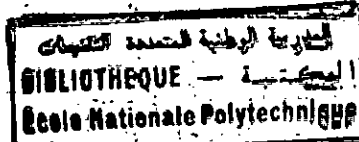


ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département de Génie Mécanique



THESE DE MAGISTER

Présentée par: Mohamed BOUDJEMAA

Ingénieur d'Etat Diplômé de l'E.N.P.

**ETUDE EXPERIMENTALE FONDAMENTALE
DU CONTROLE PASSIF DE LA COUCHE LIMITE**

Soutenue le 14 Juillet 1992 devant le jury composé de:

MM. S.	RECHAK	Professeur E.N.P	Président
A.	GAHMOUSSE	Professeur E.N.P	Rapporteur
S.	LARBI	Docteur es sciences E.N.P	Examinateur
M.	BOUKAABACHE	Docteur es sciences E.N.P	Examinateur
B.	BENKOUSSAS	Chargé de cours E.N.P	Examinateur

إهداء:

- إلى أبي التي ضجعت بزهرة شبابها مني

أجل تربيتنا ورعايتنا.

- إلى روح أبي الذي لم يمكنه القدر أن

يتنعم بالعيش إلى جوار أبنائه.

- إلى المعذبي في الأرض الذين باعوا أنفسهم

حتى تكون كلمة الله هي العليا وكلمة الذين

كفروا السفلى.

تشكر:

فريد أن نوجه تشكراتنا إلى أستاذنا الفاضل:

عبد الرحمن قحوم، على متابعته لعملنا

وتوجيهاته الدقيقة والرشيده لإتمام هذا العمل

ولا ننسى في هذه العاجلة، أن نشكر أسرة دة

الميكانيك على الجو الأخوي الذي يسودها وخاء

عمال ورشتها على مساعدتهم ودعمهم الدائم

TABLE DES MATIERES

SOMMAIRE.....1.

CHAPITRE I : INTRODUCTION.....2

CHAPITRE II : LIMITES DE FONCTIONNEMENT
 REGIMES INSTATIONNAIRE DES COMPRESSEURS.....4

II -1- Principales anomalies de fonctionnement.....4

II -2- Limitations principales.....4

II -2-1- Décrochage tournant.....4

-a- description du phénomène.....4

-b- propagation des zones décollées.....9

-c- grand décrochage tournant.....9

-d- cycle d'hystérésis.....12

-e- modèles et méthodes de
 décrochage tournant.....14

-f- calcul du débit limite du
 décrochage tournant.....22

-g- configuration d'écoulements
 discontinus- critère de stabilité.....25

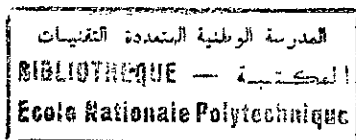
II -2-2- Pompage des compresseurs

-1- définition.....30

-2- marge du pompage.....30

-3- Modélisation d'étude de Bidard.....31

CHAPITRE III : PRINCIPAUX MODELES D'ECOULEMENTS
DANS LES TURBOMACHINES.



DESCRIPTION.....39

-1- EQUATIONS FONDAMENTALES DES
ECOULEMENTS TRIDIMENSIONNELS.....41

-2- CALCUL DE L'ECOULEMENT
TRIDIMENSIONNEL PAR LA METHODE
S1 - S2.....45

CHAPITRE IV : PRINCIPES FONDAMENTALES DU CONTROLE
PASSIF DE LA COUCHE LIMITE

-1- DECROCHAGE DE LA COUCHE LIMITE
SUR UNE AILE.....61

-2- PRICIPE DU CONTROLE DE LA COUCHE
LIMITE.....61

-3- FACTEURS D'INFLUENCE DE L'INTERACTION
ONDE DE CHOC- COUCHE LIMITE.....62

-4- PRINCIPE DU CONTROLE PASSIF.....65

-5- EXPERIENCES FONDAMENTALES SUR LE
CONTROLE PASSIF DE L'INTERACTION
ONDE DE CHOC- COUCHE LIMITE.....69

CHAPITRE V : ETUDE EXPERIMENTALE.....82

CONCLUSION.....89

BIBLIOGRAPHIE.....90

CHAPITRE I

INTRODUCTION

SOMMAIRE:

Nous voulons établir dans ce travail une approche des différents modèles et corrélations de décrochage des écoulements.

Ensuite, nous essayerons de présenter tous les modèles et données théoriques pour le calcul d'un écoulement dans une machine axiale.

Ceci est établi afin de faciliter dans un travail futur l'obtention d'un modèle de calcul tenant compte des problèmes d'écoulement dans les machines axiales et des dernières données des écoulements

Les problèmes des écoulements instationnaires à savoir le décrochage tournant et le pompage, ont imposé une recherche fondamentale dans le sens d'une récupération d'énergie, et dans le but d'une augmentation des performances d'une machine .

Pour cela plusieurs méthodes de contrôle de la couche limite ont été suggérées et en particulier le contrôle passif et le contrôle actif de la couche limite.

Dans ce travail, nous donnerons également une expérimentation sur le contrôle passif de la couche limite d'une aile isolé.

L'ensemble des travaux expérimentaux présentés dans ce mémoire ont été accomplies au laboratoire énergétique du département de mécanique de l'école nationale polytechnique.

Le but de ce travail expérimentale est de donner une appréciation fondamentale du contrôle passif de la couche limite, en subsonique, par analogie de ce qui se fait actuellement par d'autre chercheurs, pour le contrôle de l'interaction onde de choc- couche limite en écoulement transonique.

L'expérimentation de ce modèle de contrôle de la couche limite est établi dans le but d'augmenter la plage de fonctionnement d'une machine.

Les modèles théoriques développés dans ce travail, sont donnés dans le but de montrer leurs caractères limitatifs, se basant sur des hypothèses simplificatrices.

INTRODUCTION:

Des turbomachines de tous types sont largement utilisées de longues dates dans pratiquement tous les secteurs de l'industrie et des transports.

En raison des quantités d'énergie souvent très importantes, introduites et transformées dans les machines, l'amélioration de ces performances constitue une nécessité économique de premier plan.

Il est temps de lancer en Algérie des études dans ce sens, de telle sorte à suivre ce qui se fait autre part.

Il est frappant de constater, combien, en ce domaine l'exécution des recherches n'est pas le fait des seuls constructeur, mais concerne également un certains nombre de chercheurs universitaires.

En se limitant au domaine de l'aérodynamique, on peut citer brièvement l'exemple de l'écoulement autour d'un aubage de compresseur ou de turbine ; cet écoulement sous l'influence des perturbations dues a la présence des autre aubages et des parois constituant l'enveloppe et le moyeu, est instationnaire, en raison des mouvements relatif des roues adjacentes.

Les phénomènes visqueux, de caractère tridimensionnel, en raison de la forme souvent très particulière des parois, ne sont évidemment pas absents, des décollements interviennent suivant la charge qui est imposées aux aubages et le régime de fonctionnement de la machine.

On doit dans ces conditions apprécier les résultats obtenues par les constructeurs parvenues à une certaine maîtrise de la complexité des phénomènes aérodynamiques, en s'appuyant pour une large part sur des connaissances empiriques .

Cette particularité de l'écoulement pose un sérieux problème aux chercheurs, en raison de la difficulté de définir, comme il est

classique de le faire, des modèles d'écoulement permettant d'étudier spécifiquement un phénomène hors de l'influence des autres.

Si cette façon de procéder paraît nécessaire dans le cadre d'une démarche spécifique, il est toutefois permis de se demander jusqu'à quel point la reproduction et l'étude en laboratoire d'un caractère particulier de l'écoulement, isolé d'un certain nombre de perturbations, éventuellement non négligeable, auquel il est soumis dans une machine réelle, peut constituer un modèle représentatif.

Les plus importantes perturbations des compresseurs axiaux, observés à travers ces aubages, sont les ondes de choc occupant une portion non négligeable de l'espace inter-aube, qui en comprimant brutalement l'écoulement, contribue à la formation du décollement, souvent imprévu, ce qui explique des performances toujours inférieures à celles qui étaient prévues.

Dans la réalité, ces interactions entre onde de choc et couche limite ont lieu en présence d'un écoulement tri-dimensionnel et instationnaire, caractère dont l'influence sur l'interaction est très peu connue.

CHAPITRE II

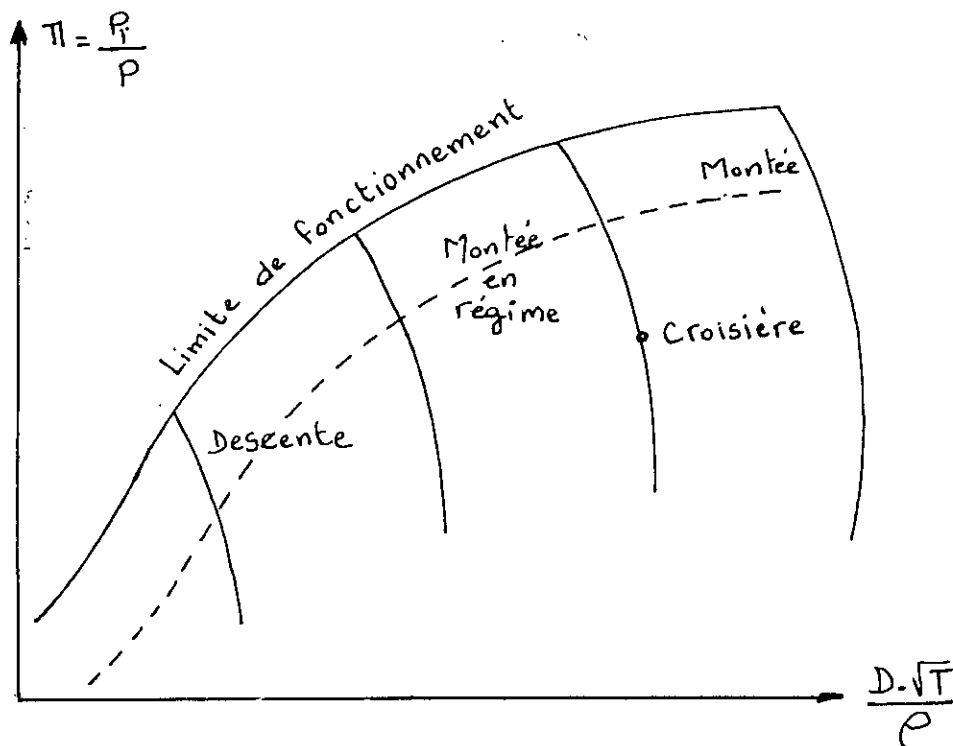
**LIMITE DE
FONCTIONNEMENT
DES COMPRESSEURS**

CHAPITRE II

Limite de fonctionnement -Rgimes instationnaires des compresseurs

1- Principales anomalies de fonctionnement (1)

Le compresseur est défini et calculé pour un point de fonctionnement, en fait il doit opérer dans une large plage de débit et de rapport de pression, suivant les conditions extérieures et les utilisations requises.



Plage de fonctionnement d'un avion.

2- Limitations Principales

2.1- Décrochage tournant

a- Description du phénomène

Le décrochage tournant peut apparaître dans les compresseurs pour

des débits inférieurs à une valeur critique, appelée valeur limite de décrochage (voir figure 1), dépendante de la géométrie de l'aubage et qui se maintient dans des configurations très variées jusqu'au décrochage global du compresseur.

Le développement des turbomachines repose d'une part sur des problèmes de mécanique des fluides et donc de performances en taux de compression et rendements élevés, d'autre part sur des problèmes de technologie relatifs à des encombrements et poids minima, tout en conservant une grande robustesse.

Ces problèmes sont étroitement liés entre eux, un grand nombre d'écoulements instationnaires peuvent contribuer dangereusement à accroître l'état vibratoire de la machine et même conduire à des ruptures d'aubages, il en est ainsi, particulièrement du décrochage tournant qui apparaît brutalement dans les compresseurs pour des débits inférieurs à une valeur critique .

Ce régime est caractérisé par une ou plusieurs zones à débit réduit animées d'un mouvement de rotation de même sens que celui du rotor, mais de vitesse angulaire inférieure.

Ces zones de décollement excitent les pôles fixes et mobiles avec des fréquences généralement très faibles, mais qui se trouvent voisines de celles correspondant au premier mode des vibrations de flexion des pales des roues mobiles.

Le caractère particulièrement dangereux a conduit les constructeurs à adopter un certain nombre de palliatifs tels les entretoises limitant le débattement latérale des aubes.

Il s'avère donc utile et important de prévoir au stade de l'avant projet, la possibilité d'apparition ou non du phénomène de décollement tournant, les régimes de fonctionnement éventuellement affectés par ce phénomène, le nombre de zones décollées et leurs vitesses de rotation.

Ce phénomène est lié à la conjonction de plusieurs éléments (voir figure -2-)

-Blocage des canaux d a l'épaississement des couches limites,

épaississement d aux fortes incidences.

-Instabilité de la couche limite, une faible variation de l'incidence engendre une forte variation des couches limites.

-Faible remplissage des espaces hors grilles.

-Présence des ondes inertielles au sein des écoulements hors grilles

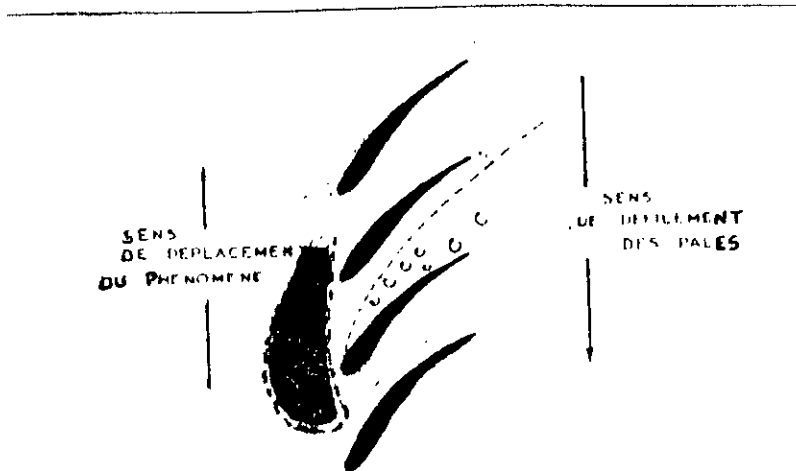


Figure -1- Représentation schématique du phénomène de décollement tournant

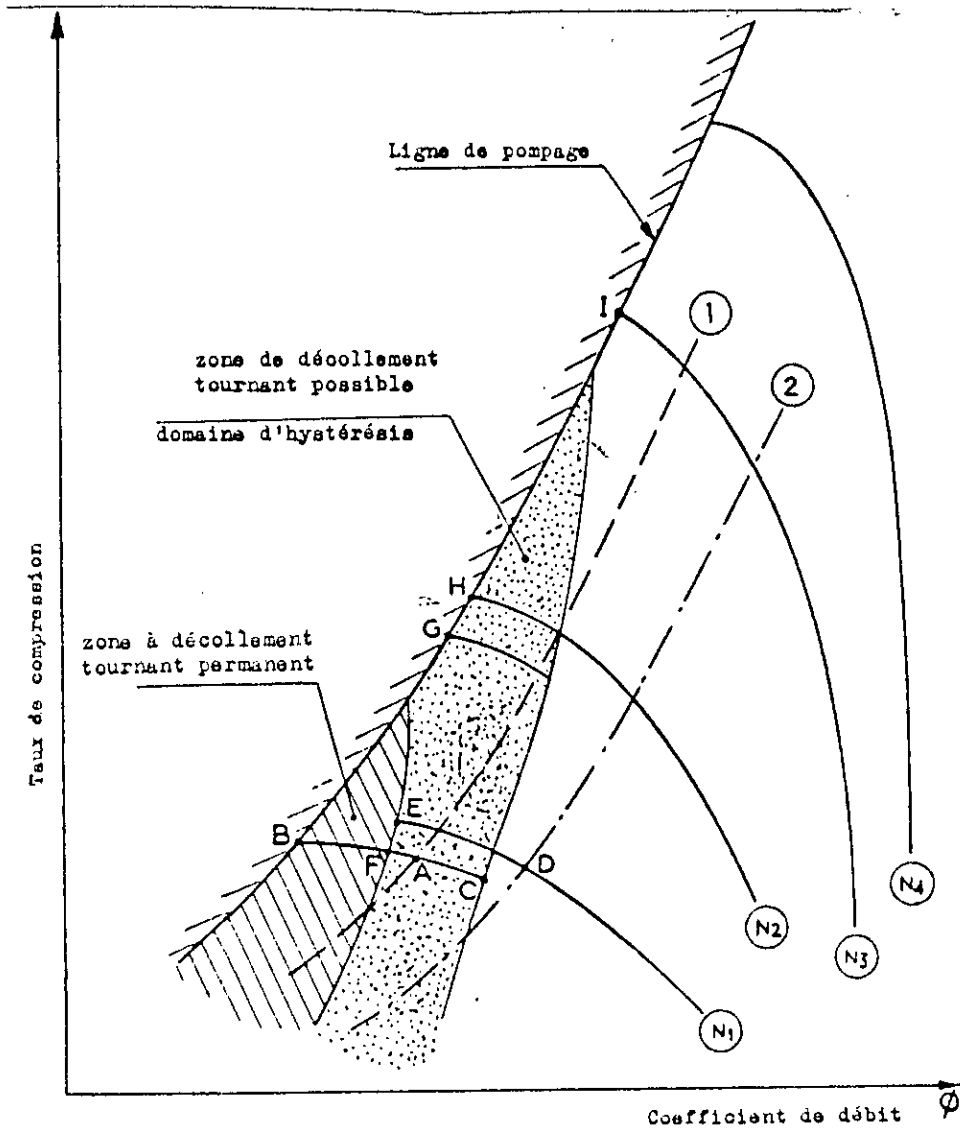
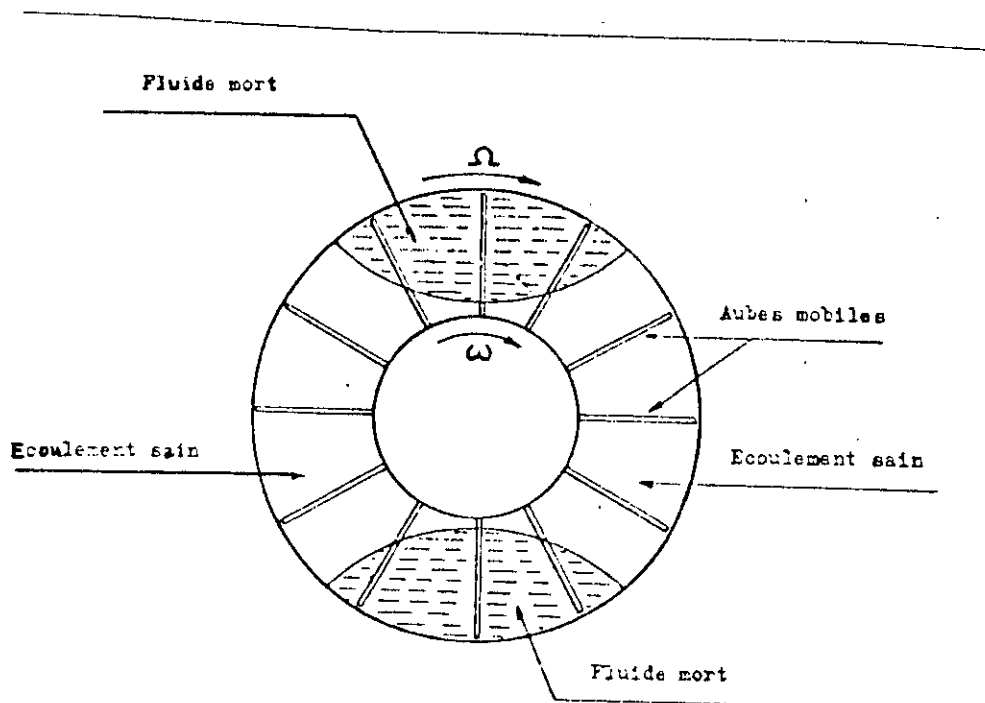


Figure -2- Etude schématique des domaines d'existence du décollement tournant dans le diagramme débit- pression d'un compresseur axial



Constante de rotation $C = \frac{\Omega}{\omega}$

ω : vitesse de rotation angulaire du rotor

Ω : vitesse de rotation angulaire des zones décollées

Figure -3- Représentation schématique d'un décollement tournant à deux zones

-b- Propagation des zones décollées (voir figure -4-) (2), (3)

L'obturation d'un canal tend à dévier l'écoulement sur les deux canaux adjacents (voir figure -5-), ce qui augmente l'incidence sur l'aube côté "intrados" -sens contraire de rotation et diminue l'incidence de l'autre côté "extrados"- sens de rotation-.

