Un second objectif est la vérification de la bonne prise en compte par les codes de calcul du confinement de l'écoulement dans la veine d'essais. Les comparaisons, figure 5, indiquent la bonne précision des résultats de calculs fournis par le code STAR CD qui résoud les équations de Navier-Stokes en formulation de

volumes finis.

2.4.2/ Mesures de vitesse par anémométrie laser

Le vaste champ spatial possible d'exploration de ce moyen de mesure et surtout la bonne qualité des mesures obtenues font qu'il en a été fait une utilisation intensive et plus large que prévue. Ainsi, on a pu :

- en premier lieu, repérer à l'aide des profils transversaux (direction parallèle au bord d'attaque) de vitesse axiale dans la couche limite, le passage laminaire-turbulent dû à la couche limite turbulente qui se développe sur les parois du tunnel et qui "contamine" en coin la couche limite laminaire de la face d'étude. L'angle entre cette limite et l'écoulement est classiquement compris entre 10° et 15° . On observe très bien ce changement d'état de couche limite sur les extrémités du profil transversal de vitesse axiale présenté en figure 6 et l'angle a ainsi été clairement estimé à 10° , par comparaison avec les observations faites sur des profils transversaux à d'autres abscisses.

- ensuite, visualiser les zones d'écoulement non perturbées. Pour cela, on a procédé à des mesures de profils transversaux et normaux à la paroi de vitesse axiale dans la couche limite. Sur la figure 7, on remarque la perturbation engendrée par un affleurement incorrect d'un capteur de fluctuation de pression, ainsi que la présence d'une très faible intermittence due à un raccord entre le bord d'attaque et la partie plane de la face d'étude. La forte intermittence déclenchée par le capteur P9 ne contamine pas les capteurs en aval car ceux-ci sont décalés vers l'axe de la veine, dans une zone laminaire.

Un traitement différé a également permis de calculer le spectre des fluctuations de vitesse verticale mesurées dans la couche limite, à 8 m/s (figure 8).

2.4.3/ Détection de transition à l'aide de films chauds pariétaux

Les mesures de la contrainte de frottement pariétale sont également extrêmement sélectives, et ne font apparaître que les composantes instables, ou bien turbulentes, de l'écoulement. Ces capteurs sont donc d'excellents détecteurs d'intermittence, dans l'eau comme dans l'air, ce qui est clairement visible sur la figure 9. Ils ne permettent pas ici d'autre conclusion, en raison des difficultés d'étalonnage et de leur sélectivité intrinsèque.

2.4.4/ Mesures de fluctuation de pression pariétale

Les fluctuations de pression pariétale présentent une évolution caractéristique entre les domaines laminaire et turbulent. L'exemple fourni par la figure 10 permet d'identifier un train d'ondes de Tollmien-Schlichting suivi, sur le capteur suivant, par un spot de turbulence. Les analyses spectrales mettent également en évidence cette évolution (fig. 11), malgré l'influence du gradient de pression. Sur cette figure, les spectres sont décalés verticalement de 20 dB à chaque vitesse, pour éviter les recouvrements. Cet exemple, obtenu à l'incidence $0,63^\circ$ permet d'observer les trois régimes. Dans la région laminaire, à 3 et 5 m/s, ces capteurs perçoivent le champ acoustique ambiant, de niveau faible. Ils fonctionnent alors comme des hydrophones. Dans la région instable, dès que l'amplification totale atteint 5 à 10 dB, la variation de pression des ondes d'instabilités est détectée. Les instabilités se manifestent sous la forme de bosses, dont la largeur spectrale indique la bande d'instabilité. Dans la région d'intermittence, l'alternance entre des signaux laminaires et turbulents se traduit par la superposition de deux formes spectrales, la partie turbulente du signal contribuant à "remplir" le spectre de part et d'autre de la bande d'instabilités. Ceci est particulièrement visible à 8 m/s. A la vitesse maximale, la partie basse fréquence d'un spectre de turbulence établie est observée. Les spectres peuvent être mis sous forme sans dimension et suivent les modèles classiques (Corcos).

Le régime d'instabilité est observé aux deux premières incidences, ce qui permet de situer spatialement le domaine instable à environ 1,8 mètre du bord d'attaque à 8 m/s. Les instabilités de couche limite (fréquences vers 120-150 Hz à 8 m/s) observées expérimentalement sont en accord avec les résultats de calcul reposant sur les résolutions successives des équations de couche limite puis de stabilité.

Les interspectres et phases (fig. 12) entre les signaux de deux capteurs consécutifs

permettent de confirmer une cohérence non nulle et d'estimer, dans la bande d'instabilités, des vitesses de convection (les décalages latéraux entre capteurs sont suffisants pour entraîner une décorrélation complète en régime turbulent, mais pas dans le cas d'instabilité de couche limite). Ces estimations conduisent à des vitesses de convection de 0,31 à 0,35 U_E , U_E étant la vitesse locale extérieure, plus faibles que celles attendues sous un gradient de pression nul.

2.4.5/ Position de transition

Ces positions de transition ont été établies d'après le contenu des signaux délivrés par les capteurs de pression. A chaque vitesse, le début de transition est défini par le dernier capteur qui ne présente pas de fluctuations turbulentes. Les résultats sont synthétisés sur le tableau suivant, qui fournit également les nombres de Reynolds basés sur la vitesse à l'infini amont R_{XT_0} et celui basé sur la vitesse locale extérieure R_{XT} . On atteint des nombres de Reynolds de transition extrêmement élevés, qui dépassent $18 \cdot 10^6$ aux deux plus faibles incidences. Pour apprécier ce chiffre, il faut se souvenir qu'une transition sur plaque plane, sans gradient de pression, se produit à R_{XT} de l'ordre de 3 à 4 10^6 dans des souffleries de très bonne qualité.

Tableau 1 : Abscisses (m) et nombres de Reynolds de transition (en millions)

Incidence	0,63°			0,88°			1,13°			
	U_0	X_t	R_{XT_0}	R_{XT}	X_t	R_{XT_0}	R_{XT}	X_t	R_{XT_0}	R_{XT}
4		2,25	7,9	10,9	> 2,8	> 9,9	?	2,25	7,9	10,7
6		2,01	10,7	14,7	2,01	10,7	14,5	1,88	9,9	13,1
8		1,88	13,3	18,3	1,88	13,3	18,1	1,39	9,8	12,2

A U_0 fixé, le Reynolds de transition augmente entre 0,63 et 0,88° d'incidence, ce qui est tout à fait logique. La tendance s'inverse ensuite entre 0,88 et 1,13° : la transition est alors déclenchée par des imperfections de surface, ainsi que l'ont démontré des sondages laser.

3/ COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE

Les distributions de pression statique mesurées ont servi de données pour un calcul d'évolution de couche limite laminaire, par résolution des équations locales utilisant une technique de volumes finis. Les profils de vitesse obtenus, et les grandeurs intégrales, ont ensuite permis deux calculs de stabilité. Supposant des perturbations de la forme

$$u(x,t) = r(y) e^{\sigma x} e^{i(\alpha x - \omega t)}$$

ces calculs fournissent l'amplification $I(f) = \int_{x_0}^x \sigma dx$ d'une perturbation de fréquence f . On

peut démontrer

$$I(f) \approx \ln(A/A_0)$$

où A est l'amplitude de la perturbation au point courant et A_0 son amplitude initiale. Le facteur n désigne ensuite l'enveloppe, en chaque point, des fonctions $I(f)$

$$n = \max_f I(f)$$

La méthode dite du e^n établit une corrélation entre la transition et l'amplification maximale que peuvent subir les perturbations initiales jusqu'à l'apparition de la transition. Dans de bonnes

souffleries, la valeur de n est souvent située entre 8 et 10.

Un premier calcul, complet, repose sur une méthode spectrale utilisant les polynômes de Chebichev. Ce calcul demande l'initialisation correcte de la solution à la première station de calcul, ce qui demande une certaine expérience. Le second, approché, s'appuie sur une représentation analytique des propriétés de stabilité, préalablement déterminées par des calculs exacts, pour les profils auto-semblables de Falkner-Skan. Cette seconde méthode, dite des paraboles, est beaucoup plus rapide et simple d'utilisation, le problème d'initialisation du calcul étant éliminé.

Des exemples de résultats obtenus par ces deux méthodes sont présentés sur la figure 13. Le calcul complet est particulièrement sensible aux irrégularités de la distribution de pression expérimentale, alors que le calcul approché, qui utilise pour paramètre de similitude le facteur de forme H , s'avère être nettement moins sensible à ces irrégularités.

Les calculs ont été effectués en supposant une viscosité indépendante de la température, égale à 10^{-6} . L'écart d'environ 10 % entre les fréquences mesurées et celles fournies par la théorie est donc, dans ces conditions, excellent. La figure 14 fournit la comparaison des amplifications relatives sur trois capteurs successifs. Un bon accord est observé entre les deux premiers capteurs, alors que l'amplification théorique est supérieure à celle mesurée à la troisième position. Compte tenu des effets de saturation, attendus lorsque l'amplification totale dépasse environ 30 dB, cet écart est tout à fait acceptable.

L'abscisse de début de transition expérimentale s'accorde avec un facteur n d'environ 8 à 9, ce qui est compatible avec un taux de turbulence de 10^{-3} . Le spectre de la turbulence amont décroissant rapidement en fonction de la fréquence, ce taux de turbulence effectif n'est pas surprenant. Un accord raisonnablement bon (10 %) est observé entre les résultats expérimentaux et ceux fournis par la méthode dite des paraboles.

4/ CONCLUSION

L'effet stabilisateur du gradient de pression négatif est important pour ce qui concerne l'amplification des instabilités ; sur ce point, l'accord entre la théorie et les mesures est excellent. On peut remarquer que l'on a observé des nombres de Reynolds de début de transition d'environ $18 \cdot 10^6$, valeur parmi les plus élevées connues en l'absence de manipulation de couche limite. Pour comparaison, un nombre de Reynolds de transition identique a été obtenu par Lauchle [5] en gradient de pression négatif, sur une maquette équipée d'un chauffage pariétal de 26 kW de puissance, avec une surchauffe moyenne de 15°C .

Dans les conditions particulières considérées ici, les résultats indiquent une sensibilité aux rugosités nettement plus importante que supposé jusqu'alors. En effet, le raccord entre le bord d'attaque et la plaque d'étude présente un saut d'environ $35 \mu\text{m}$. Les critères disponibles, définis dans des conditions de gradient et de nombre de Reynolds encore une fois très différentes, fournissent des hauteurs critiques à peu près doubles de cette valeur.

Les résultats obtenus permettent de corriger certaines hypothèses utilisées pour la conception des dômes sonar. Par exemple, un gradient de pression trop intense paraît ne pas être optimum, car il tend à ralentir l'épaississement de la couche limite et à augmenter la sensibilité de celle-ci aux rugosités de la paroi. Les critères servant à définir les hauteurs admissibles de ces rugosités demandent des corrections dans le cas d'un gradient favorable, et des compléments expérimentaux seront peut-être nécessaires. Une étape ultérieure pourrait également permettre de tester l'influence de différents paramètres (macro-déformations, rugosité, etc.), d'étudier des techniques de contrôle passif ou actif.

Références bibliographiques

- [1] D. Arnal, 1984, "Description and prediction of transition in two dimensional incompressible flow", AGARD Report n° 709
- [2] M. Visconti, 1988, "Le grand tunnel Hydrodynamique (GTH) du Centre de Val de Reuil", Revue Alsthom n°12, pp 55-66
- [3] O. Perelman, J. Perraud, P. Ritemard, 1991, "Etude de la transition de couche limite sur une maquette de révolution au Grand Tunnel Hydrodynamique du Val de Reuil. Fluctuation de pression pariétale et visualisations d'écoulement" - 12° Colloque d'Aéroacoustique et d'Hydroacoustique, Châtillon, Avril 1991
- [4] J. Perraud, 1989, "Studies of laminar-turbulent transition in air and in water. Wall pressure fluctuations and acoustic emission from the turbulent intermittency" ASME 1989 Winter Annual Meeting, ONERA TP 1989-214
- [5] G.C. Lauchle, 1986, "Boundary layer transition control" AGARD Consulting Mission