La cellule se propage dans le sens inverse du sens de rotation (dans le repère relatif).

La vitesse absolue est donnée par : $u = \omega \cdot r - \frac{D}{r_2 - r_1}$ (voir figure -4-)

Ces couches limites oscillent à la même fréquence mais avec un déphasage constant entre deux aubes consécutives ; à partir de ce déphasage que dépendra le nombre de cellules, le nombre de cellule influencera par la suite le pourcentage d'obturation circumférentielle.

L'étendue E de chaque cellule dépendra de l'amplitude de la fluctuation de la couche limite.

-c- Grand décrochage tournant

A partir du petit décrochage tournant, quand on réduit progressivement le débit, le nombre de cellules change (en général vers une réduction), l'étendue de l'obturation croit, puis en réduisant plus le débit, on obtient un décrochage tournant fort ou un emballement de la machine.

Le grand décrochage tournant possède sensiblement les mêmes caractéristiques que le petit décrochage tournant, mais avec des amplitudes beaucoup plus importantes, un nombre de cellule faible (1 ou 2) pour des vitesses de rotations de rotation faibles, un hystérésis très remarqué, et la totalité du compresseur est affecté.

Une étude relativement récente de DAY et CUMPSTY -1977- (4), (5), tend à donner une interprétation physique quelque peu différente de la précédente, cette théorie est basée sur une étude expérimentale fine effectuée sur plusieurs compresseurs.

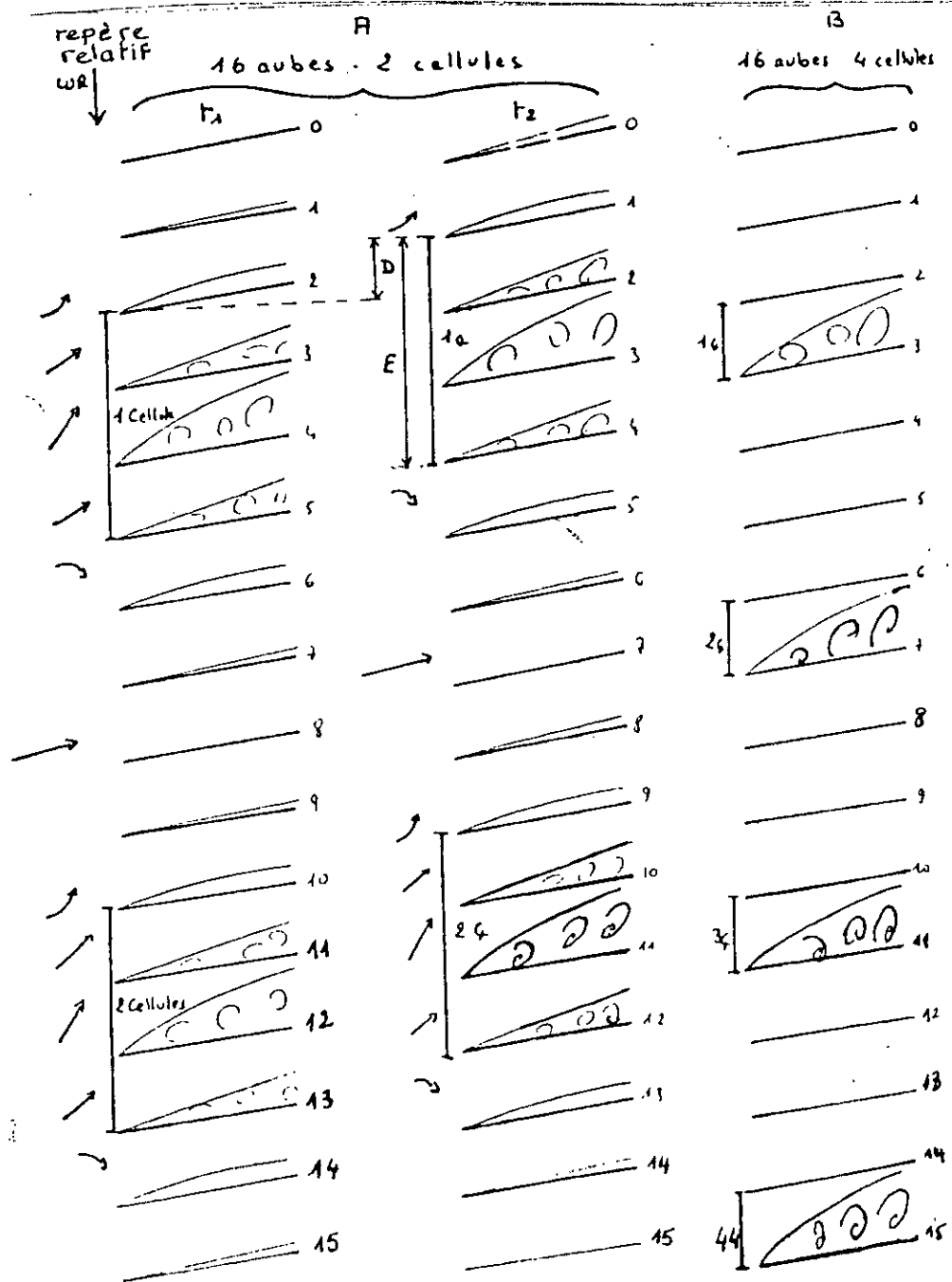


Figure -4- Schématisation du petit décrochage tournant.

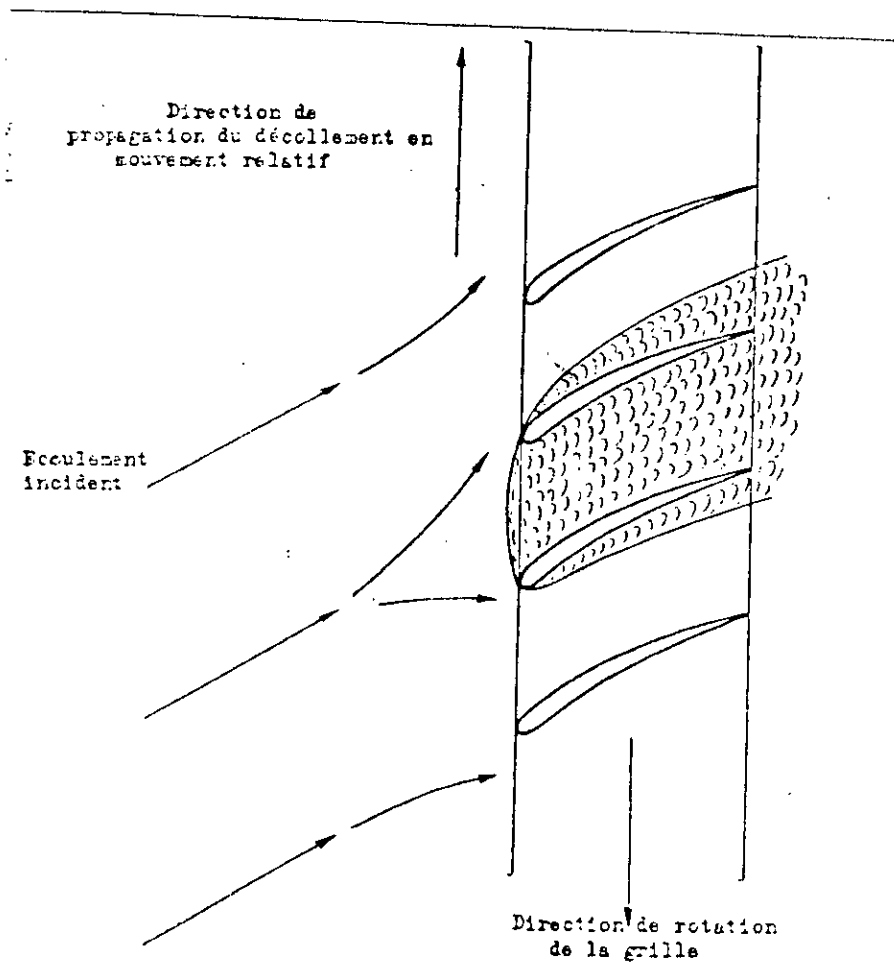


Figure -5- Représentation schématique de propagation d'un décollement le long d'une grille.

Les cellules sont supposées occuper la totalité de la longueur du compresseur dans la direction axiale.

La vitesse débitante est quasiment nulle, et l'écoulement sain transite tangentielllement à travers ces cellules.

A l'entrée du rotor, dès que l'écoulement atteint cette zone, il est entrané durant toute sa traversée à une vitesse de rotation de l'ordre de celle du compresseur.

Par contre la vitesse tangentielle de transit à la sortie du rotor et dans le stator est négligeable et peut même s'inverser, la vitesse circonférentielle moyenne entrée-sortie étant toujours de l'ordre de $0.5.(\omega .r)$

-d-Cycle d'hystérésis

Le décrochage tournant, et surtout le grand décrochage, une fois établi, se stabilise ; ainsi le compresseur va évoluer en décrochage tournant sur une large plage de débits pour lesquels correspondront des rapports de pression différents de la caractéristique stationnaire.

YERSHOV (6), puis DAY et GREITZER (7), ont essayé de connaître le cycle d'hystérésis.

A partir de nombreuses études expérimentales, ils ont pu schématiser ce cycle (voir figure-6-), les hypothèses sont :

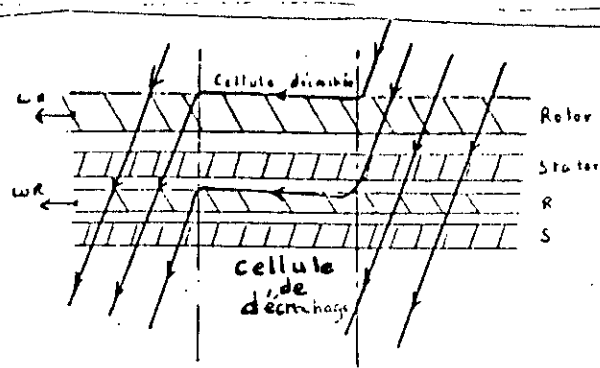
-Le coefficient ψ_{rs} est constant en petit (droite PP') ou grand (droite GG')

-Le passage du petit au grand décrochage tournant (de B à C) pour un blocage supérieur à 30° . YERSHOV supposait de façon peut être plus physique que l'échange d'énergie maximum prévalait et déterminait le passage du petit au grand décrochage tournant.

-La courbe des pertes de charge est une parabole passant par l'origine et le point de fonctionnement, ce qui définit complètement les courbes I et II .

-En grand décrochage tournant, la droite GG' est quittée pour un débit supérieur au point D .

-Le cycle d'hystérésis est défini par les courbes I et II et par les droites PP' et GG'



Principe des cellules actives d'après DAY et CUMPSTY

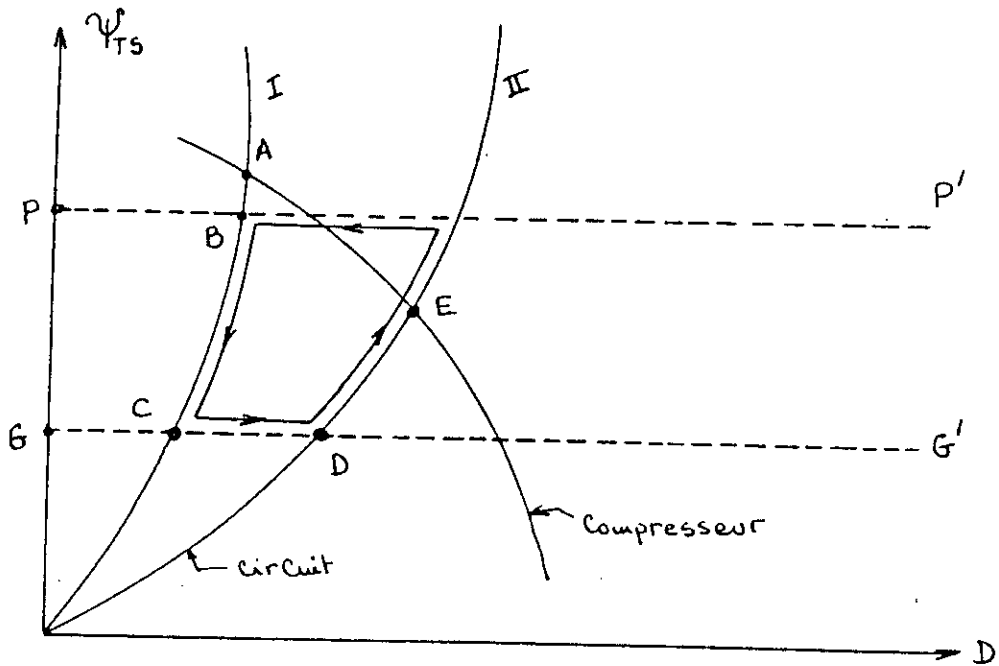


Figure -6- Cycles d'hystérésis

Avec :

$$\psi_{TS} = \frac{\Delta P_{TS}}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2}$$

tel que : ΔP_{TS} : variation de la pression de sortie à la

pression totale d'entrée du compresseur

$$\text{ou} \quad : \quad \Delta P = P_{\text{sortie}} - P_{\text{entrée}}$$

U : Vitesse moyenne de rotation du rotor

-e-Modèles et méthodes d'études du décrochage tournant

Le phénomène ayant une configuration instationnaire, cet aspect domine la conception de l'ensemble des modèles.

TAKATA et NAGANO, (8), ont été les premiers à présenter une méthode non linéaire, menant une étude non seulement qualitative mais aussi quantitative.

Ils sont partis du principe que le phénomène tournant était lié à l'instabilité générale de l'écoulement, c'est à dire à sa potentialité d'amplifier une perturbation locale.

L'écoulement moyen en l'absence de décollement tournant est supposé connu (stationnaire, axisymétrique).

Une perturbation est superposée à cet écoulement et son évolution est étudiée en supposant les surfaces cylindriques.

Les principales équations se mettent sous la forme:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \xi_p}{\partial t} + (V_{z_p} + \bar{V}_z) \cdot \frac{\partial \xi_p}{\partial z} - (V_{\theta_p} - V_{\theta}) \frac{\partial \xi_p}{r \cdot \partial \theta} = 0 \\ \nabla^2 \psi_p = - \xi_p \end{array} \right.$$

avec ψ_p : Une fonction de courant de l'écoulement perturbé

ξ_p : la vorticité de l'écoulement perturbé.

L'originalité du modèle est d'avoir introduit les effets instationnaires sur les pertes et les angles.

$$\bar{\omega} = \bar{\omega}_{stab} - \tau_{\bar{\omega}} \cdot \frac{\partial \bar{\omega}_{inst}}{\partial t}$$

$$\beta = \beta_{stab} - \tau_{\beta} \frac{\partial \bar{\omega}_{inst}}{\partial t}$$

avec $\bar{\omega}$: coefficient de perte de l'écoulement perturbé

$\bar{\omega}_{stab}$: coefficient de perte de l'écoulement stationnaire.

$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{\bar{\omega}} \\ \tau_{\beta} \end{array} \right.$: constantes de temps à définir expérimentalement.

β : Angle relatif de l'écoulement perturbé.

β_{stab} : Angle relatif de l'écoulement stationnaire.

Comme l'a HORLOCK, (9), l'effet de l'accélération des particules à la traversée du canal interaubes, peut être introduit de façon approximative.

$$P_{ore} - P_{ors} = \bar{\omega} \cdot (P_{ore} - P_e) + \rho \cdot C \cdot \frac{\partial W_{zP}}{\partial t} \cdot \frac{1}{\cos \gamma}$$

Avec

P_{ore} : pression totale relative à l'entrée.

P_{ors} : Pression totale relative à la sortie.

$\bar{\omega}$: Coefficient de perte .

P_e : Pression statique à l'entrée.

C : Corde.

W_{zP} : Vitesse relatif suivant la direction axiale de l'écoulement perturbé

γ : Angle de calage.

ORNER (10) reprenant l'étude de TAKATA et NAGANO, l'a généralise et propose un modèle quasi-tridimensionnel

A l'écoulement moyen incompressible, est superposé une perturbation incompressible.

L'écoulement est étudié surface de courant par surface de courant,

obtenu par le calcul de l'équilibre radial généralisé pour chaque point de fonctionnement, en admettant que le décollement tournant ne modifie pas leur forme.

Cette équation détruit l'équation de l'équilibre radial, et ORNER se sert d'une hypothèse émise par J FABRI (11) comme condition de couplage radial

En effet J.FABRI (12) a montré pour des cas simples, que l'apparition du décrochage tournant était lié à la possibilité offerte à l'écoulement de tourner en corps solide (ce qui correspond à l'expérience pour les cellules qui tournent sans se déformer).

Une liaison radiale est ainsi obtenue en posant comme condition nécessaire et suffisante, une vitesse angulaire des cellules de décrochage constantes.

Pour les espaces interrangés, à partir des équations du mouvement et de la continuité, et en séparant les termes de l'écoulement perturbé et de l'écoulement stationnaire on obtient, l'équation principale suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \xi_p}{\partial t} + (A + W_{pm}) \frac{\partial}{\partial m} \xi_p + \frac{1}{r} \cdot (B + W_{p\theta}) \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \cdot \xi_p + (A + W_{pm}) \cdot K_n \cdot \xi_p \\ & + W_{pm} \cdot \left| \frac{\partial c}{\partial m} + K_n \cdot c + \frac{\partial}{\partial m} \cdot (2 \omega r \sin \epsilon) \right| + 2 \omega r \sin \epsilon \cdot \left(\frac{\partial W_{pm}}{\partial m} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial W_{pm}}{\partial \theta} \right) \\ & + D = 0 \end{aligned}$$

Avec A, B, C et D : fonctions de l'écoulement non perturbé

m : caractérise la direction méridienne

k_n : est la courbure locale de la ligne de courant

ϵ : L'angle entre la normale à la ligne de courant et le rayon

Les espaces aubés sont remplacés par des semi-disques d'action

(d'épaisseur finis) et il est substitué à l'équation dans la direction méridienne, une relation expérimentale faisant intervenir les pertes établie par TAKATA et NAGANO, et complétée par un coefficient $\bar{\omega}_d$; ce terme correctif permet de tenir compte des pertes additionnelles dans les zones bloquées.

En l'absence de toute indication précise, ORNER choisit une loi de variation périodique.

L'équation du mouvement suivant θ est supposée identique à celle de l'écoulement hors grilles, ce qui est contestable; la liaison circumférentielle détruite partiellement par la présence des aubages, est rétablie en amont et en aval de la grille.

Par le couplage de ces deux équations et de l'équation de continuité, on aboutit finalement à l'expression :

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_{p\theta e}}{\partial t} &= \frac{r_s \cdot \rho_s}{r_e \cdot \rho_e} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \cdot \left[(A_s + \eta \cdot W_{pms}) \cdot \text{tg} \beta_s \right] + (A_e + W_{pme}) \cdot \xi_e \\ &\quad - \frac{\rho_s \cdot r_s}{\rho_e \cdot r_e} \cdot (A_s + W_{pms}) \cdot \xi_s + 2 \cdot \omega \cdot (A_e + W_{pme}) \cdot \sin \epsilon_e \\ &= \frac{\rho_s \cdot r_s}{\rho_e \cdot r_e} \cdot (A_s + \eta \cdot W_{pms}) \sin \epsilon_s - \frac{1}{2} \cdot (1 + \eta) \frac{c}{r_e} \cdot \frac{\partial^2 W_{pm}}{\partial t \cdot \partial \theta} \\ &\quad - \frac{1}{r_s} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \cdot \left[\frac{1}{2} \bar{\omega} \cdot (A_e + W_{pme})^2 + (B_e + W_{p\theta e})^2 \right] \end{aligned}$$

Avec,

A_s : Vitesse du son à la sortie

A_e : Vitesse du son à l'entrée

W_{pme} : Vitesse relative méridienne de l'écoulement perturbé à l'entrée

W_{pms} : Vitesse relative méridienne de l'écoulement perturbé

à la sortie

- ϵ_s : L'angle entre la normale à la ligne de courant et le rayon
- C : corde
- r_e : rayon d'entrée
- r_s : rayon de sortie
- $\bar{\omega}$: Coefficient de perte.

Le système d'équations est résolu numériquement ; les résultats montrent qu'ils sont indépendants de la perturbation initiale.