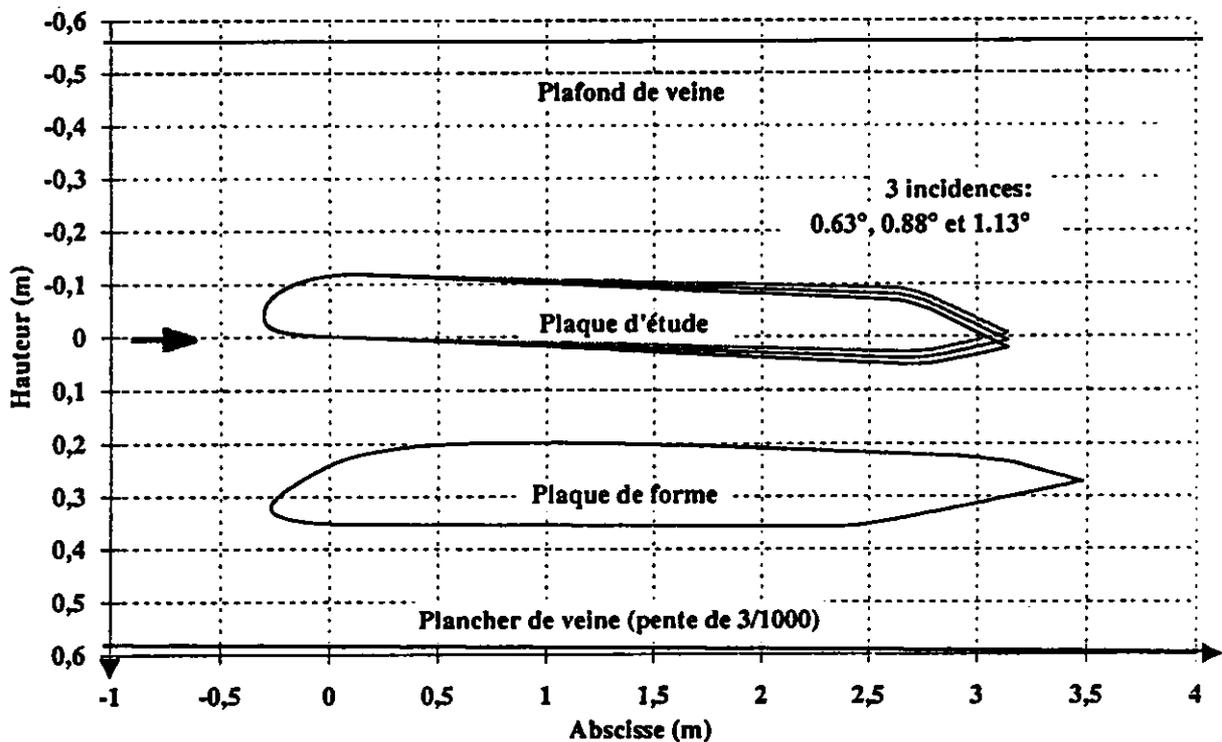


Figure 1 : schéma de l'expérience, positionnement des maquettes en veine

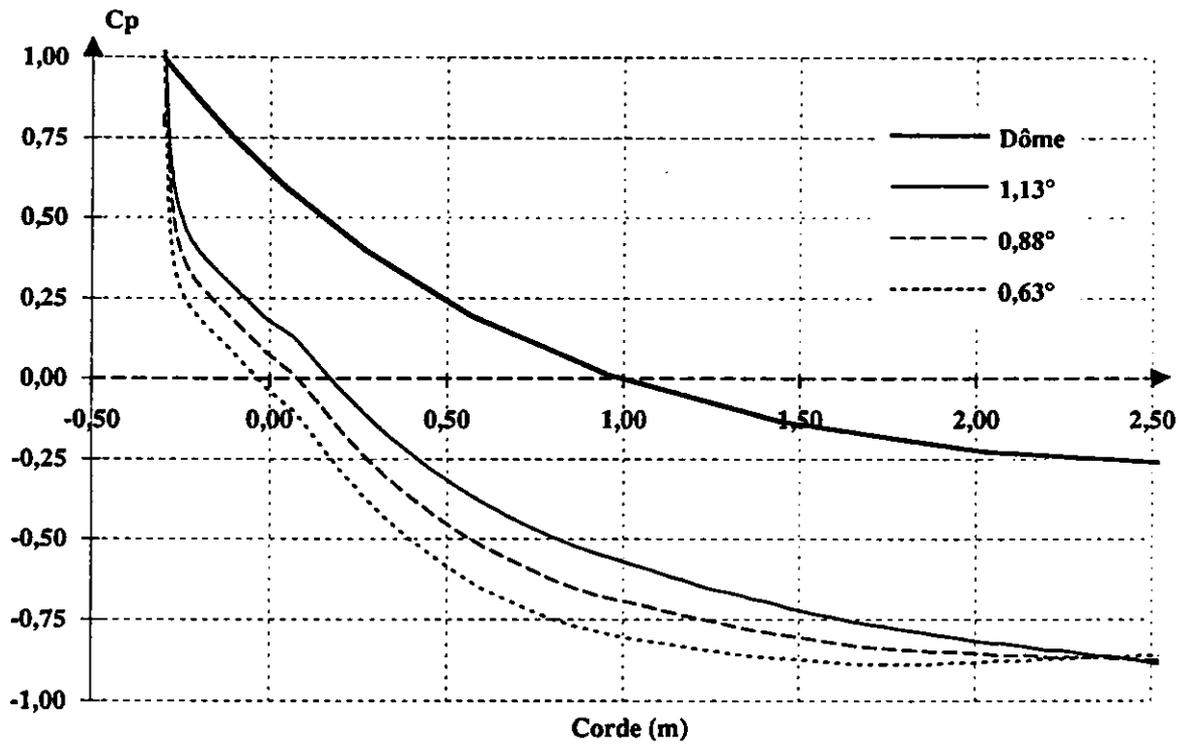


Figure 2 : comparaison entre les coefficients théoriques de pression statique sur dôme et sur la maquette

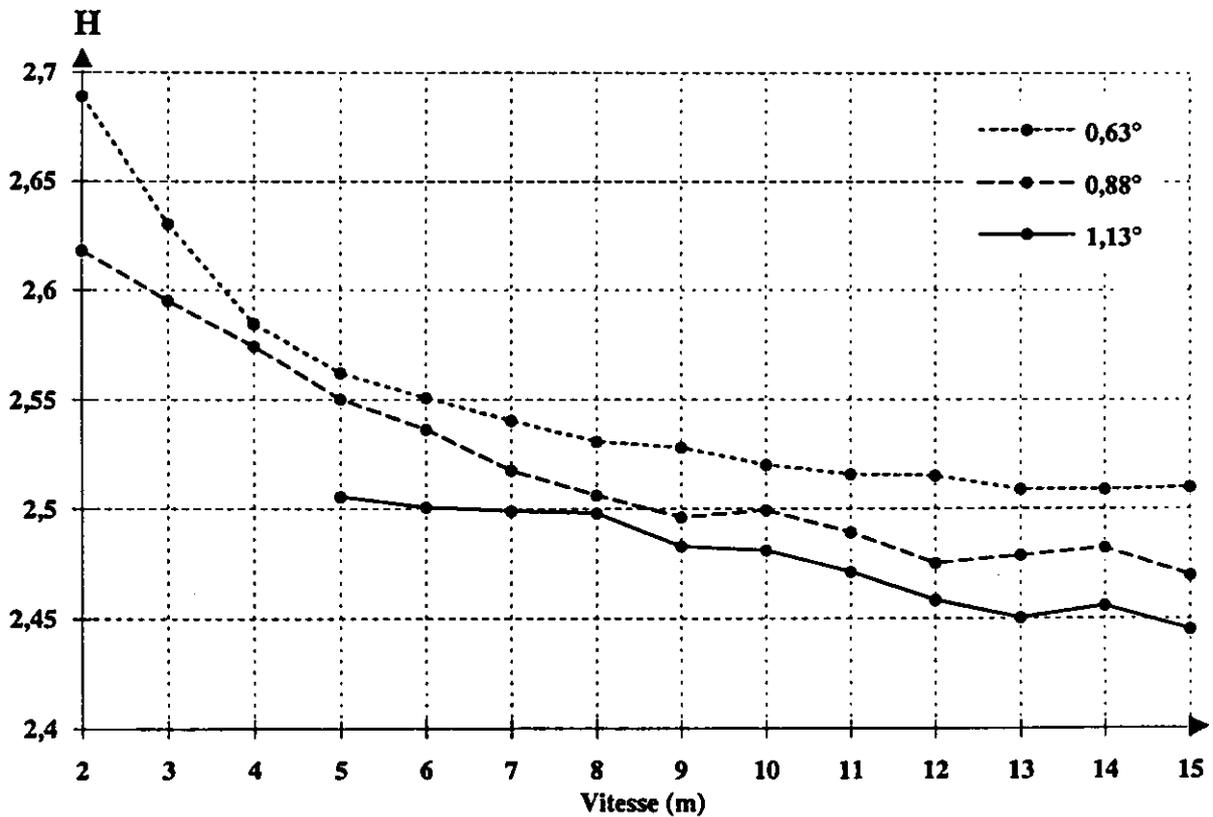


Figure 3 : évolution du facteur de forme, avant la transition, en fonction de la vitesse amont

- Prise de pression statique
- Capteur de fluctuations de pression pariéteale PONS HZ200
- Film chaud pariétal TSI
- × Injection de colorant
- ▨ Zone turbulente due à la contamination de la couche limite des parois latérales

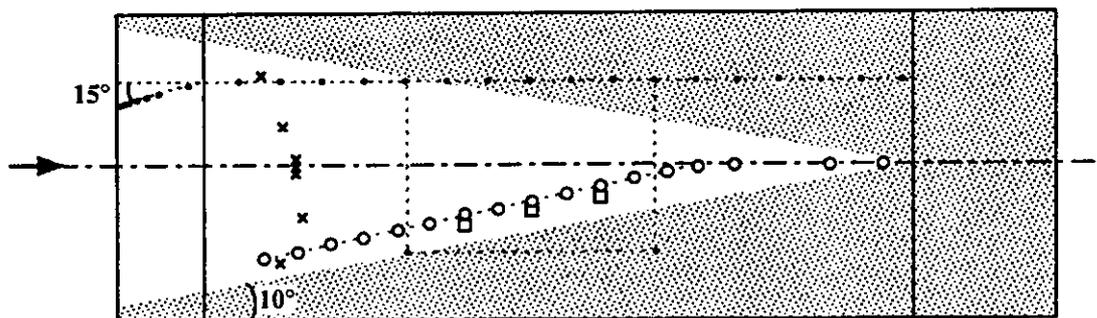


Figure 4 : instrumentation pariétale de la face de mesure de la plaque d'étude

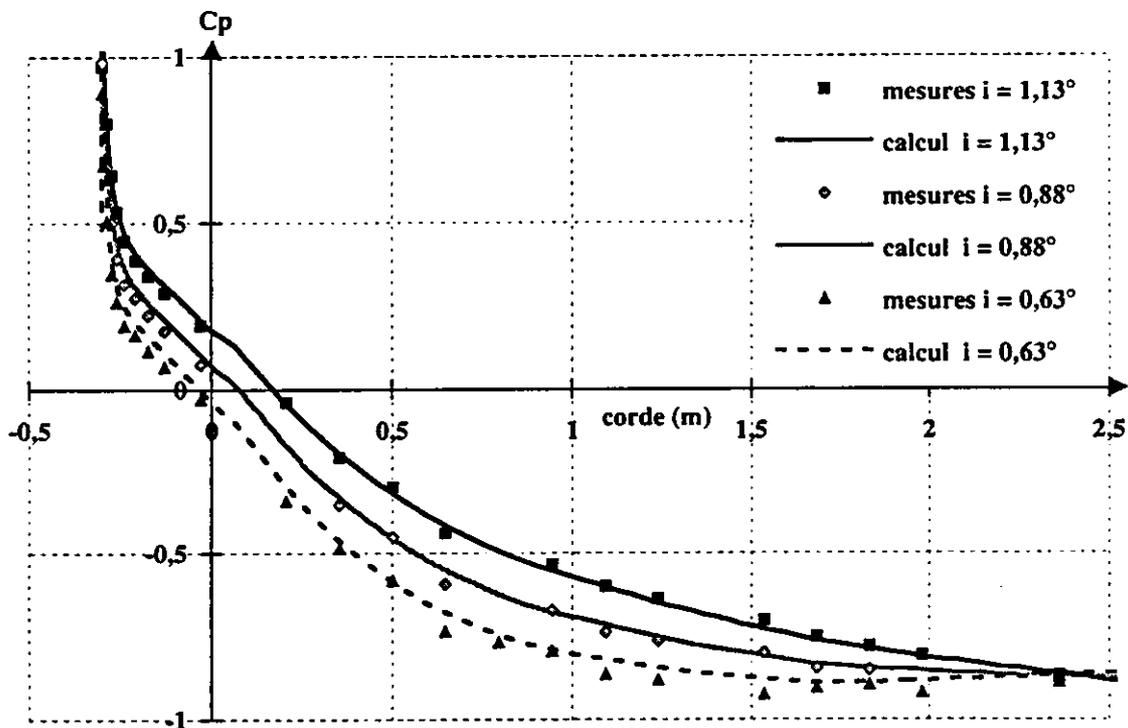


Figure 5 : comparaison des coefficients de pression statique des calculs STAR CD et des mesures pour les 3 incidences