La méthode permet de calculer le début du décrochage tournant, du nombre de cellules, de leur évolution et de la vitesse de rotation ; de plus la méthode ne prédit pas le grand décrochage tournant.

YERSHOV (6) adopte une démarche très différente, il s'appuie sur des considérations de vorticités (pour détecter la présence de décrochage tournant) ; et d'échange d'énergie (pour la prédiction du mode d'instabilité).

L'étude se fait étage par étage, la condition du décrochage tournant est donnée à partir de l'existence de la vitesse de perturbation :

$$V_p = (u - \bar{V}_{\theta_1} - D \cdot \Delta V_{\theta}) \cdot \left\{ 1 \pm \left[1 - \frac{(u - \bar{V}_{\theta_1} - \Delta V_{\theta})^2 + \bar{V}_z^2}{(u + \bar{V}_{\theta_1} - D \cdot \Delta V_{\theta})^2} \right]^{1/2} \right\}$$

Pour qu'il existe une partie réelle, il faut que :

$$(u - \bar{V}_{\theta_1} - \Delta V_{\theta})^2 + \bar{V}_z^2 < (u - \bar{V}_{\theta_1} - D \cdot \Delta V_{\theta})^2$$

Sur la base de nombreux résultats expérimentaux, YERSHOV constate qu'en dehors des zones à débits réduits, les conditions d'écoulement correspondent approximativement à celle qui donne le flux d'énergie maximum pour le grand décrochage et à celle qui donne le rapport de pression minimum pour le petit décrochage.

Au point de débit nul pour le petit décrochage, et égal à une valeur déterminée, à partir de corrélations expérimentales dans le cas du grand décrochage, à chacune des caractéristique (écoulement sain, en petit ou grand décrochage) correspond une courbe d'énergie. A partir du point de rapport de pression maximum, c'est l'enveloppe de ces courbes d'énergie qui déterminent le mode d'opération.

DAY et CUMPSTY, (5) par une étude expérimentale à basse vitesse, ont pu donner une interprétation physique du phénomène de cellules de décrochage tournant.

Une instrumentation sophistiquée leur a permis d'enregistrer les composantes des vitesses à l'intérieur des cellules (voir fig. 7), et de noter l'importance de la vitesse circonférentielle à l'amont du rotor (de l'ordre de la vitesse de rotation du compresseur) ainsi que sa faible valeur en aval.

Ces observations effectuées sur un compresseur à trois étages, ont été confirmés à un, deux et quatre étages, la structure générale du phénomène n'étant pas modifiée. Comme l'illustre la figure ci dessous, DAY et CUMPSTY donnent une interprétation du phénomène et considèrent les cellules de décrochage "actives" par opposition aux cellules qui sont considérées habituellement comme étant "passives" (zones mortes, à débit faible ou nul).

L'idée est de considérer les cellules comme des zones occupant la totalité de la longueur du compresseur, à l'intérieur desquelles la vitesse est quasi nulle et à travers lesquelles l'écoulement transite tangentiellement.

A l'entrée du rotor, dès que l'écoulement atteint cette zone, il est entrané durant toute sa traversée à une vitesse de rotation de l'ordre de celle du compresseur. Par contre, la vitesse tangentielle de transit, à la sortie du rotor et dans le stator est négligeable et peut même s'inverser. La vitesse circonférentielle moyenne entrée-

sortie étant toujours de l'ordre de 0.5

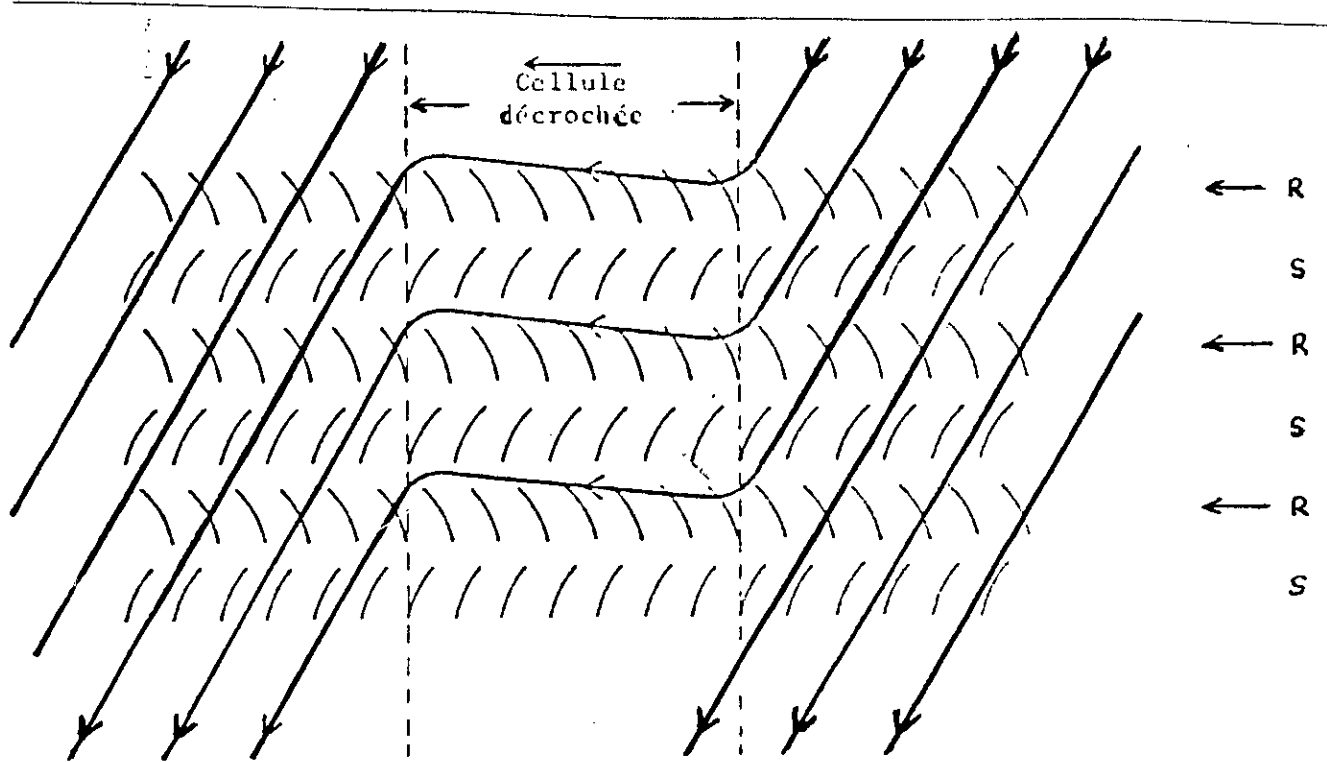


Figure -7- Evolution de l'écoulement à travers un compresseur à trois étages

PASCAL FERRAND (13) a pu établir une méthode permettant de détecter un changement de régime à partir des caractéristiques en écoulement sain et de déterminer le régime instationnaire, consécutif à ce changement. Les grandeurs aérodynamiques caractéristiques de l'écoulement en bidimensionnel sont (V_θ, V_z, P_0) .

$$\begin{aligned} V_z &= \bar{V}_z + V'_z \\ V_\theta &= \bar{V}_\theta + V'_\theta \\ P_0 &= \bar{P}_0 + P'_0 \end{aligned}$$

La valeur soulignée \bar{X} est représentative de l'écoulement moyen monodimensionnel stationnaire.

X' : caractérise les perturbations. Ces dernières étant petites devant celles de l'écoulement de base et dépendent de ϑ , z et t .

Une analyse de l'écoulement à travers les grilles d'aubes lui a permis d'établir une formulation, où interviennent les grandeurs caractéristiques de l'écoulement et leur dérivées. Le système est résolu, par une décomposition en séries de Fourier suivant la circonférence et par la transformée de Laplace pour les variables temporelles, telles que

$$V_z(z, \theta, t) = \bar{V}_z + \sum_{n=1}^{\infty} \left[V_{z,n}^{i,c}(z, t) \cdot \cos n\theta + V_{z,n}^{i,s}(z, t) \sin n\theta \right]$$

$$V_\theta(z, \theta, t) = \bar{V}_\theta + \sum_{n=1}^{\infty} \left[V_{\theta,n}^{i,c}(z, t) \cdot \cos n\theta + V_{\theta,n}^{i,s}(z, t) \sin n\theta \right]$$

$$P_o(z, t) = \bar{P}_o + \sum_{n=1}^{\infty} \left[P_{o,n}^{i,c}(z, t) \cdot \cos n\theta + P_{o,n}^{i,s}(z, t) \sin n\theta \right]$$

Avec : $(V_{z,n}^i, V_{\theta,n}^i, P_{o,n}^i) \in \mathbb{C}^3$

Et suivant la transformée de LAPLACE, on a:

$$\tilde{X}_n(z, s) = \int_0^{\infty} e^{-st} \cdot X_n'(z, t) \cdot dt \quad t \in [0, +\infty[$$

En supposant des perturbations nulles à l'instant initial.

On obtient un système d'équation pour un harmonique n :

$$S \cdot \tilde{V}_{z,n} + i \frac{n}{r} \bar{V}_\theta \cdot \tilde{V}_{z,n} - \bar{V}_\theta \cdot \frac{\partial \tilde{V}_{\theta,n}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{P}_{o,n}}{\partial z} = 0$$

$$S \cdot \tilde{V}_{\theta,n} - i \frac{n}{r} \bar{V}_z \cdot \tilde{V}_{z,n} + \bar{V}_z \cdot \frac{\partial \tilde{V}_{\theta,n}}{\partial z} + i \frac{n}{\rho \cdot r} \tilde{P}_{o,n} = 0$$

$$\frac{\partial \tilde{V}_{z,n}}{\partial z} + i \frac{n}{r} \cdot \tilde{V}_{\theta,n} = 0$$

Tel que S est l'opérateur de laplace.

La résolution du système se fera en calculant les valeurs propres du système.

Partant de l'analogie existant entre la réponse d'un système asservi et celle d'un compresseur, il est proposé une théorie originale de la transformée de LAPLACE reconsidéré et transposé au problème physique.

Un critère de stabilité est défini par l'application du théorème des résidus et du théorème de CAUCHY.

Le modèle permet de constater que le déclenchement d'un régime instable dépend surtout de la variation d'épaississement de la couche limite des profils des aubes. Ce fait, nous permet d'éviter les profils présentant un épaississement brutal de la couche limite.

-f-Calcul du débit limite du décrochage tournant d'un compresseur axial.

La méthode est développée par Y.LEBOT (14), pour un écoulement incompressible, à la traversée d'un rotor isolé d'un compresseur axial.

L'écoulement est caractérisé par :

-Un accroissement de la pression d'arrêt, exprimé selon le théorème d'EULER, corrigé des pertes δP_i dues à l'imperfection du fluide.

$$(P_i)_{AV} - (P_i)_{Am} = \rho \cdot \omega \cdot r \cdot V_{AV} - \delta P_i \quad (1)$$

Avec (P_{iAm}) : est la pression d'arrêt en amont.

(P_{iAV}) : est la pression d'arrêt en aval.

V_{AV} : est la composante tangentielle de la vitesse absolue en aval du rotor.

$\omega \cdot r$: est la vitesse d'entrainement au point r .

-Un équilibre radial des filets fluides qui s'exprime en aval du rotor sous la forme :

$$\frac{dP_{AV}}{dr} = \rho \cdot \frac{(V_{AV})^2}{r} \quad (2)$$

En négligeant les gradients radiaux dus aux courbures locales des lignes de courant.

P_{AV} se déduit à partir de l'équation d'EULER corrigée et de l'équation de BERNOUILLI, tel que:

$$(P_t)_{AV} = P_{AV} + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot [(W_{AV})^2 + (V_{AV})^2] \quad (3)$$

W_{AV} : est la vitesse débitante en aval sur la surface de courant.

Par des pertes dans la conduite d'amenée: $(P_t)_0 \neq (P_t)_{Am}$

avec (P_{t_0}) : pression uniforme d'arrêt, à l'infini amont tel que :

$$(P_t)_{Am} = (P_t)_0 - (\delta P_t)_{Am} = (P_t)_0 - \frac{1}{2} \rho \cdot C_{fp} \cdot W_{Am}^2 \quad (4)$$

avec : C_{fp} coefficient de perte, fonction du rayon.

W_{am} : vitesse débitante en amont.

La combinaison de ces différentes relations nous permet de déterminer l'ensemble des caractéristiques d'un écoulement à la sortie du rotor, mais la détermination d'une loi de perte correcte dans un large domaine de fonctionnement du compresseur sur l'ensemble de la hauteur de veine est délicate et doit pour le moment reposer sur de nombreuses indications expérimentales.

Des résultats obtenus à l'ONERA sur divers types de compresseurs, ont conduit à proposer une méthode semi-empirique permettant ainsi la résolution des équations précédentes.

Cette méthode associe l'origine des pertes aux frottements dans les aubages, à la non adaptation de l'écoulement incident (ou encore "choc" au sens hydraulique du terme), à la déflexion imposée au fluide sur la coupe de profil considérée et à des pertes pariétales comparables aux effets dits secondaires et peut se résumer sous la

forme suivante :

$$\Delta P_i = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \left\{ C_f \cdot (W^2 + (\omega \cdot r)^2) + C_{ch} \cdot (\omega \cdot r - W \cdot \operatorname{tg} \beta_0)^2 + C_\theta (\omega r - W \cdot \operatorname{tg} \beta_x)^2 + C_{fp} \cdot W^2 \right. \quad (5)$$

avec :

C_f : coefficient de pertes par frottement.

C_{ch} : coefficient de non adaptation.

C_θ : coefficient de déflexion de profil.

β_0 : angle d'adaptation en mouvement relatif.

β_x : angle de sortie en mouvement relatif.

La valeur des coefficients C_f , C_{ch} et C_θ a été déduite à partir de nombreuses données expérimentales, alors que la même loi d'évolution radiale du coefficient de pertes pariétales C_{fp} étant conservé pour l'ensemble des calculs, ces coefficients restent sensiblement constants avec :

$$C_f = 0.01 \quad C_{ch} = 1 \quad C_\theta = 0.25 \quad (6)$$

La bonne correspondance entre les pertes calculées et expérimentales, permet d'utiliser la corrélation (5) pour la résolution du système d'équations de (1) à (4); qui se réduit aux égalités suivantes :

$$\left\{ 4 + C_f + C_{ch} \operatorname{tg}^2 \beta_0 + C_{fp} + (1 + C_\theta) \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot W^2 - 2 \right\} - 2 \cdot (C_{ch} \operatorname{tg} \beta_0 + C_\theta \operatorname{tg} \beta) \cdot W \cdot \omega r \quad (7)$$

$$- 4 \cdot W \cdot W_{Am} + \left\{ 1 + C_{fp} \right\} \cdot W_{Am}^2 + \left\{ C_f + C_{ch} + C_\theta - 1 \right\} \cdot (\omega r)^2 + \frac{2}{\rho} (P_{Av} - P_{i0}) = 0 \quad (8)$$

$$\text{La condition de conservation du débit : } \int_{r_m}^r r \cdot (W_{Am}) \cdot dr = \int_{r_m}^r r \cdot (W_{Av}) \cdot dr \quad (9)$$

impose le nombre d'itérations nécessaires avant l'arrêt du calcul.

La relation (7) ne possède de racine, que si le discriminant soit

positif

$$\Delta' = B'^2 - A.C \quad (10)$$

avec :

$$A = 4 + C_f + C_{ch} \cdot \text{tg}^2 \beta_0 + C_{fp} + (1 + C_o) \cdot \text{tg}^2 \beta_x$$

$$B = - \left\{ (C_{ch} \cdot \text{tg} \beta_0 + C_o \cdot \text{tg} \beta) \cdot \omega r + 2 \cdot W_{Am} \right.$$

$$\left. C = (1 + C_{fp}) W_-^2 + \left\{ C_f + C_{ch} + C_o - 1 \right\} \cdot (\omega r)^2 + \frac{2}{\rho} (P_{Av} - P_{i0}) \right.$$

Le débit limite ϕ_L correspond au débit le plus faible pour lequel $\Delta' \geq 0$.

A ce débit ϕ_L , la répartition de la vitesse débitante possède une tangente verticale au rayon critique r_L (Moyeu ou périphérie); La valeur critique de la vitesse locale étant donnée par :

$$W_L = - \frac{B}{A} = \frac{C_{ch} \cdot \text{tg} \beta + (A \cdot \text{tg} \beta_x) \cdot \omega r + 2 W_{Am}}{4 + C_f + C_{ch} \text{tg}^2 \beta_0 + C_{fp} + (1 + C_o) \cdot \text{tg}^2 \beta_x} \quad (11)$$

Pour des débits inférieurs à ce débit limite, aucune répartition radiale continue de la vitesse débitante n'est possible sur toute la hauteur du canal, le débit devient trop faible pour remplir complètement le canal et seul un régime discontinue caractérisé soit par des décollements pariétaux soit par le décollement tournant, peut stabilisé le fonctionnement du compresseur.

-g- Configurations d'écoulement discontinue -critère de stabilité du décollement tournant.

1 Nature des écoulements discontinus :

La stabilité du fonctionnement du compresseur pour des débits inférieurs au débit de décrochage peut être assurée par l'apparition de configurations d'écoulements à caractère discontinu qui ont pour rôle de remédier à l'impossibilité du remplissage correcte de l'ensemble de la hauteur de la veine offerte au fluide en remplissant la section débitante de l'écoulement sain.

Cette réduction de section peut se retrouver soit sous forme de zone annulaire, soit sous forme de zones à débits réduits de décollement tournant (voir fig. 8).

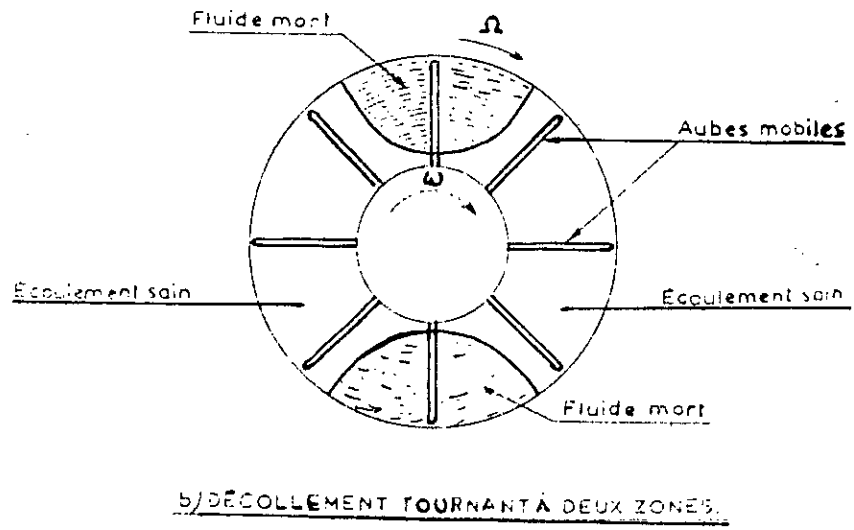
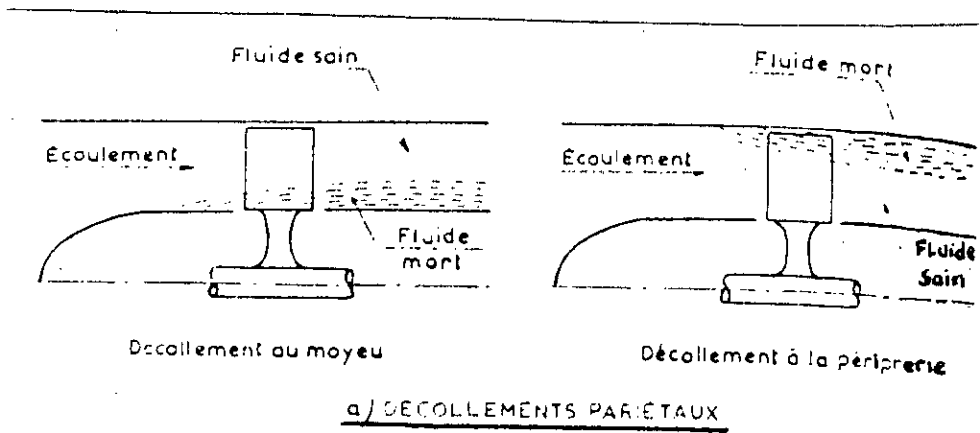


FIGURE 8 : Schéma des configurations d'écoulements discontinus observables dans un compresseur axial

Les décollements pariétaux se développent à partir des parois internes ou externes de la veine suivant que la condition apparait au moyeu ou à la périphérie: $\frac{dw}{dr} = \infty$.