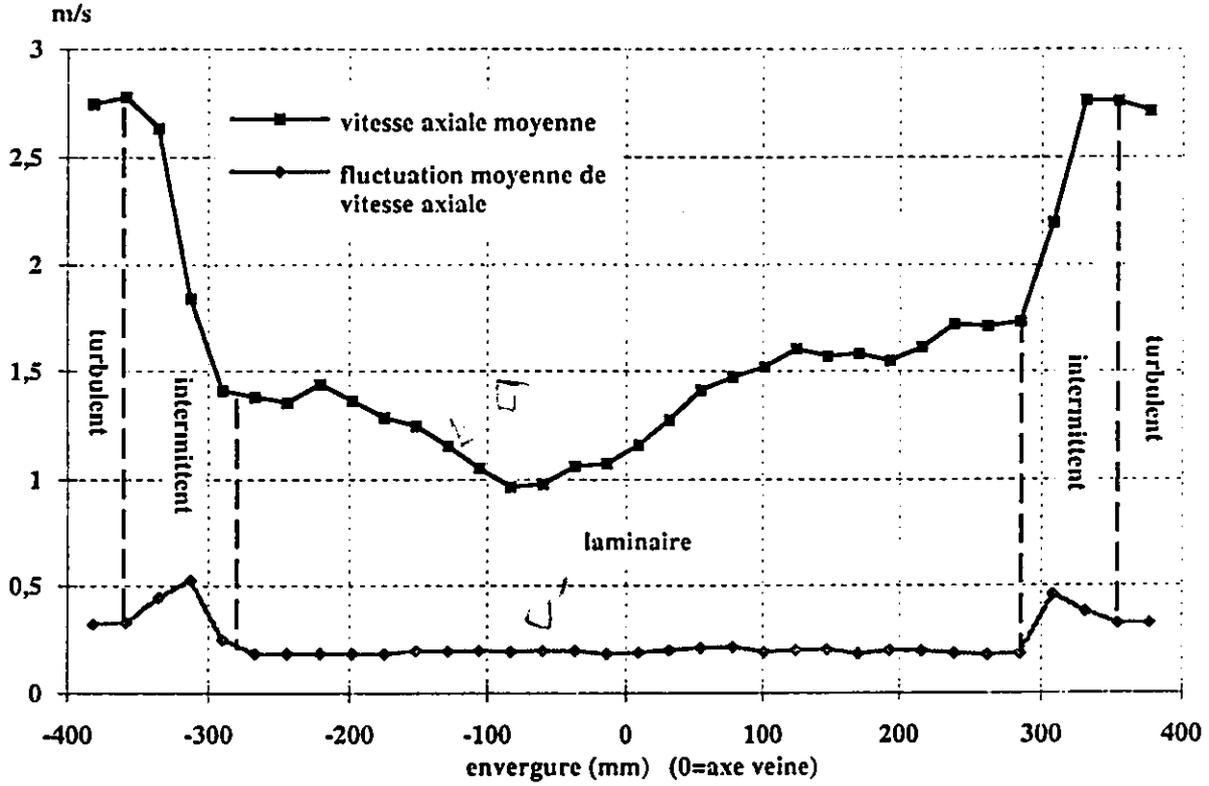


Figure 6 : profil transversal de vitesse axiale en $x=1,8$ m, à 0,3 mm de la paroi, à $U_e=3,9$ m/s et à $i=1,13^\circ$

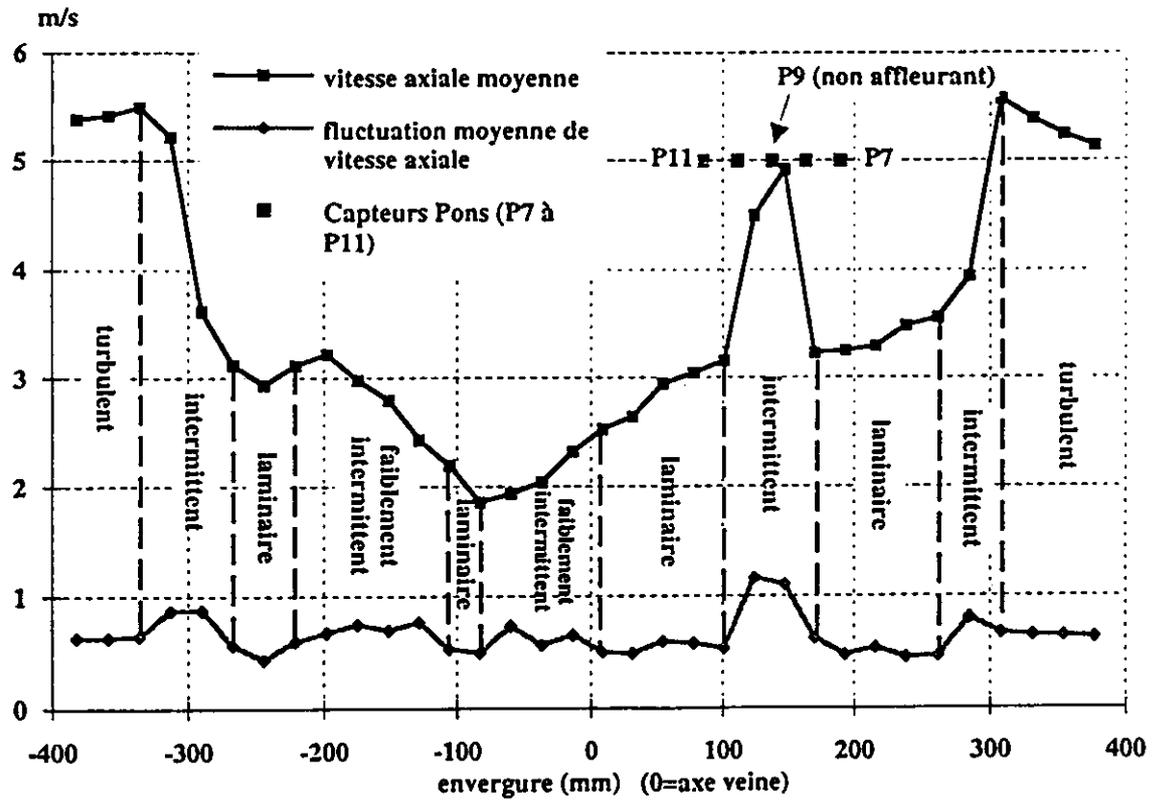


Figure 7 : profil transversal de vitesse axiale en $x=1,8$ m, à 0,3 mm de la paroi, à $U_e = 8$ m/s et à $i=1,13^\circ$