Avec cette hypothèse, si au débit la condition critique est réalisée (par exemple au rayon externe r_p); pour un débit $\phi < \phi_L$; cette condition apparaitra au rayon $r_m \leq r < r_p$ de telle sorte que :

$$\phi = \frac{\int_{r_m}^{r_c} \omega \cdot r \, dr}{\omega \cdot r_p \cdot (r_p^2 - r_m^2)}$$

Une zone de décollement à vitesse axiale nulle occupant la partie du canal délimitée par $r_c < r < r_p$; et assurant la continuité des pressions jusqu'à la paroi externe.

Des zones de fluide mort animées d'un mouvement de rotation réduisent également la section débitante offerte au fluide sain, cependant la stabilité temporelle du décollement tournant impose que cette rotation se fasse en mouvement absolu, dans le même sens que celle du rotor avec une vitesse angulaire Ω inférieur à celle de ω du rotor et tel que la constante de rotation est donnée par :

$$c = \frac{\Omega}{\omega} = \frac{1 + \psi_s}{2} \quad (12)$$

ψ_s : est un coefficient d'accroissement de pression statique locale en régime de décollement tournant défini de la façon suivante.

$$\psi_s = \frac{2 \cdot (P_{AV} - P_{Am})}{(\omega r)^2} \quad (13)$$

1-Critère d'apparition des décollements tournants ou des décollements pariétaux.

En régime de décollement tournant, la bonne cohésion radiale des bulles décollées impose que les différentes parties de ces zones se déplaçant avec la même vitesse angulaire; c'est à dire :

$$\frac{dc}{dr} = \frac{d\psi_s}{dr} = 0 \quad (14)$$

comme :

$$\begin{aligned} \psi_s &= \frac{2}{\rho \cdot (\omega r)^2} \cdot (P_{AV} - P_{iAM}) = \frac{2}{\rho (\omega r)^2} \cdot \left\{ (P_{AV} - P_{i0}) + (P_{i0} - P_{iAM}) \right\} \\ &= \psi + \delta \psi_{iAM} \end{aligned} \quad (15)$$

Avec :

$$\delta \psi_i = \frac{(\delta P_i)_{AM}}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot (\omega r)^2} = C_{fp} \cdot \left(\frac{W_{AM}}{\omega r} \right)^2$$

$\delta \psi_i$: traduisant les pertes dans la buse d'entrée en amont du rotor.

La relation (14) conduit en régime décroché à la condition :

$$\frac{d\hat{\psi}}{dr} = - \frac{d(\delta \psi_i)}{dr} \quad (16)$$

Exprimant les stabilités radiales et tangentielles des zones décollées.

Une autre condition de stabilité de ce régime de fonctionnement résulte de l'équilibre radial des parties saines de l'écoulement contournant les zones de décollement, et s'exprime par :

$$\frac{d(P_{AV} - P_{i0})}{dr} = \rho \cdot \frac{V_{AV}^2}{r} \quad (17)$$

Et en tenant compte de :

$$\psi = \frac{2 \cdot (P_{AV} - P_{i0})}{(\omega r)^2}$$

Et de la relation (16); on obtient en régime de décollement tournant :

$$\hat{\psi}_s = \left(\frac{V_{AV}}{\omega r} \right)^2 + \frac{r}{2} \cdot \frac{d}{dr} \left(\delta \hat{\psi}_i \right)_{AM} + \left(\delta \psi_i \right)_{AM} \quad (18)$$

2-2-POMPAGE DES COMPRESSEUR

2-2-1-Définition:

le pompage est un régime oscillatoire qui affecte l'ensemble compresseur-circuit récepteur, il est caractérisé par une oscillation axiale du débit à faible fréquence et à grande amplitude.

Le phénomène présente un hystérésis important d'où la difficulté de sortir de ce régime, les contraintes sont telles qu'une rupture instantanée de la machine n'est pas à exclure.

Ce phénomène connu dès l'origine, des compresseurs se manifeste lorsque le débit volumique d'une machine descend au dessus d'une certaine limite pour une vitesse de rotation donnée, ou si on impose au compresseur une vitesse différentielle supérieure à celle qu'il peut développer à une vitesse donnée.

2-2-2-Marge de pompage:

Contrairement au cas de décollement de la couche limite qui n'engendre qu'une détérioration des performances, la gravité du pompage fait que le compresseur ne doit sous aucune condition fonctionner dans un domaine présentant un risque potentiel de pompage. Il est donc nécessaire de prendre une marge de sécurité.

Celle-ci peut être définie par le rapport suivant (voir figure9):

$$M_{pi} = \left(\frac{\left(\frac{\pi_p}{Dp} \right)}{\left(\frac{\pi_N}{D_N} \right)} - 1 \right) \times 100$$

La marge de pompage est calculé actuellement à partir des résultats expérimentaux; repartit en pourcentage de contraintes suivant le type de difficulté, la marge totale est la somme des marge élémentaire qui se répartissent comme suit:

- 5% :Distorsions (Alimentation hétérogène)
- 3% :Tolérance de fabrication
- 2% :vieillessement de la machine

Au total nous avons une marge de pompage évaluée à : 20%

La ligne de fonctionnement nominale, sera entre autre déterminée par cette marge au pompage.

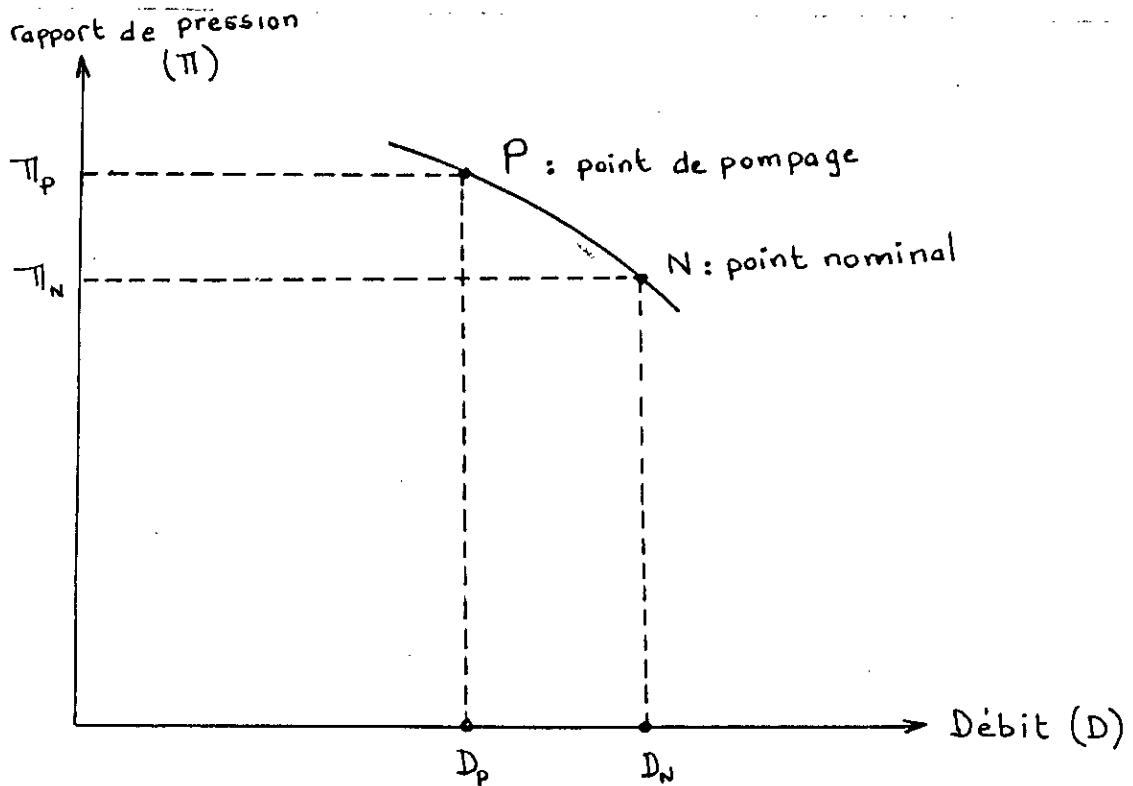


Figure -9- Marge de pompage

2-2-3-Modélisation de BIDARD:

L'une des premières modélisations d'étude de ce phénomène est celle de BIDARD.

L'étude des régimes variés du système met nécessairement en jeu les propagations d'ondes, l'étude des cas concrets rencontrés en pratique conduit à des calculs extrêmement complexes, pour

simplifier et accroître la compréhension des phénomènes; BIDARD a supposé un modèle comprenant un compresseur dont son environnement est schématisé par la figure suivante :

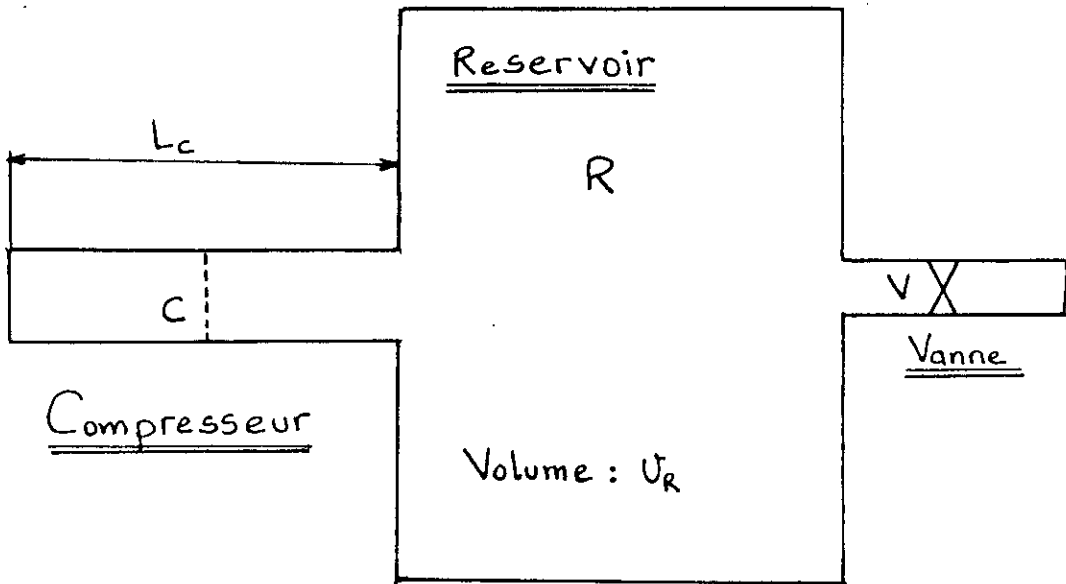


Figure -10- Montage de BIDARD

Il comprend un conduit où le compresseur crée une discontinuité locale des grandeurs aérodynamiques, un réservoir de grande capacité (la vitesse est négligeable), et une vanne de sortie qui absorbe l'énergie du compresseur (turbine sur un réacteur), dont les caractéristiques stationnaires de la vanne et du compresseur. (voir figure 10).

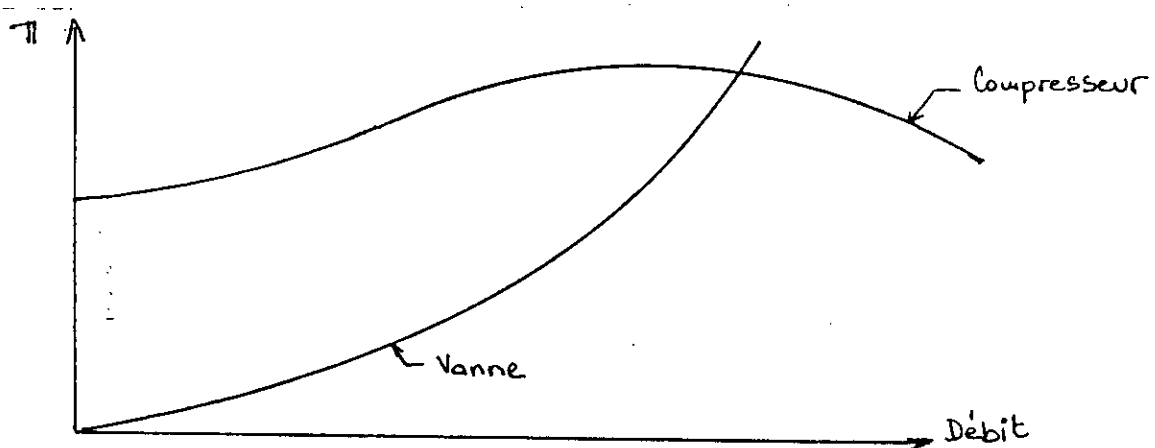


Figure -11-

En fonctionnement normal, le compresseur transforme l'énergie mécanique, en énergie de pression, le réservoir présente une accumulation d'énergie de plus en plus élevée au fur et à mesure que le débit décroît, la vanne se régulant pour absorber cette énergie.

Si le compresseur, momentanément ne remplit plus sa fonction, le réservoir percevra alors le compresseur comme une vanne et libérera une partie de son énergie de pression, sous forme d'énergie cinétique vers le compresseur, établissant ainsi un courant de retour.

Une fois cette énergie libérée, le compresseur reprendra sa fonction restituant le niveau d'énergie précédent et ainsi de suite.

BIDARD (1945) puis GREITZER (depuis 1976), (15), (16), (17), (18) ont modélisé ce circuit et raisonné sur les courbes quasi-stationnaires en linéarisant les équations sur la base des hypothèses suivantes.

-1-Principe de décomposition

$$x(z,t) = \bar{x}(z) + \delta x(z,t)$$

-2-Principe de linéarisation

$$\delta x \ll \bar{x}$$

d'où :

$$\delta x_i \cdot \delta x_j \longrightarrow 0$$

-3-Etude quasi-stationnaire

$$\delta x_i = \frac{\delta(\bar{x}_i)}{\partial \bar{x}_j} \cdot \delta x_j$$

Soit:

$$\delta(\Delta P) = \frac{\delta(\bar{\Delta P})}{\delta m} \cdot \delta m$$

Où:

m : débit massique

-4-Ecoulement monodimensionnel

-a-Etude du compresseur:

L'équation de quantité de mouvement donne:

$$P_A - P_R + \Delta P_c = \rho \cdot L_c \cdot \frac{dV}{dt}$$

L'équation de continuité donne:

$$m_c = \rho \cdot V \cdot A_c$$

d'où :

$$\frac{\partial m_c}{\partial t} = \rho \cdot A_c \cdot \frac{dV}{dt}$$

De l'équation de quantité de mouvement on fait les transformations suivantes:

$$P_A - P_R + \Delta P_c = \frac{L_c}{A_c} \cdot \frac{\partial m_c}{\partial t}$$

Avec:

$$\Delta P_c = \overline{\Delta P_c} + \delta(\Delta P_c)$$

$$P_A = \overline{P_A} + \delta P_A$$

$$P_R = \overline{P_R} + \delta P_R$$

La condition à la limite amont : $\delta P_A = 0$

d'où :

$$\overline{\Delta P_c} = \overline{P_R} - \overline{P_A}$$

On obtient ainsi:

$$-\delta P_R + \frac{\partial(\Delta P_c)}{\partial m} \cdot \delta m_c = \frac{L_c}{A_c} \cdot \frac{\partial m_c}{\partial t} \quad (1)$$

-b-La vanne:

On a d'après l'équation de quantité de mouvement

$$\begin{cases} P_R - P_A = \Delta P_V = \Delta \bar{P}_V + \frac{\partial(\Delta \bar{P}_V)}{\partial m_V} \cdot \delta m_V \\ \Delta \bar{P}_V = \bar{P}_R - \bar{P}_A \end{cases}$$

La condition à la limite aval: $\delta P = 0$

Ainsi:
$$\delta P_R = \frac{\partial(\Delta \bar{P}_V)}{\partial m_V} \cdot \delta m_V \quad (2)$$

-c-Le réservoir

En supposant que la vitesse est nulle dans le réservoir, seul l'effet de compressibilité est à prendre en considération.

A partir de l'équation de continuité:

$$\frac{d(P_R \cdot U_R)}{dt} = U_R \cdot \frac{dP_R}{dt} = \delta m_C - \delta m_V$$

Et d'après la transformation isentropique; tel que:

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{cte}, \quad \frac{dP}{P} = \gamma \frac{d\rho}{\rho}$$

On obtient ainsi:

$$d\rho_R = \frac{1}{a^2} \cdot dP_R$$

Ce qui nous permet d'avoir :
$$\delta m_C - \delta m_V = \frac{U_R}{a^2} \cdot \frac{d(\delta P_R)}{dt} \quad (3)$$

En combinant les équations 1, 2 et 3 on obtient le système suivant

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta m_C \\ \delta P_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{A_c}{L_c} \cdot \frac{\partial(\Delta \bar{P}_V)}{\partial m} & -\frac{A_c}{L_c} \\ \frac{a^2}{U_R} & -\frac{a^2}{U_R} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\partial P_V}{\partial m}\right)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta m_C \\ \delta P_R \end{pmatrix} \quad (4)$$

ROUTH et HURWITZ donnent une condition nécessaire pour que le système soit asymptotiquement stable, et que les parties réelles de valeurs propres de la matrice M soient toutes négatives.

Ce qui ramène la condition de pompage à un calcul de signe des valeurs propres.

Le système ainsi développé nous permet d'écrire l'équation suivante:

$$r^2 - \left(\frac{a^2}{\nu} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\partial \bar{P}_R}{\partial m} \right)} - \frac{A_c}{L_c} \cdot \frac{\partial (\Delta P_c)}{\partial m} \right) + \frac{a^2}{\nu} \cdot \frac{A_c}{L_c} \cdot \left(1 - \frac{\left(\frac{\partial (\Delta \bar{P}_c)}{\partial m} \right)}{\left(\frac{\partial (\Delta \bar{P}_V)}{\partial m} \right)} \right) = 0$$

Avec une fréquence de résonance de HELMOLTZ

$$\omega_H = \frac{a^2}{\nu} \cdot \frac{A_c}{L_c}$$

conditions d'instabilités

C'est la condition qui met en évidence, la divergence au cours du temps, pour cela:

$$\frac{a^2}{\nu} \cdot \frac{A_c}{L_c} \cdot \left(1 - \frac{\frac{\partial (\Delta \bar{P}_c)}{\partial m}}{\frac{\partial (\Delta \bar{P}_R)}{\partial m}} \right) < 0$$

Ce qui nous amène à:

$$\frac{\partial (\Delta \bar{P}_c)}{\partial m} > \frac{\partial (\Delta \bar{P}_V)}{\partial m} \quad (\text{condition peu fréquente})$$

où

$$\frac{a^2}{\nu} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\partial (\Delta \bar{P}_V)}{\partial m} \right)} - \frac{A_c}{L_c} \cdot \frac{\partial (\Delta \bar{P}_c)}{\partial m} < 0$$

Cette condition est possible si:

$$\frac{\delta P_c}{\partial \bar{m}} > 0$$

Alors

$$\frac{\partial (\Delta \bar{P}_c)}{\partial \bar{m}} \cdot \frac{\partial (\Delta \bar{P}_v)}{\partial \bar{m}} > \frac{a^2}{A_c \cdot L_c \cdot U_R}$$

En normalisant ΔP par $\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2$ (u : est la vitesse de rotation)
et \bar{m} par $\rho \cdot u \cdot A_c$

La deuxième condition s'écrit

$$\frac{\partial (\Delta \bar{P}'_c)}{\partial \bar{m}'_c} \cdot \frac{\partial \bar{P}'_v}{\partial \bar{m}'} > \left(\frac{2 \cdot \omega_H \cdot L_c}{u} \right)^2 = \frac{1}{B^2}$$

C'est la condition la plus probable

Condition de pompage

Le phénomène du pompage est dû à l'existence d'une partie imaginaire représentant la pulsation du pompage, ce qui se traduit par:

$$\Delta < 0$$

tel que:

$$\text{où } \left(\frac{a^2}{U_R} \cdot \frac{1}{\partial (\Delta \bar{P}_v) / \partial \bar{m}} - \frac{A_c}{L_c} \cdot \frac{\partial (\Delta \bar{P}_c)}{\partial \bar{m}} \right)^2 - 4 \frac{a^2}{U_R} \cdot \frac{A_c}{L_c} \cdot \left(1 - \frac{\partial (\Delta \bar{P}_c) / \partial \bar{m}}{\partial (\Delta \bar{P}_v) / \partial \bar{m}} \right) < 0$$

$$\left(\frac{a^2}{U_R} \cdot \left(\frac{1}{\partial (\Delta \bar{P}_v) / \partial \bar{m}} \right) + \frac{A_c}{L_c} \cdot \frac{\partial (\Delta \bar{P}_c)}{\partial \bar{m}} \right)^2 - 4 \frac{a^2}{U_R} \cdot \frac{A_c}{L_c} < 0$$

soit $\omega_H^2 = \frac{a^2}{U_R} \cdot \frac{A_c}{L_c}$

Et en normalisant

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{m}} = \frac{U}{A_c} \cdot \frac{\partial (\Delta \bar{P}')}{\partial \bar{m}}$$

La condition s'écrit:

$$\omega_H^2 \cdot \frac{L}{U} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\partial (\Delta P'_c)}{\partial m}\right)} + \frac{U}{L_c} \cdot \frac{\partial (\Delta P'_c)}{\partial m} < 4 \omega_H^2$$

en posant :

$$B = \frac{U}{2 \omega_H \cdot L_c} = \frac{U}{2a} \cdot \left(\frac{U_R}{A_c \cdot L_c}\right)^{1/2}$$

On obtient:

$$\frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\partial (\Delta \bar{P}')}{\partial \bar{m}}\right)} + \frac{1}{B^2} \cdot \frac{\partial (\bar{P}'_c)}{\partial \bar{m}'_c} < 1$$

Les conditions de pompage et de l'instabilité, montrent l'importance du circuit pour des caractéristiques données du compresseur et de la vanne.