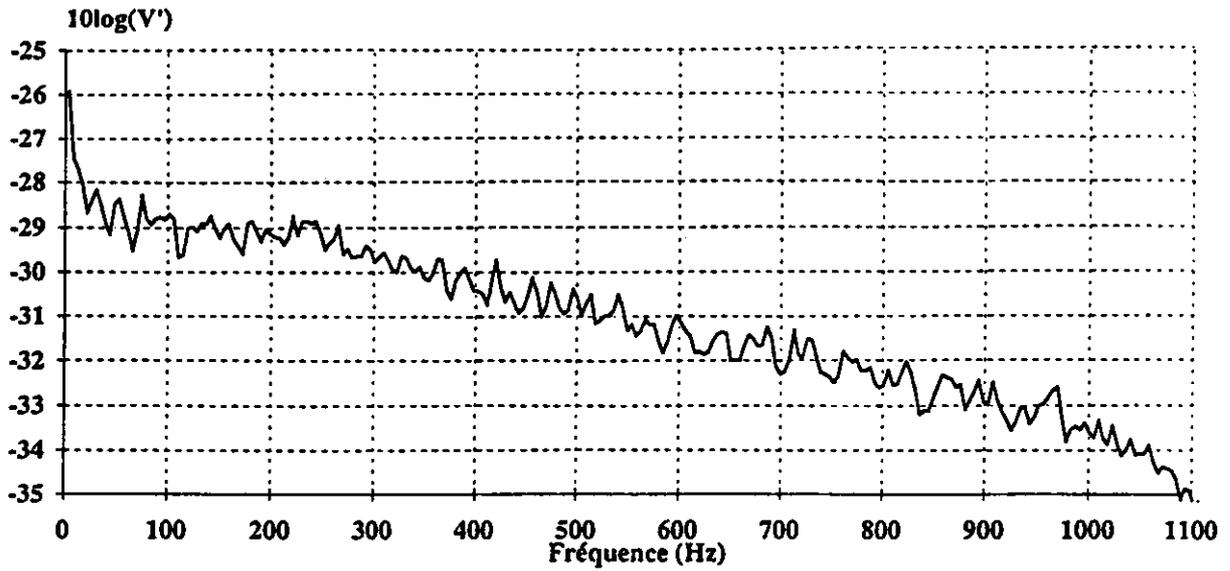


Figure 8 : Spectre de vitesse verticale, à 8 m/s, en amont des maquettes

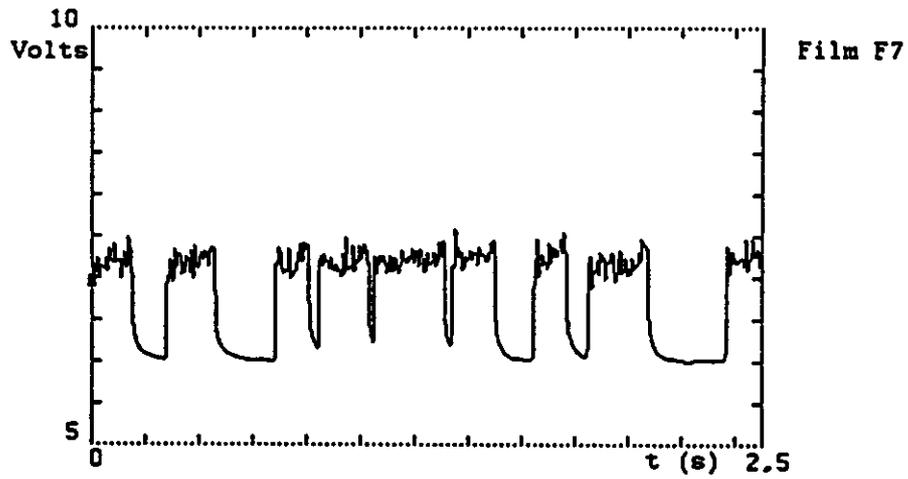


Figure 9 : Signaux caractéristiques délivrés par les films chauds pariétaux (6 m/s, $l = 1,13^\circ$)

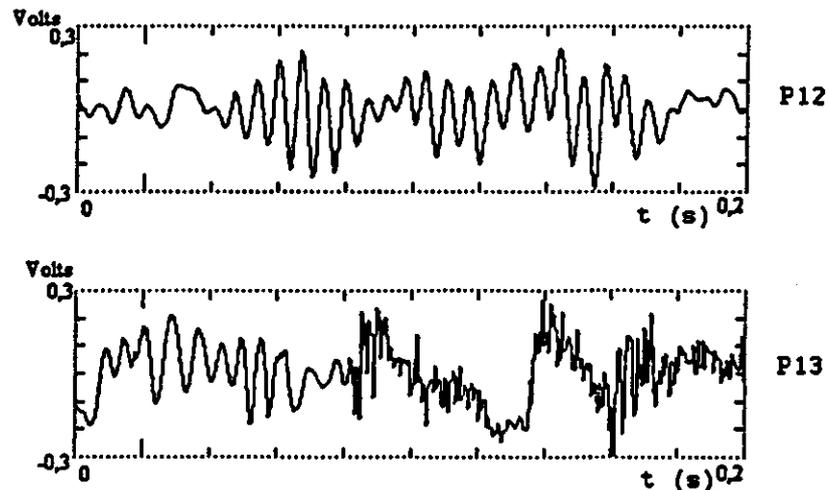
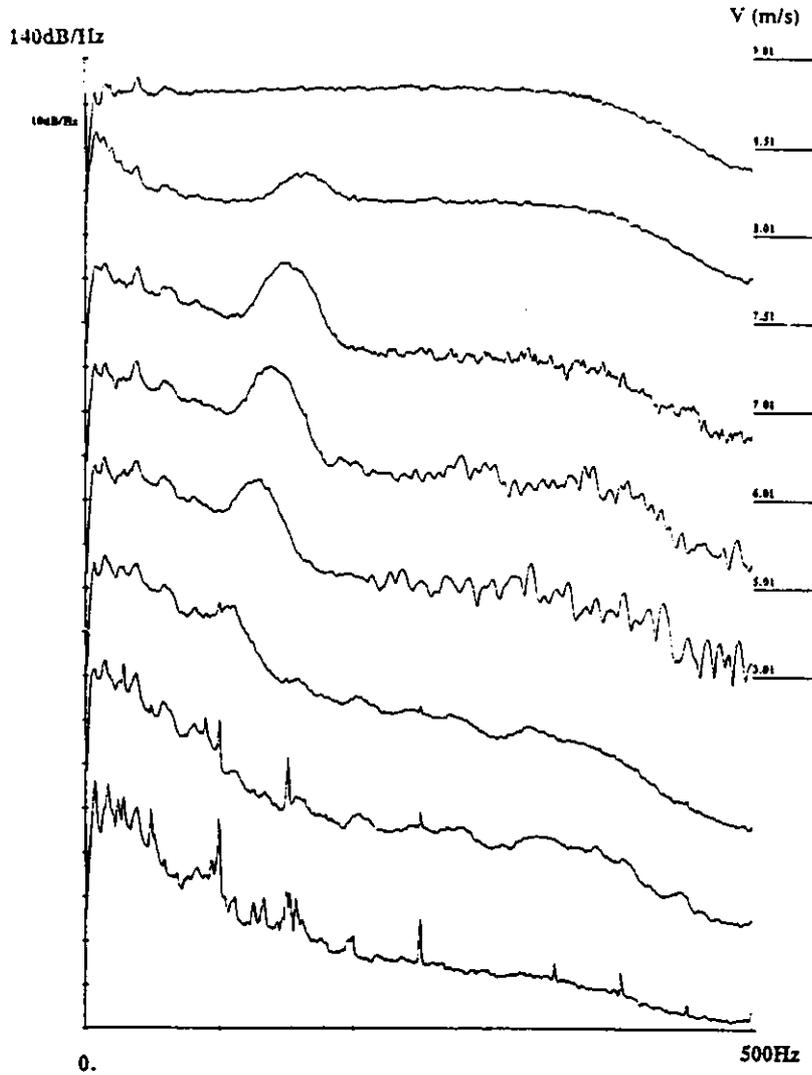