Par des études comparatives nombreuses GREITZER a pu montrer que la la valeur de B, était effectivement déterminante pour prédire l'apparition du pompage ou du décrochage tournant; il est arrivé à des plages qui sont fonction du facteur B, permettant de déterminer le cycle de pompage et de décrochage tournant.

- | | | |
|----------------|----------------|---------------------------------|
| Si B est Grand | (B > 0.8) | pompage |
| Si B est petit | (B < 0.6) | Décrochage tournant |
| Si | 0.6 < B < 0.8) | Décrochage tournant ou pompage. |

CHAPITRE III

**PRINCIPAUX MODELES
D'ECOULEMENTS
DANS LES
TURBOMACHINES**

CHAPITRE III

Description :

A travers une turbomachine un échange d'énergie est effectué entre un gaz en mouvement et un arbre en rotation par l'intermédiaire d'un ensemble d'aubages mobiles.

Au cours de cet échange, l'énergie du gaz se transforme de son état potentiel en énergie cinétique ou inversement. L'énergie mise en jeu peut être apportée par un organe extérieur, généralement un moteur (compresseur) ou par le gaz lui même (turbine).

Dans tous les cas, cet échange obéit à l'équation d'Euler :

$$\Delta E = \Delta (U \cdot V_u)$$

ΔE : désignant la variation d'énergie totale par unité de masse du gaz.

U : la vitesse d'entrainement

V_u : la composante de la vitesse absolue suivant la direction d'entrainement.

L'équation est valable le long de toute ligne de courant à travers un rotor.

Au cours du processus d'échange d'énergie entre le fluide et les parties tournantes de la machine, les déflexion, accélération et diffusion sont imposées à l'écoulement à travers les passages limités par les parois des aubages, du moyeu et du carter externe.

Ces parois ne présentent pas en général une forme simple, ce qui fait que l'écoulement est tridimensionnel.

Bien souvent, particulièrement dans les machines actuelles, cet écoulement est compressible, comporte des domaines limités par des

ondes de choc et est soumis aux effets de la viscosité.

Ces phénomènes forment en aval du bord de fuite des sillages qui balayent l'espace en aval.

Après du moyeu et de l'enveloppe extérieure prennent également naissance des phénomènes tourbillonnaires souvent instables (écoulements secondaires) qui sont la cause d'une part importante des pertes.

Dans les régimes de fonctionnement globalement instationnaire (décollement tournant, pompage) que l'on observe généralement hors des conditions d'adaptation, ces phénomènes prennent une forme plus complexe et sont encore peu connus à l'heure actuelle.

Sur le plan théorique, un écoulement correspondant à cette description doit être représenté par les équations de Navier Stokes.

Il est donc nécessaire dans le domaine expérimental comme dans le domaine théorique d'effectuer des hypothèses simplificatrices conduisant à des modèles utilisables en pratique.

1- EQUATIONS FONDAMENTALES DES ECOULEMENTS TRIDIMENSIONNELLES

Au cours de ce chapitre, nous nous proposons de donner une formulation mathématique dans un élément de turbomachine axiale (fig 12 et 13), (19).

Pour aborder un tel problème, la mécanique des fluides met à notre disposition un certain nombre d'équations aux dérivées partielles associées à des conditions aux limites qui nous permettent d'envisager une solution dépendant à priori du temps, et de trois variables spatiales.

Soit \mathcal{A} un repère absolu (r, z, φ) et $\vec{V} = (u, v_t, w)$ le champ des vitesses absolues des fluides.

Dans un tel repère l'écoulement généralement instationnaire est régi par les équations suivantes:

$$(1) \begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0 \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \text{Rot} \vec{V} \wedge \vec{V} = -\text{grad} H \\ h = h(\rho) \end{cases}$$

Tel que H représente l'enthalpie totale du fluide

$$H = h + \frac{1}{2} \vec{V}^2$$

A ces conditions on ajoute la condition de glissement sur toute surface matérielle $S = S_a$ (moyeu, carter, aubage)

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overline{\text{grad}} S = 0$$

Pour cela on pose la condition suivante:

Pour une roue unique, animée d'une vitesse de rotation uniforme $\vec{\omega}_a$, et pour une alimentation stationnaire dans le repère \mathcal{A} lié à

la roue.

Soit (r, θ, z) un système de coordonnées cylindriques lié au repère et $W = (u, v_R, w)$ la vitesse relative tel que

$$\bar{V} + \bar{\omega}_0 \wedge \bar{r}$$

En faisant le changement de repère de :

$$\begin{array}{ccc} A & \longrightarrow & R \\ (r, \varphi, z) & \longrightarrow & (r, \theta, z) \end{array}$$

avec : $\varphi = \theta + \omega_0 \cdot t$

Le système d'équation 1 devient :

$$\begin{aligned} \text{div}(\rho \bar{W}) &= 0 \\ \text{Rot} \bar{V} \wedge \bar{W} &= -\text{grad} J \end{aligned}$$

avec :

$$J = h + \frac{1}{2} \cdot (\bar{W}^2 - \omega_0^2 r^2)$$

nous disposant ainsi de cinq équations scalaires pour les inconnues:

$$\rho, h, \bar{W}$$

Les conditions aux limites:

-1-Pour les surfaces mobiles fixes, dans R , on a :

$$\bar{W} \cdot \overline{\text{grad}} S = 0 \quad \text{pour } S = S_0$$

-2-Pour les surfaces fixes, présentant une symétrie axiale

$$\bar{W} \cdot \overline{\text{grad}} S = 0$$

-3-Les conditions à l'infini amont de l'écoulement sont supposés stationnaires, uniforme, de vitesse $V(0, 0, W_0)$

Du fait de la conservation de l'enthalpie relative J

$$J = J_0 \quad (\text{le long d'une surface de courant})$$

D'où:

$$\text{Rot } \bar{V} \wedge \bar{W} = 0$$

On obtient un système d'équation

$$\begin{cases} \text{div}(\rho \bar{W}) = 0 \\ \text{Rot } \bar{W} = -2 \bar{\omega}_0 \\ h + \frac{1}{2} \cdot (\bar{W}^2 - \omega_0^2 \cdot r^2) = J_0 \\ h = h(\rho) \end{cases}$$

Tel que

$$h = \int_{-6}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho}$$

D'où:

$$h = \frac{a_0^2}{\gamma-1} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma-1}$$

a_0 : Célérité du son

$$a_0^2 = \gamma \cdot \frac{p_0}{\rho_0}$$

Le nombre de Mach local

$$M = \frac{2}{\gamma-1} \cdot \left\{ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_0^2}{\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma-1}} - 1 \right\}$$

M_0 : Nombre de Mach à l'infini amont.

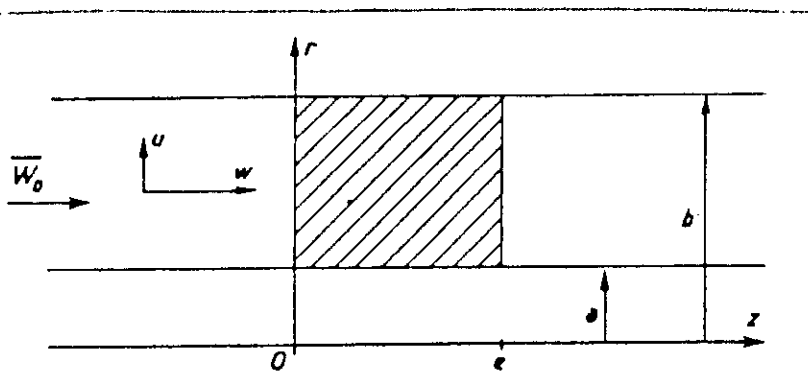


Figure 12 Géométrie de la machine
plan (r, z)

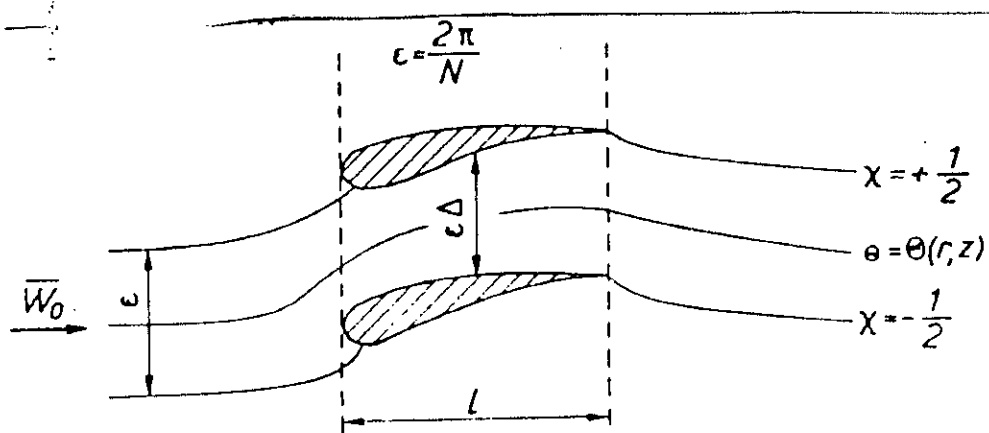


Figure 13 Géométrie de la machine
plan (θ, z)

2- CALCUL DE L'ÉCOULEMENT TRIDIMENSIONNEL PAR LA METHODE S₁-S₂ (20)

2-1-Introduction:

L'une des techniques les plus utilisées pour le calcul des écoulements stationnaires subsoniques, sans retour dans les turbomachines est la méthode S₁-S₂ de C.H.WU.

Elle consiste à décomposer l'écoulement selon :

-1-Un écoulement qualifié de moyen dont la principale caractéristique est d'être à symétrie axiale, c'est à dire qu'il admet une famille de surfaces de courant de révolution.

-2-Un écoulement de Grille (aube à aube) voir les figures 14, 15, 16 pour illustration.

Avec cette méthode, le problème initial des équations locales et les conditions aux limites tridimensionnelles est décomposées en deux problèmes bidimensionnels couplés formulés pour deux fonctions de courants ψ_1 et ψ_2 .

Ceci présente deux avantages majeurs:

-Les conditions aux limites sur les parois sont d'une famille S₁ à l'autre S₂ relativement découplées.

-Les équations locales peuvent se mettre sous une forme dans laquelle les opérateurs quasi-linéaires (ensemble des termes auxquels on associe des conditions aux limites).

2-2- Formulation

2-2-1-Paramétrage:

Les fonctions de courant ψ_1 et ψ_2 qui décrivent plus particulièrement, l'un est un écoulement suivant le plan méridien, l'autre en écoulement "aube à aube "

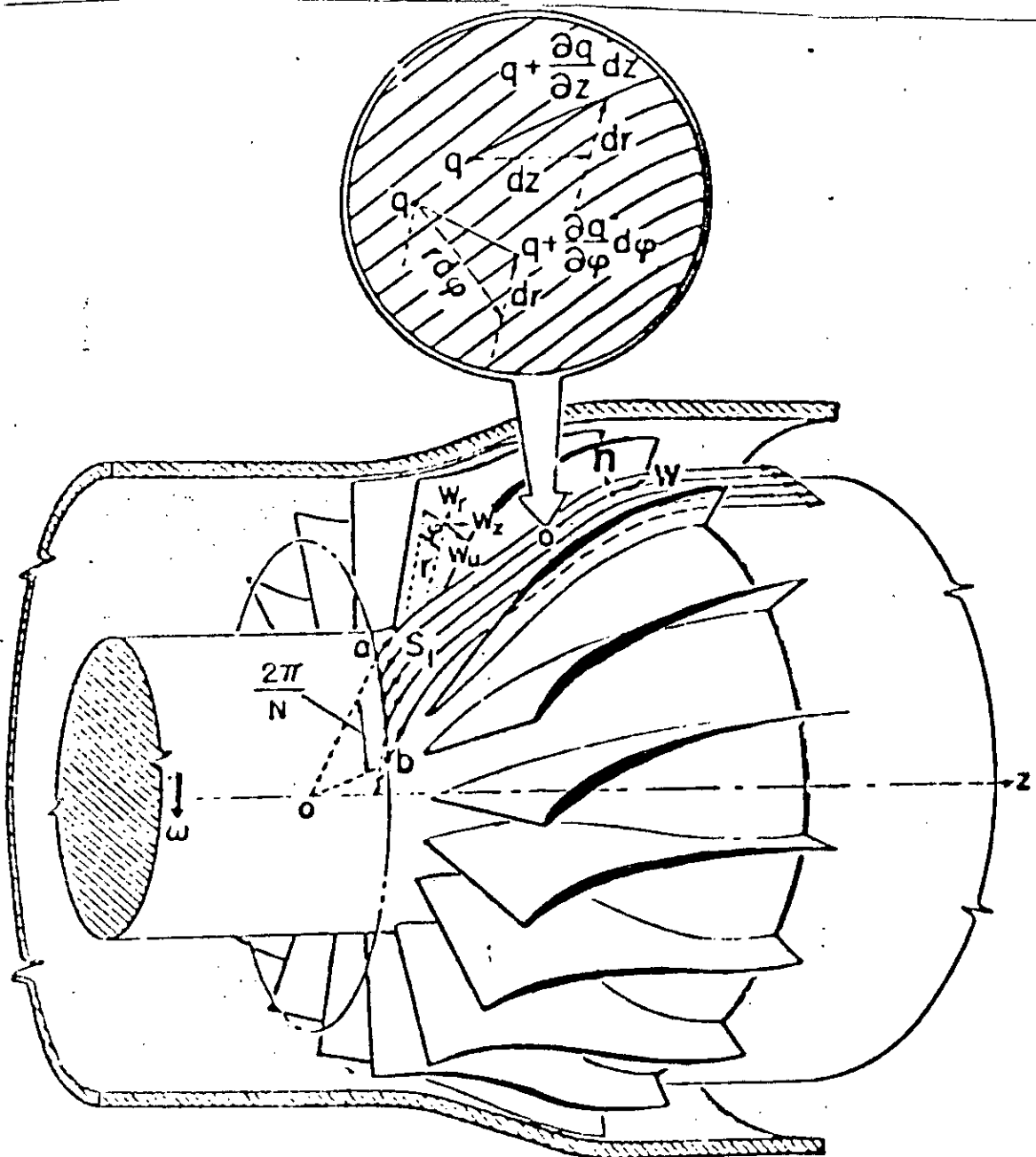


Figure 14 Relative stream surface S_1

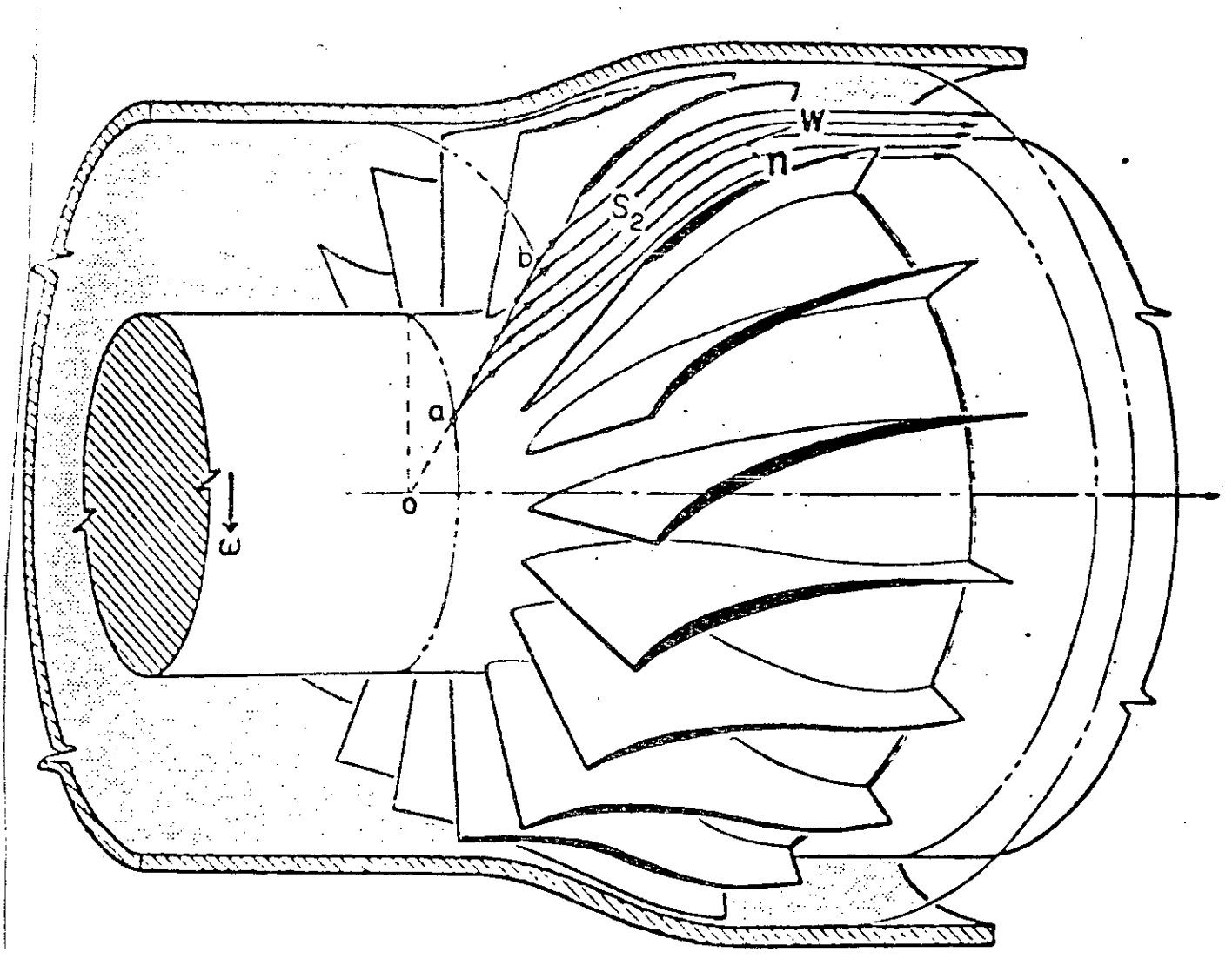


Figure 15 Relative stream surface S_2

Ces équations sont décomposées en partie moyennes :

-D'aube à aubes : $\psi_0, \chi_0 + \theta$

-Et en perturbations : $\sigma \cdot \varphi, \sigma \cdot \xi$

Cette transformation nous permet d'avoir:

$$\psi_1 = \psi_0(r, z) + \sigma \cdot \varphi(r, \theta, z)$$

$$\psi_2 = \chi_0(r, z) + \theta + \sigma \cdot \xi(r, \theta, z)$$

Avec : $\sigma = \frac{b}{r_0}$ paramètre caractérisant l'allongement des aubes.

Où: r_0 : Rayon caractéristique

b : Epaisseur de la roue.

La vitesse relative s'exprime par/

$$W = \frac{1}{\rho} (\nabla \psi_1 \wedge \nabla \psi_2)$$

Soit le changement de variable:

$$\theta \longrightarrow y = \frac{1}{\sigma} \cdot (\theta + \chi_0(r, z))$$

$$z \longrightarrow x = \frac{z}{b}$$

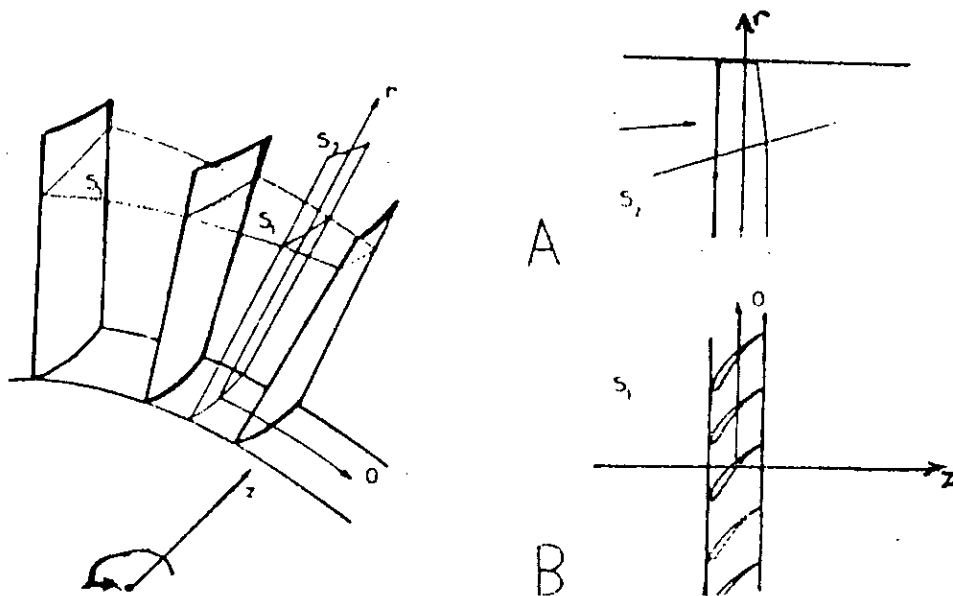
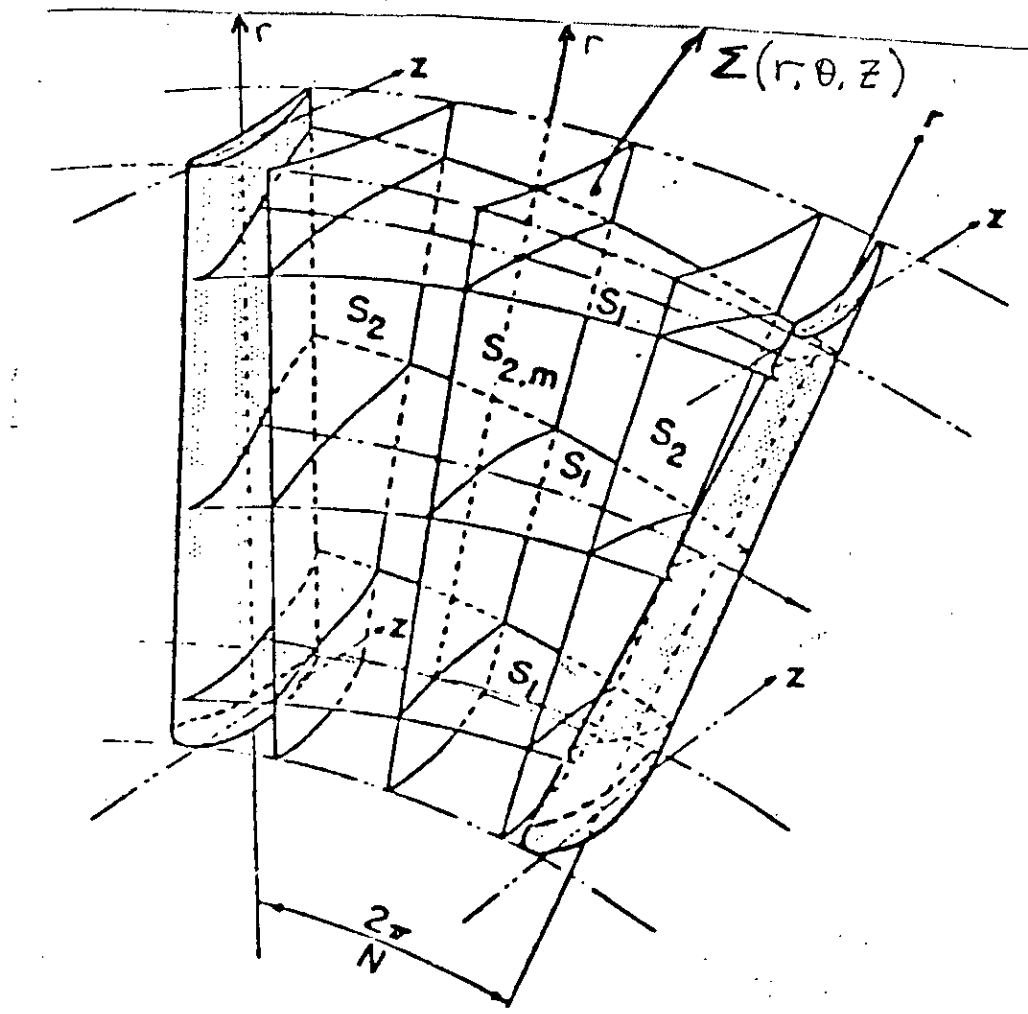


Figure-16- principe de décomposition de l'écoulement tridimensionnel en deux familles d'écoulement bidimensionnel

L'équation locale est projetée sur les normales aux surfaces S1 et S2 avec ω_A

$$\omega_A \wedge W = -\nabla R$$

Où ω_A : Rotationnel absolu.

R : Rothalpie tel que $R = \frac{W^2}{2} + h - \frac{\omega_0^2 \cdot r^2}{2}$

ω_0 : Vitesse de rotation de la roue

h : L'enthalpie locale.

Les hypothèses considérées dans ce modèle sont:

-La machine est de type axiale.

-On néglige la contribution des produits mixtes.

$$\left(\frac{\partial x}{\partial r}\right) \cdot \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial z}\right)$$

-Le fluide est incompressible.

2-2-2-Equations locales

La vitesse w satisfait l'équation de continuité, dont les composantes sont:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial y}\right) - \frac{1}{r \cdot r_0} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ & - \frac{\Gamma_k}{r} - \frac{1}{r_0} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y}\right) + \frac{1}{r_0} \cdot \frac{\partial \chi_0}{\partial r} \cdot \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y}\right) + \\ & + \sigma \cdot \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial r} - \frac{1}{r_0} \cdot \frac{\partial k}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r}\right) \\ & \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \cdot \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial y}\right) + \sigma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \chi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \end{aligned}$$

où : Γ_k est la circulation moyenne.

Avec $\vec{\Gamma}_k = r \cdot \omega \cdot \theta$

Tel que:

$$\vec{\Gamma}_k = -r \cdot \partial \psi_0 \cdot \frac{\partial r}{\partial x_0} \cdot \partial z$$

A partir de quoi on peut exprimer le rotationnel ω_a

Par ailleurs l'équation locale :

$$\omega_A \wedge W = -\nabla R$$

Permet d'écrire de façon classique:

$$W \cdot \nabla R = 0 \quad / \quad R(\psi_1, \psi_2)$$

$$\omega_A \cdot \nabla \psi_1 = \frac{\partial R}{\partial \psi_2} \quad \text{- I -}$$

$$\omega_A \cdot \nabla \psi_2 = \frac{\partial R}{\partial \psi_1} \quad \text{- II -}$$

En supposant que l'alimentation étant axisymétrique, on peut supposer:

$$R = R(\psi_{00}) \quad \text{dans le plan d'entrée}$$

Avec

$$\psi_{00} = \psi_0(r, z_{\text{entrée}})$$

On écrit ainsi

$$\frac{\partial R}{\partial \psi_2} = 0$$

$$\frac{\partial R}{\partial \psi_1} = \frac{dR}{d\psi_{00}}(\psi_0) + \frac{d^2 R}{d\psi_{00}^2} \cdot \frac{b}{r} \cdot \psi + o(\psi^2)$$

Après avoir substitué les valeurs établi dans I, on obtient:

$$E_0 + A\left(\frac{\psi}{r} \cdot \frac{\partial k}{\partial x}\right) + B\left(\frac{\psi}{r}\right) + C(\psi) + D(\psi) = 0 \quad \text{IA}$$

$$\text{ou: } k = \frac{r_0 \cdot \chi_0}{b}$$

F_0 : est le terme de force moyenne d à la déviation.

$$F_0 = \frac{b}{r} \cdot \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial r} - \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial z} \right)$$

: pour cela nous avons:

Γ_A : La circulation moyenne absolue

$$\Gamma_A = \Gamma_R + \omega_0 r^2 \cdot A \left(\xi, \frac{\partial k}{\partial x} \right)$$

A : L'opérateur typique de grille

$$A \left(\xi, \frac{\partial k}{\partial x} \right) = r_0 \cdot \omega_0^2 \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{1}{r_0} \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right)^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 k}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y} \right)$$

ω_0 : Le module de vitesse relative

$B \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)$: est un terme de couplage entre écoulement d'aube à aube voisin; ce terme dépend essentiellement de la vitesse radiale moyenne $\left(-\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \right)$.

$$B \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) = \sigma \cdot \left\{ \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial r \partial z} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right) \right) \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) \right.$$

$$\left. - 2 \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \right) \right.$$

$$\left. + \sigma^2 r_0 \cdot \left\{ \frac{\partial \xi}{\partial y} \cdot \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right) - \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial z} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} \right\} \right.$$

$C(\varphi)$: est le terme de couplage local entre les écoulements sur S_1 et S_2 .

$$C(\varphi) = \frac{b}{r_0^2} \cdot \lambda^2 \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \cdot \partial y}$$

Avec:

$$\lambda^2 = \frac{r_0}{r} + \left(\frac{\partial k}{\partial x} \right)^2$$

$D(\varphi)$: Dans lequel sont regroupés des termes complémentaires de couplage prenant diversement en compte les effets de déviation et de la vitesse radiale.

$$\begin{aligned} D(\varphi) = & \frac{\sigma}{r_0} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \cdot \partial x} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \cdot \partial x} + \frac{2 \cdot \sigma}{r_0} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 k}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r} \\ & + \sigma \cdot \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial r} - \frac{1}{r_0} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 k}{\partial r \cdot \partial x} \right) - \frac{1}{r_0} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 k}{\partial r \cdot \partial x} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right\} \\ & + \sigma^2 \cdot \left\{ \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r \cdot \partial z} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial k}{\partial x} \right) \right) \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right. \\ & \left. - \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} \right\} \end{aligned}$$

Pour l'équation II nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{b}{r} \cdot \left(-\frac{1}{r} E(\psi_0) + \frac{\partial \chi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial r} - \frac{\partial \chi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial z} \right) + P(\varphi) + Q\left(\frac{\xi}{r}\right) + S(\xi) \\ = -b \frac{dR}{d\psi_0} \quad \text{II A} \end{aligned}$$

Tel que :

$E(\psi_0)$: est l'opérateur d'équilibre méridien moyen.

$$E(\psi_0) = r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial z^2}$$

$P(\varphi)$: est l'opérateur d'équilibre méridien local.

$$P(\varphi) = -\frac{1}{r^2 \cdot r_0} \cdot \left\{ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \sigma^2 \left[-r \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r} \cdot \left(\frac{r_0^2}{r^2} - \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial k}{\partial x} \right) \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \lambda^2 \cdot r^2 \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} \right] \right\} + \sigma \cdot \varphi \cdot \frac{\partial^2 R}{\partial \psi_0^2}$$

$Q(\xi)$: est le terme de couplage local entre les écoulements S_1 et S_2 .

$$Q(\xi) = -\frac{b}{r_0^2} \cdot \lambda^2 \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial r \cdot \partial y}$$

$S(\xi)$: terme qui regroupe les divers contributions d'importance secondaire:

$$S(\xi) = -\frac{\sigma}{r_0} \cdot \left\{ \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right) - \frac{r_0}{r} \cdot \frac{\partial R}{\partial r} \right) \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} \right. \\ \left. + \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial r \cdot \partial x} - \frac{\partial^2 k}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial r} \right\} \\ - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial y \cdot \partial x} \\ + \sigma^2 \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \left\{ \left(2 \cdot \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial r \cdot \partial x} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right) \cdot \frac{\partial \xi}{\partial r} + \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} \right\} \\ - 2 \cdot \sigma \cdot \omega_0 \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y}$$

Pour déterminer χ_0 , ξ , ψ_0 , φ , à partir des équations IA et IB, nous imposons :

-D'une part une condition moyenne d'aube à aube.

$$\int_{\text{d'intra dos}}^{\text{d'extrados}} \xi \cdot dy = 0 \quad \text{-III-}$$

Qui détermine implicitement χ_0 , puis en utilisant IA, on calcul la perturbation ψ .

D'autre part un équilibre local représenté par l'équation suivante:

$P(\psi) + Q(\frac{\psi}{r}) + S(\frac{\psi}{r^2}) = 0$ qui régit ψ , puis en utilisant IIA, on obtient l'équation suivante:

$$E(\psi_0) = r \cdot \left(\frac{\partial \chi_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial r} - \frac{\partial \chi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial z} \right) + r^2 \cdot \frac{dR}{d\psi_0} \quad \text{-IV-}$$

A ces quatres équations IA, IIA, III, IV, il faut ajouter les conditions aux limites pour déterminer les quatres inconnues.

2-2-3- Conditions aux limites du problème:

-a- Problèmes posés à l'entrée:

*** Problème sur S_2 :

1- Pour ψ_0 , on impose :

- $\psi_0(r)$ à l'entrée est solution de l'équation d'équilibre radiale IV dans laquelle Γ_A , R sont données, et où on suppose que:

$$\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial z^2} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \quad \text{sont nuls} \quad (\text{écoulement méridien axial})$$

-Sur l'arbre et le carter on impose respectivement:

$$\psi_0 = 0 \quad \text{et} \quad \psi_0 = \phi_{aL}$$

où: ϕ_{aL} représente le débit.

-Pour φ , on impose sur l'arbre et le carter $\varphi=0$.

*** Problème sur S_2 :

1- Pour χ_0 , on suppose ∇_A , soit $\frac{\partial \chi_0}{\partial z}$ à l'entrée.

2- Pour ξ , on impose :

- $\xi = 0$ au bord d'attaque qui fixe la valeur de ξ (partout ailleurs on n'utilise que des dérivées ou des différences)

$$- \frac{\partial \xi}{\partial y} = 0 \quad (\text{axisymétrie à l'entrée})$$

- Hors des aubages et au bord de fuite :

$$\Delta_1^2 \xi = 0 \quad (\text{périodicité}) \quad (\Delta_1^2 A = A_{\text{aube},n} - A_{\text{aube},n-1})$$

$$\Delta_1^2 (W^2) = 0 \quad (\text{continuité de pression})$$

-Dans l'aubage et au bord de fuite.

$$W \cdot n_{1-2} = 0 \quad (n_{1-2}: \text{normales aux intrados et extrados})$$

-a- Stabilité et condition de sortie:

Pour élaborer la condition de sortie, nous prenons en considération, la pression locale prise suffisamment loin de roue.

$$P = P_0 + \rho \cdot \left[\lambda^2 \cdot \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y} + \sigma \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \cdot Z_0 \right]$$

Et d'une grandeur tourbillonnaire prise suffisamment loin de la roue.

$$\omega_A \cdot W = T_0 - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r_0} \cdot \left(\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \cdot Z) - \frac{\lambda^k}{b_{r_0}} \cdot \frac{\partial F}{\partial y} \right) + V$$

Où:

$$Z = \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

$$F = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

$$T_0 = \frac{\lambda^2}{r_0^2} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial r} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial r}$$

$$V = 2 \cdot \left(\frac{\lambda^2}{r_0^2} \cdot \frac{\partial \Gamma_A}{\partial r} - \frac{\omega_0}{r} \right) \cdot \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y} + \sigma \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)$$

Il apparait à partir des données de $\frac{\partial P}{\partial z}$ et de $(\omega_A \cdot W)$, en formulant un problème plan pour les inconnues F et Z, que le problème de la condition de sortie reste couplé aux problèmes sur S₁ et S₂.

Pour lever cette difficulté on suppose:

-La pression est axisymétrique loin en aval, en faisant $P - P_{moyen} = 0$

Ce qui nous permet d'avoir :

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \cdot Z = -\lambda^2 \cdot \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial r} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y} + \sigma \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)$$

Que l'on reporte dans le terme V

-La perturbation ξ est linéaire en Z dans le plan de sortie.

2-2-4-Etude quasi-tridimensionnelle de l'écoulement dans une turbomachine (21):

Dans cette partie on décompose l'écoulement en deux écoulements plans.

Hypothèse fondamentale:

Les surfaces S₁ sont des surfaces axisymétrique.

* Equation principale pour les surfaces de courant S₂ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} &= W_r \cdot \frac{\partial(\rho t')}{\partial z} - W_z \cdot \frac{\partial(\rho t')}{\partial r} + (\rho t')^2 \cdot \frac{dI}{d\psi} \\ &+ \frac{\rho t'}{r \cdot n_\theta} \cdot \left\{ n_r \cdot \frac{\partial(r v_\theta)}{\partial z} - n_z \cdot \frac{\partial(r v_\theta)}{\partial r} \right\} \\ &- \frac{I}{W_z} \cdot \left\{ (W_\theta \cdot n_z - W_z \cdot n_\theta) \cdot \frac{\partial S}{\partial r} + (W_r \cdot n_\theta - W_\theta \cdot n_r) \cdot \frac{\partial S}{\partial z} \right\} \cdot \frac{\rho t'}{n_\theta} \\ &= q(r, z) \end{aligned}$$

$$\text{Où: } t' = \frac{t}{n_0}$$

t : est une surface de courant.

Ce qui se met pour un écoulement axisymétrique sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} &= V_z \cdot \frac{\partial(\rho \cdot r)}{\partial r} - V_r \frac{\partial(\rho r)}{\partial z} + (\rho r)^2 \frac{dI}{dt} \\ &- \frac{\rho \cdot T \cdot r}{V_m^2} \cdot \left[V_z^2 \cdot \frac{\partial S}{\partial r} - V_r \frac{\partial S}{\partial z} \right] + \\ &+ \frac{\rho \cdot V_\theta}{V_m^2} \cdot \left[V_z \frac{\partial(r V_\theta)}{\partial r} - V_r \frac{\partial(r V_\theta)}{\partial z} \right] \end{aligned}$$

Et de l'équation secondaire du mouvement qui se met sous la forme

$$\text{de: } \frac{d(r V_\theta)}{d\tau} = \frac{r \cdot V_\theta \cdot T}{V^2} \cdot \frac{dS}{d\tau} \quad \tau: \text{ temps}$$

A partir de là, on peut avoir :

V_θ , ainsi que l'entropie S , à partir de l'équation suivante:

$$\bar{W} \cdot \nabla S = \frac{C_p}{T} \cdot E \cdot \bar{W} \cdot \nabla T$$

Avec : $E = 1 - \eta$ Pour une compression locale.
 $E = 1 - \eta$ Pour une détente locale.

Tel que : T : Température
 V : Vitesse absolue
 S : Entropie
 η : Coefficient polytropique.

2-2-4-1- Principale équation pour la surface S₁ :

La bande de courant est assimilée à une bande de révolution, tel que l'épaisseur de la bande de courant est constante quelque soit θ .

$$\frac{\partial t}{\partial \theta} = 0$$

Ce qui nous permet d'avoir :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \psi}{\partial m^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial \psi}{\partial m} \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r}{\partial m} - \frac{1}{t} \cdot \frac{\partial t}{\partial m} \right] \\ & - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \rho}{\partial m} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial m} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right] - 2 \rho \cdot t \cdot r \cdot \frac{\partial \Gamma}{\partial m} \\ & = (\rho t)^2 \cdot \frac{T}{W^2} \cdot \left[\frac{W_m}{r} \cdot \frac{\partial s}{\partial \theta} - W_\theta \frac{\partial s}{\partial m} \right] \end{aligned}$$

Qui se met sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial m^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = q(m, \theta).$$

* Le développement des équations pour la surface S₂ se fait de la même manière.

2-2-5-Résolution des deux systèmes:

Les deux équations se résolvent de la même manière; on donnera dans ce qui suit les principales étapes de travail.

1-Estimation du second membre, c'est à dire $q(r, z)$ où $q(m, \theta)$

- 2-Calcul de ψ
- 3-Calcul des fonctions auxiliaires.
- 4-Processus itératif.