Figure 10 : Signaux caractéristiques des fluctuations de pression dans la région de transition naturelle (8 m/s, $l = 0,63^\circ$)



* Figure 11) Spectres de pression pariétale dans la bande de 500 Hz
($x = 1,88 \text{ m}$, $i = 0,63^\circ$)

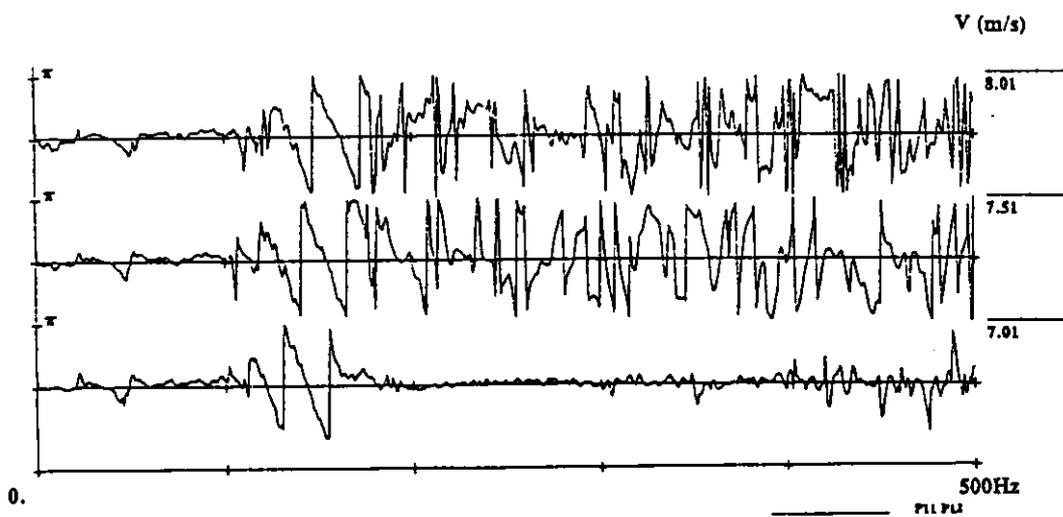


Figure 12) Phases entre deux capteurs pariétaux dans la région d'instabilité
($i = 0,63^\circ$)

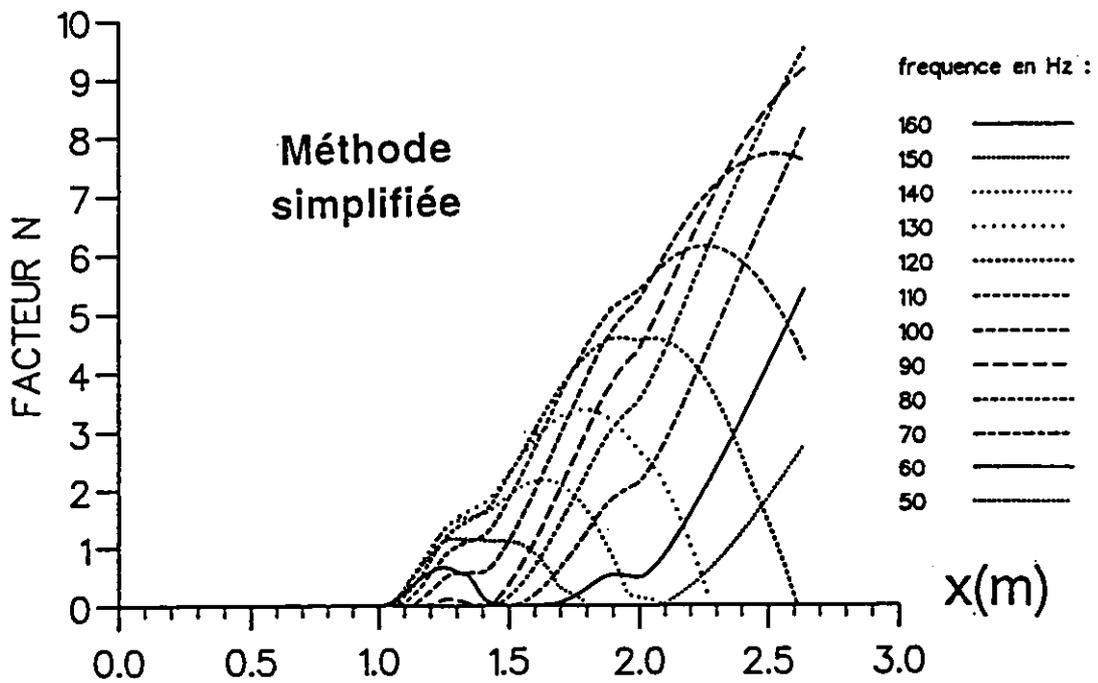
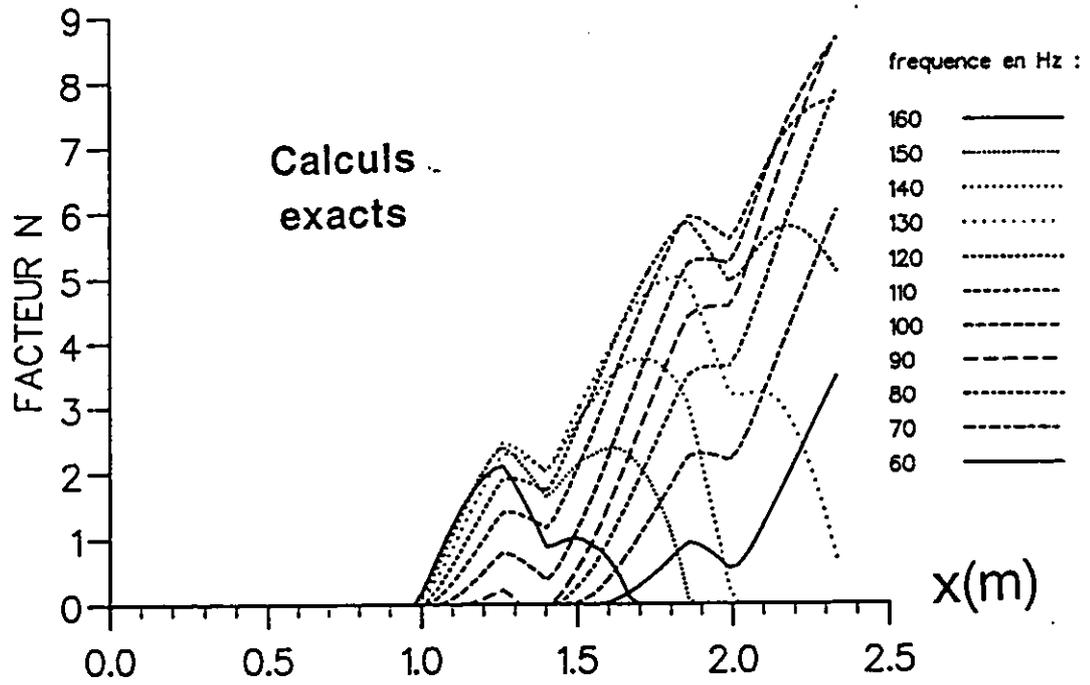