Pour cela on prendra comme processus à suivre:

- 1-Choix du maillage.
- 2-Découpage du champ.
- 3-Descretisation.
- 4-point concourant.
- 5-Calcul de ψ .

Dans ce calcul il serait judicieux de choisir un balayage colonne par colonne (méthode de relaxation).

A partir de ce procédé de solution on donne la première colonne des valeurs de : ψ , ρ , S , I , et leurs dérivées; et on ferme le problème en donnant les conditions aux limites de raccordement.

* Conditions aux limites (cas de l'écoulement méridien):

- $\psi = 1$ Au carter.
- $\psi = 0$ Au moyeu.

Les mêmes conditions sont données dans le cas d'un écoulement aube à aube.

* Conditions de raccordement:

Au bord d'attaque, on a la continuité de ψ et V_m sur la trace méridienne du bord d'attaque

Pour le calcul des fonctions auxiliaires; a partir des valeurs de ψ et de ses dérivées, on calcul par la suite, V , ρ , H , S , P . En injectant pour cela $q(r, z)$ et $q(m, \theta)$.

On déclenche ainsi le processus itératif jusqu'à convergence sur ψ et sur les fonctions auxiliaires.

CHAPITRE IV

**PRINCIPE
FONDAMENTALE
DU CONTROLE PASSIF
DE LA COUCHE LIMITE**

CHAPITRE IV

1- DECROCHAGE DE LA COUCHE LIMITE SUR UNE AILE (22), (23):

Les écoulements supersoniques et transsoniques sont presque inévitablement traversés par des ondes de choc, provoqués soit par le changement de pente d'une paroi, soit par une contre pression, obligeant la vitesse à redevenir subsonique. La production d'entropie attachée à ces ondes a pour première conséquence l'apparition d'une trainée d'ondes dont la contribution peut être importante, spécialement en transsonique.

Ces ondes entre obligatoirement avec des surfaces sur lesquelles se développe une couche limite.

Il se produit alors un phénomène local d'interaction ayant pour conséquence un accroissement des effets dissipatifs, ceci est dû à l'action fortement destabilisatrice du gradient de pression adverse auquel la couche limite est soumise.

Il s'ensuit alors une dégradation de sa distribution de vitesse jusqu'à la formation fréquente du décollement.

Ces phénomènes liés à la viscosité et à l'écoulement se manifeste dans de nombreux domaines (profil d'aile, canaux interaubes, pales d'hélicoptère, prise d'air).

2- PRINCIPE DE CONTROLE DE LA COUCHE LIMITE :

L'idée de contrôler le phénomène de la couche limite afin d'en limiter les répercussions les plus défavorables est pratiquement contemporaine sur les écoulements à grande vitesse, datant des années 40.

Pour cela on peut soit éliminer tout ou une partie des zones de la couche limite à plus basse vitesse, soit lui injecter de la quantité de mouvement.

Ainsi dès 1947 REGENSCHEIT (24) a étudié l'effet d'une aspiration pratiquée au travers d'une fente à la paroi d'un profil, placé dans

un écoulement transonique.

Depuis cette date de nombreux travaux ont été consacrés à la conception et à la mise au point de dispositif de contrôle.

En fait, en raison des difficultés de mise en oeuvre pratique et d'un bilan énergétique souvent défavorable, très peu de cas d'essai de contrôle ont été utilisés sur des avions de transport civils, la question de contrôle de l'inter-action onde de choc couche limite sur une aile est à nouveau sérieusement examinée.

3- FACTEUR D'INFLUENCE DE L'INTERACTION ONDES DE CHOC- COUCHE LIMITE ET TECHNIQUE DE CONTROLE (25):

-a- Influence de la forme de la paroi:

La forme de la paroi est aussi susceptible d'agir sur une interaction couche limite-onde de choc.

Ainsi, en supersonique, un changement de pente convenablement aménagé au point d'impact d'un choc incident peut en théorie annuler le choc infléchi, par création d'une détente compensatrice.

D'une manière générale, toute modification de forme entraînant une accélération répartie ou non, tendra naturellement à stabiliser la couche limite en abaissant en particulier son paramètre de forme, c'est à dire, réduira les risques d'apparition ou d'extention brutale d'un décollement.

En écoulement transonique, on sait d'après GADD (26), que sur une paroi convexe, le décollement est retardé.

Il explique ce phénomène par le fait que la détente; qui se transforme ordinairement juste en aval d'un choc en transonique est intensifiée par une courbure correspondant à une convexité.

A proximité de la paroi cette détente influe sur le développement de l'écoulement dans un sens qui tend à retarder un possible décollement; toutefois d'après les calculs de INGER (27), l'effet serait faible, alors que le modèle de BOHRING et ZIEREP (28), prédit une influence favorable (voir figure 17).

-b- Influence d'un transfert de masse:

L'interaction avec une onde de choc, dépend beaucoup des

caractéristiques initiales de la couche limite à savoir:

- 1- Son profil de vitesse.
- 2- Sa distribution du nombre de Mach
- 3- Son frottement pariétal.

Ces trois caractéristiques sont susceptibles d'être profondément affectées par un transfert de masse -Aspiration ou injection- pratiquée sur une certaine longueur de paroi.

Le but le plus fréquemment recherché est de diminuer la trainée de fonction et aussi agir sur les flux thermiques, soit pour les intensifier, comme dans les échangeurs, soit au contraire, en vue de les diminuer, cas des aubages de turbines par exemple.

La manière la plus naturelle et la plus couramment employée pour modifier les coefficients d'échanges pariétaux consiste à pratiquer l'injection (ou l'aspiration) du fluide au travers d'une paroi rendue perméable.

Les résultats de la figure 18, mettent en évidence les évolutions suivantes:

1- Une injection $F > 0$ entraîne un creusement des distributions de vitesse, ce qui entraîne une augmentation du paramètre de forme H_1 (voir figure 18a), en même temps le coefficient de frottement C_f diminue et la couche limite devient épaisse.

2- Une aspiration $F < 0$, induit les effets inverses; c'est à dire que H_1 décroît et C_f croît.

Il est à noter que les tendances ci dessus vont dans le même sens que celles résultants d'un gradient de pression positif, dans le cas d'une injection, ou bien négative dans le cas d'une aspiration.

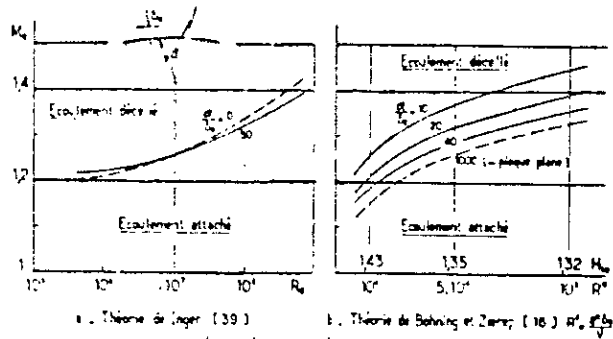


Figure -17- décollement naissant en transonique
Effet de courbure de la paroi.

F est le taux d'injection.

$$F = \frac{\rho_p \cdot U_p}{\rho \cdot U_\infty}$$

Avec: U_p : composante de la vitesse normale à la paroi.

ρ_p : masse spécifique en $y=0$

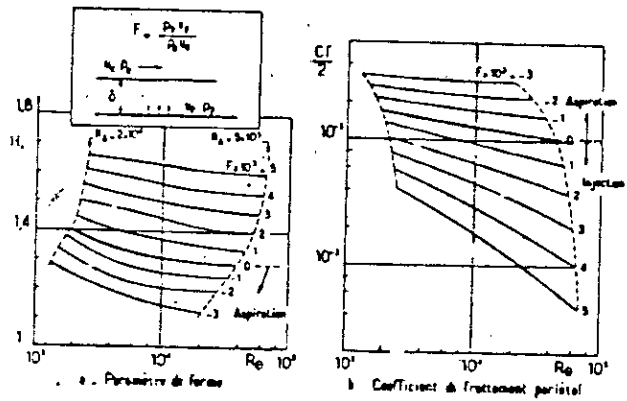


Figure -18- Effet d'un transfert de masse sur les propriétés de la couche limite.

4- principe du controle passif:

Cette méthode (29) est proposée afin de diminuer la trainée des profils d'ailes en transsonique.

La méthode consiste à rendre perméable une portion de l'extrados du profil de manière à assurer une circulation naturelle du fluide entre l'aval du choc et son amont (voir figure 19), L'un des avantages du procédé est qu'il ne nécessite aucune source d'énergie auxiliaire.

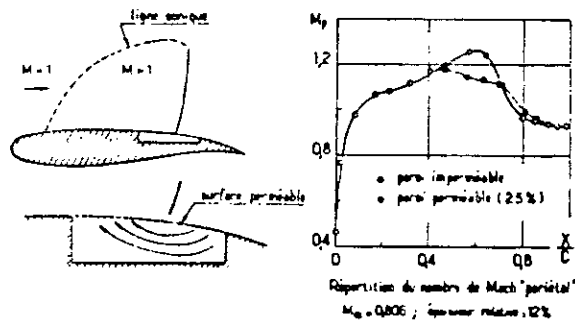


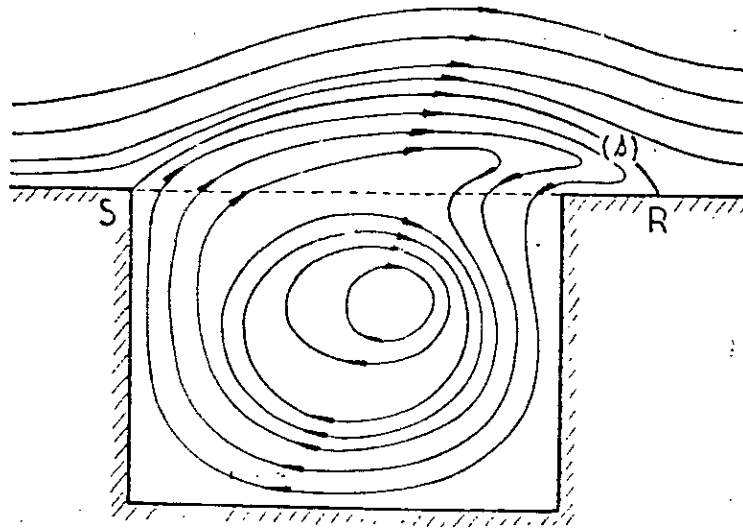
Figure 19-1-Contrôle passif sur un profil supercritique en transsonique.

On profite donc, d'un effet d'injection considérée jusqu'à présent comme néfaste pour épaissir la couche limite amont, en vue de créer des ondes de compression progressives qui affaiblissent le choc droit d'extrados.

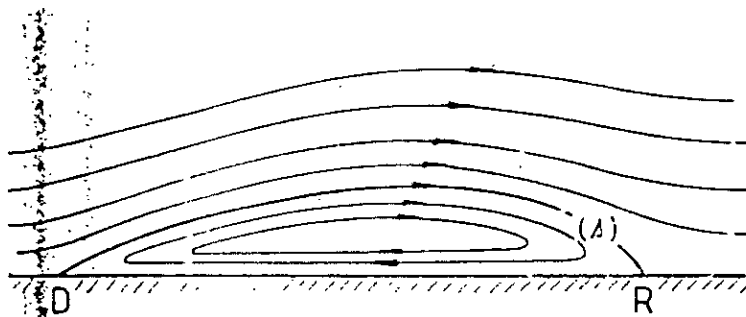
En somme le but est d'étaler la compression, ce qui a pour conséquence bien connue de minimiser l'accroissement d'entropie, d'où une trainée d'onde moindre.

La réduction de trainée escomptée résulte des deux effets combinés suivants:

-Injection pariétale dans la zone amont, provoquant un épaississement de la couche limite, ce qui entraîne un fractionnement de la compression par choc.



a - Avec contrôle passif



b - Décollement sur paroi pleine

Figure 19-2 -Représentation schématique des écoulements.

-Aspiration en aval tendant à réduire l'épaisseur de la couche limite, c'est à dire l'accroissement à craindre de la traînée de frottement (voir figure 19-2).

En outre la plupart des publications donnant les expériences déjà effectuées montrent que le contrôle passif tend à stabiliser le système de choc, ce qui fait reculer la limite d'apparition du tremblement, ceci a été vérifié dans le travail de P.THIEDE, P.KROGMANN, E.STANEWSKY, illustré dans la figure 20.

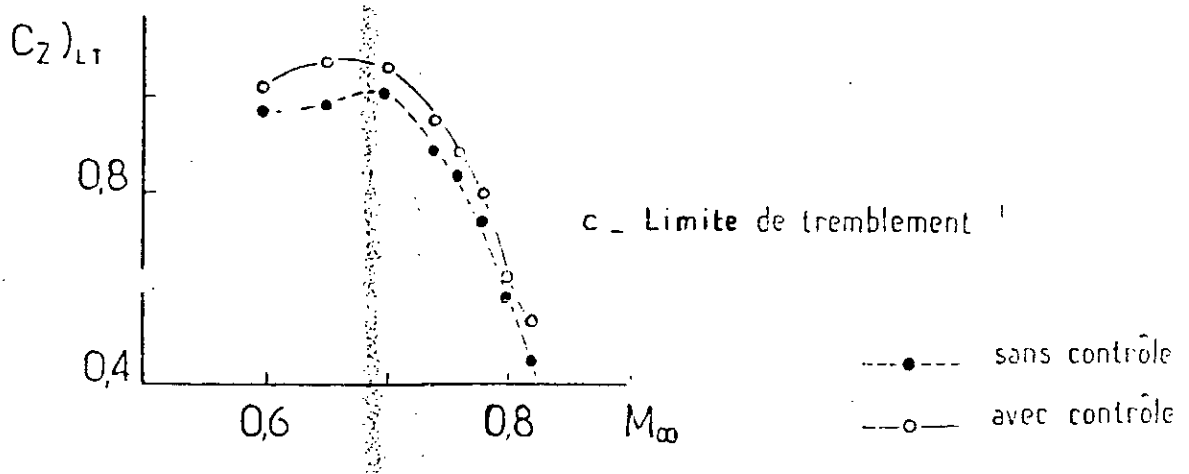
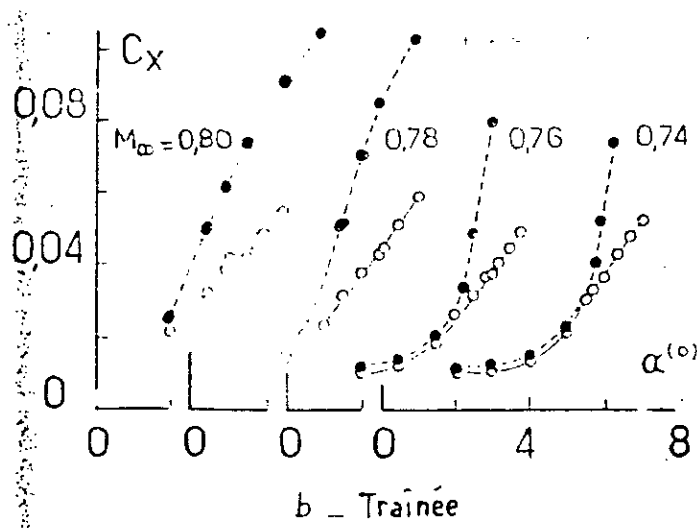
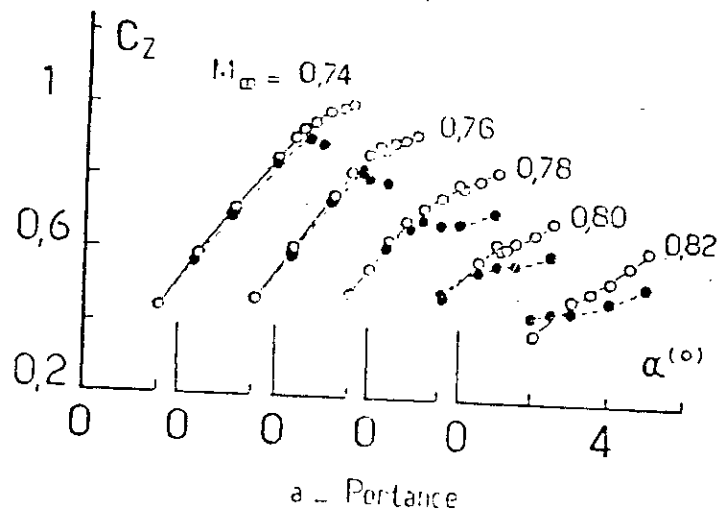


Figure -20- Effet du contrôle passif sur les performances d'un profil.

5- EXPERIENCE FONDAMENTALE SUR LE CONTROLE PASSIF:

Un ensemble importants de travaux sur le thème de l'interaction onde de choc couche limite en transonique, ont été établis, dont le travail expérimental de CHANETZ et T.POT (30), élaboré à l'ONERA.

Ce travail rend compte des résultats obtenus dans le cadre d'une étude fondamentale sur le contrôle passif de la couche limite, elle a pour objectif d'établir une description très détaillée, en vue de mettre en évidence l'effet des principaux paramètres agissant sur le phénomène, et de contribuer à l'élaboration de modèles théoriques.

1- Montage expérimental (voir figure -22-)

Les expériences ont été effectuées dans une soufflerie transonique du laboratoire de mécanique des fluides de Chalais-Meudon, l'alimentation est alimentée en continu par de l'air atmosphérique; les conditions génératrices des essais sont en moyenne les suivante:

-Pression génératrice: $P_{10} = 92.000 \text{ Pa}$

-Température génératrice: $T_{10} = 300 \text{ }^\circ\text{K}$

La figure donnant le schéma du montage expérimental, est donnée ci dessous:

L'entrée de la veine d'essai à une hauteur de 100 mm et une largeur de 120 mm

Sa paroi supérieure est rectiligne, alors que sa paroi inférieure, de forme évolutive, à un contour calculé de manière à ce que le canal constitue une demi tuyère plane convergente-divergente produisant un écoulement uniforme de nombre de mach nominal égal à "1.4".

Un second col, de section réglable est disposé en sortie de veine, loin en aval de la section d'étude .

En fonctionnement, ce col est amorcé, ce qui permet:

- D'une part de produire à l'intérieur du canal, par effet de blocage, une onde de choc dont la position, et corrélativement

l'intensité, peuvent être réglées à la valeur souhaitée.

-D'autre part d'isoler l'écoulement étudié, des perturbations provenant des canalisations aval, susceptibles, si cette précaution n'est pas prise, d'engendrer des oscillations importantes de l'onde de choc.