Figure 13 : Courbes d'amplifications calculées (6 m/s, $i = 0,88^\circ$)

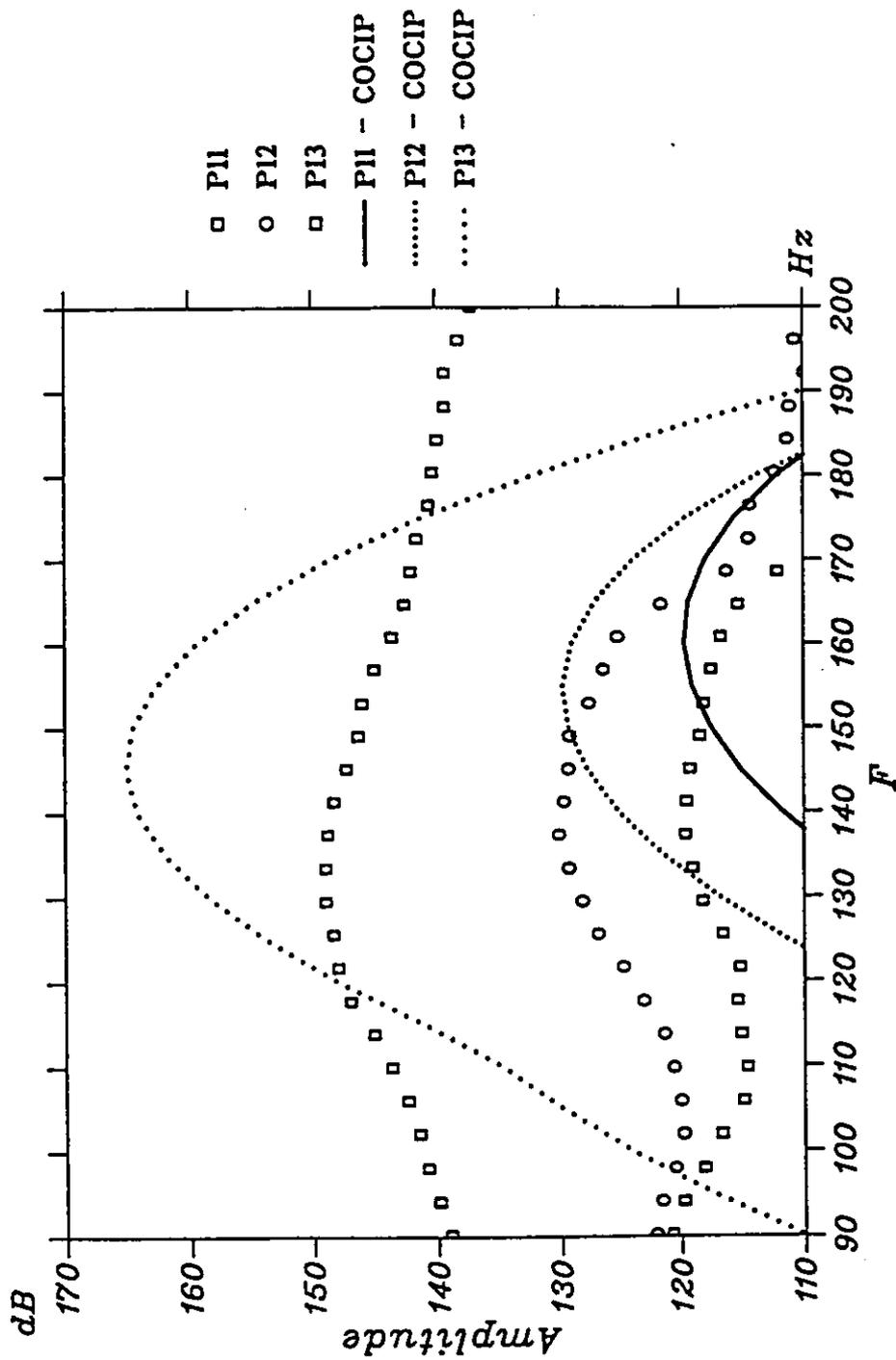


Figure 14 : Comparaison des spectres mesurés et des spectres d'amplification théorique (7,5 m/s, $i = 0,63^\circ$)