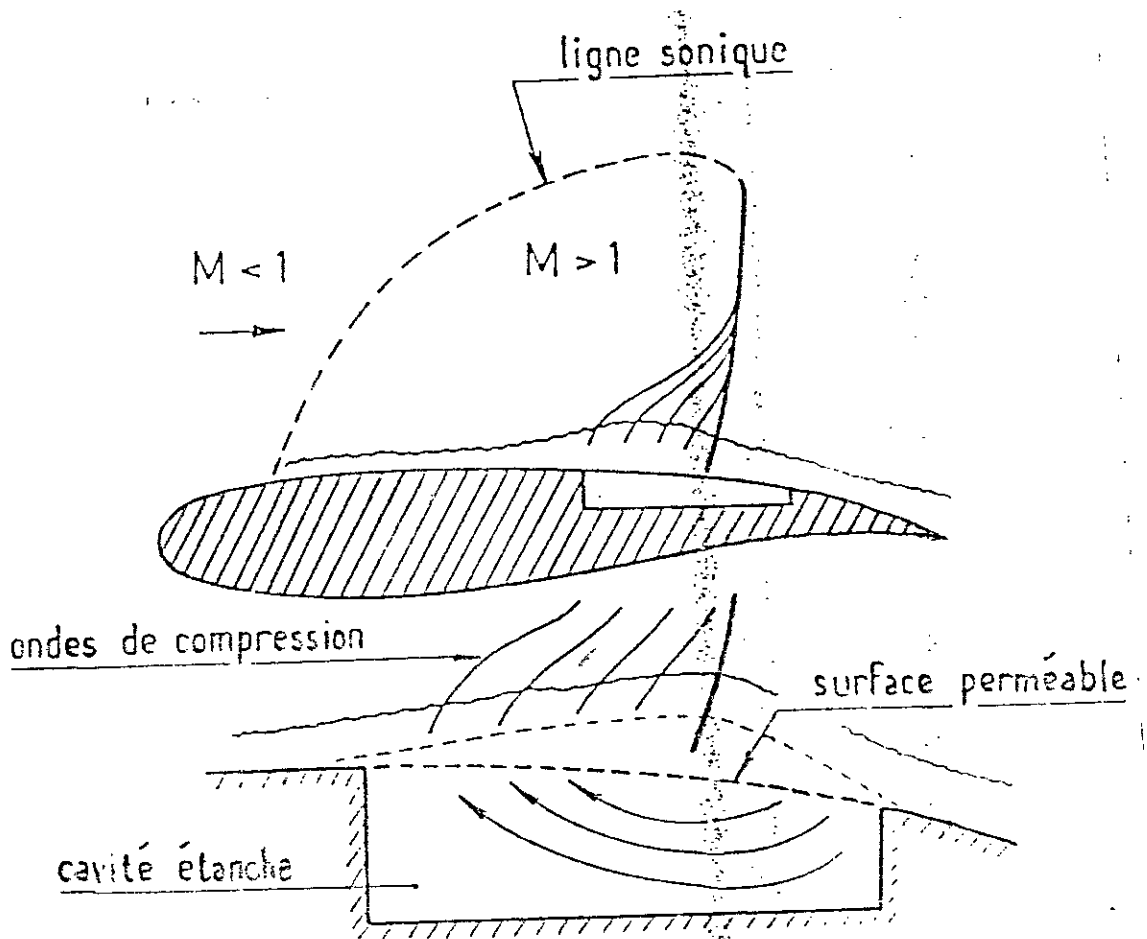
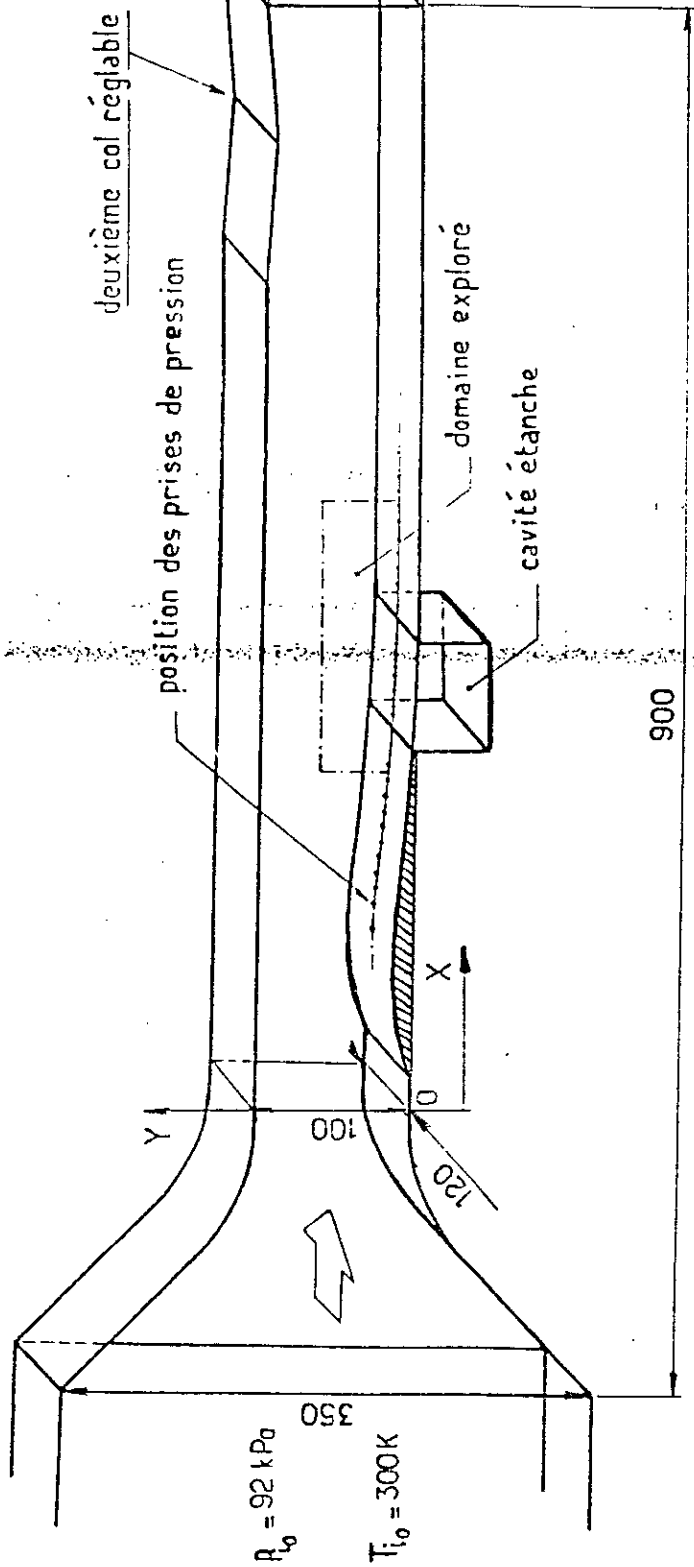


Figure -21- Principe d'action du controle passif.



Dimensions en mm Ech : ~0,25

Figure -22- Schéma du montage expérimental.

La zone où le contrôle passif est appliqué est situé sur la paroi inférieure, à 130 mm en aval du premier col, dans la partie du canal où la section est encore évolutive.

A ce niveau, le nombre de mach local dans l'écoulement non visqueux est de "1.3".

La région du contrôle s'étend sur une longueur L de 70 mm, et occupe toute la largeur de la veine.

Trois cavités de profondeur moyenne égale à 10, 30, et 50 mm ont été réalisées.

En fait comme elle conduisent à des résultats extrêmement voisins, il a été envisagé le cas où la cavité est la plus profonde.

La paroi perméable couvrant la cavité était réalisée au moyen d'une tôle perforée de perméabilité égale à 8% (voir figure 23).

2- Technique de mesure utilisée:

Après avoir visualisé le phénomène étudié au moyen de strioscopies, des mesures de pression, ont été réalisées grâce à 35 prise de pression situées sur la paroi inférieure de la veine, et 31 situées sur la paroi supérieure.

Le phénomène a été principalement qualifié au moyen de sondage dans le champ effectué à l'aide d'un vélocimètre laser tridimensionnel.

3- Présentation des résultats:

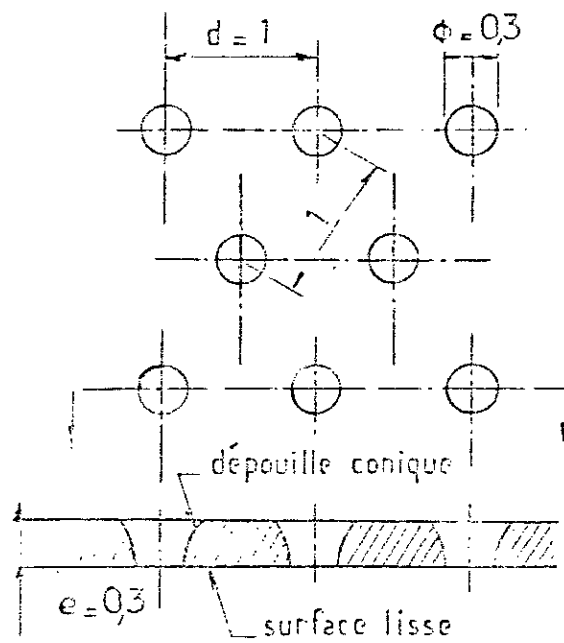
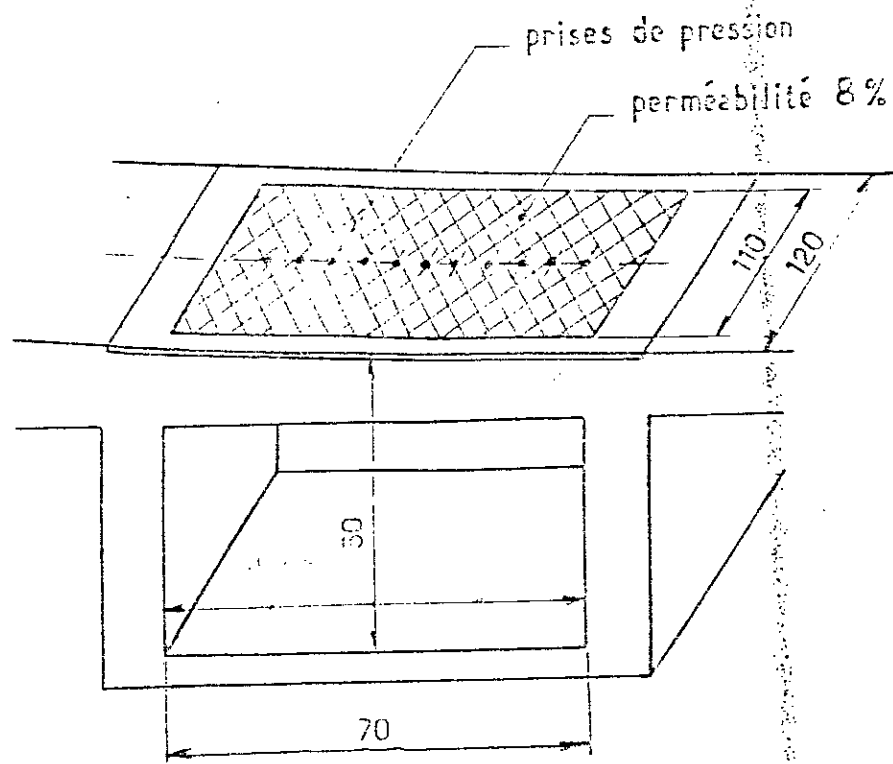
En l'absence du contrôle, on observe une augmentation régulière de la pression, caractérisée par un gradient intense entre l'origine de l'interaction et l'état sonique local.

Quand le contrôle est appliqué la répartition pariétale change pour adopter une allure caractéristique à trois points d'inflexion :

- La première montée en pression extrêmement raide est associée au décollement de la couche limite.

- La courbe s'infléchit ensuite rapidement jusqu'à un quasi-plateau.

- Suivi d'une nouvelle augmentation plus progressive qui correspond au recollement de la couche limite.



Dimensions en mm - Ech : 1 et 25

Figure.23- Schéma de la cavité.

Les résultats obtenus sont illustrés par les figures suivantes donnant une comparaison claire entre les caractéristiques aérodynamiques avec contrôle passif et sans contrôle passif.

La figure 24 montre la répartition de pression relevée sur la paroi inférieure du canal.

Les figures 25 et 26 donnent les variations des valeurs intégrales, calculées à partir des données expérimentales à savoir :

- épaisseur de déplacement :

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho \bar{U}}{\rho_e \bar{U}_e}\right) \cdot dy$$

- épaisseur de quantité de mouvement :

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{\rho \bar{U}}{\rho_e \bar{U}_e} \cdot \left(1 - \frac{\bar{U}}{\bar{U}_e}\right) \cdot dy$$

- épaisseur de l'énergie cinétique :

$$\theta^* = \int_0^{\delta} \frac{\rho \bar{U}}{\rho_e \bar{U}_e} \cdot \left(1 - \frac{\bar{U}^2}{\bar{U}_e^2}\right) \cdot dy$$

Dans le cas de la paroi pleine on observe des évolutions classiques marquées par une forte croissance de l'effet de déplacement , Ensuite décroît lentement.

Quand le contrôle passif est appliqué, il se produit tout d'abord une augmentation spectaculaire du taux de croissance de , obtenant un maximum deux fois supérieur à celui obtenu sans contrôle. Ce maximum est atteint presque exactement à la fin de la cavité, puis en aval décroît rapidement en raison du remplissage

progressif des distributions de vitesses.

Les évolutions du paramètres de forme H_1 sont données dans la figure 27.

$$H_1 = \frac{\delta^*}{\theta_i}$$

Pour l'interaction sur la paroi pleine H_1 atteint un maximum égal à 2,8 ce qui correspond à l'existence d'un bulbe de décollement; en aval H_1 se relaxe vers une nouvelle valeur de plaque plane, proche de 1,4.

Avec contrôle passif la croissance de H_1 est nettement plus forte, puisque le maximum est égal à 4 (valeur associée à un profil présentant un courant de retour).

La décroissance de H_1 démarre avant la fin de la paroi perméable, H_1 passant par la valeur 3, typique du profil de recollement, à environ 10 mm en aval de cette extrémité.

La figure 28 montre l'évolution du maximum de tension normal mesurée à chaque abscisse de sondage.

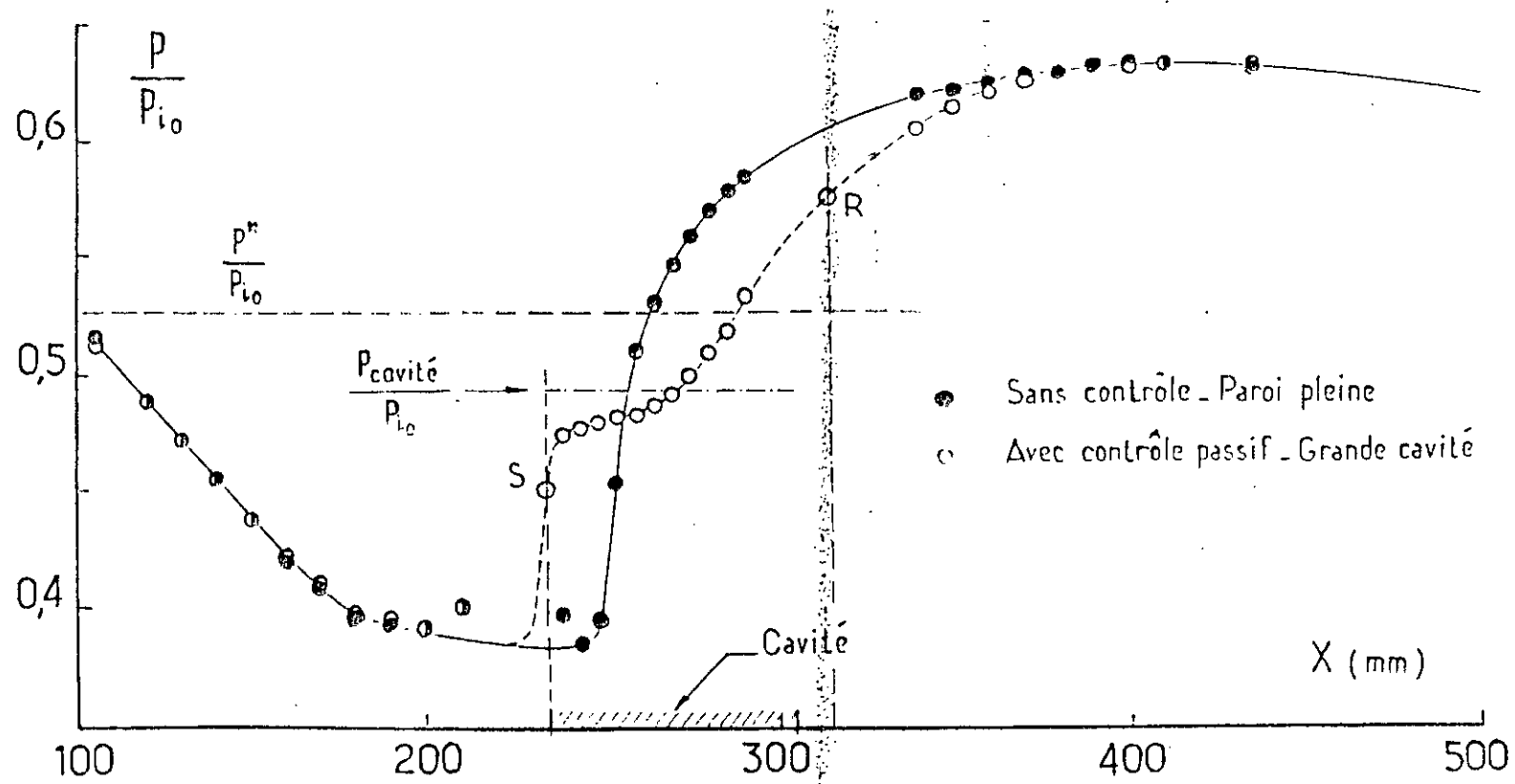
La distribution de la tension de cisaillement normalisée est donnée à la figure 29.

Les tendances sont analogues à celles observées pour l'énergie cinétique de turbulence, on retiendra les points suivants :

L'interaction entraîne une augmentation importante du niveau des tensions de cisaillement, l'effet est fortement accru par l'application du contrôle passif, les maximums sont alors plus de deux fois supérieurs à ceux mesurés pour la paroi pleine.

- l'effet déstabilisateur du choc subsiste loin en aval du domaine de forte interaction.

Figure -24- Distribution de pression pariétale.



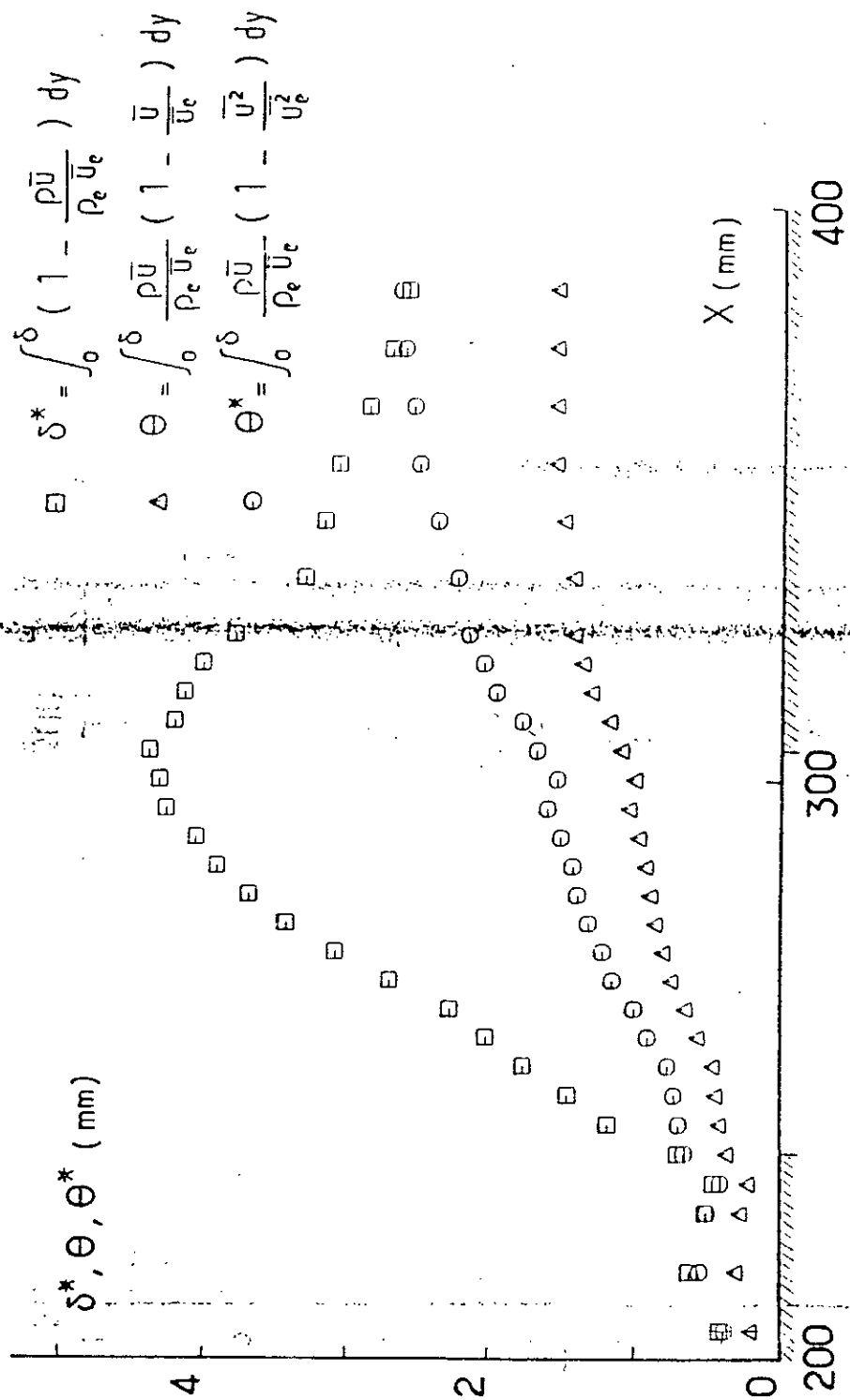


Figure -25- Evolution longitudinale des épaisseurs caractéristique de la couche limite avec controle passif -grande cavité

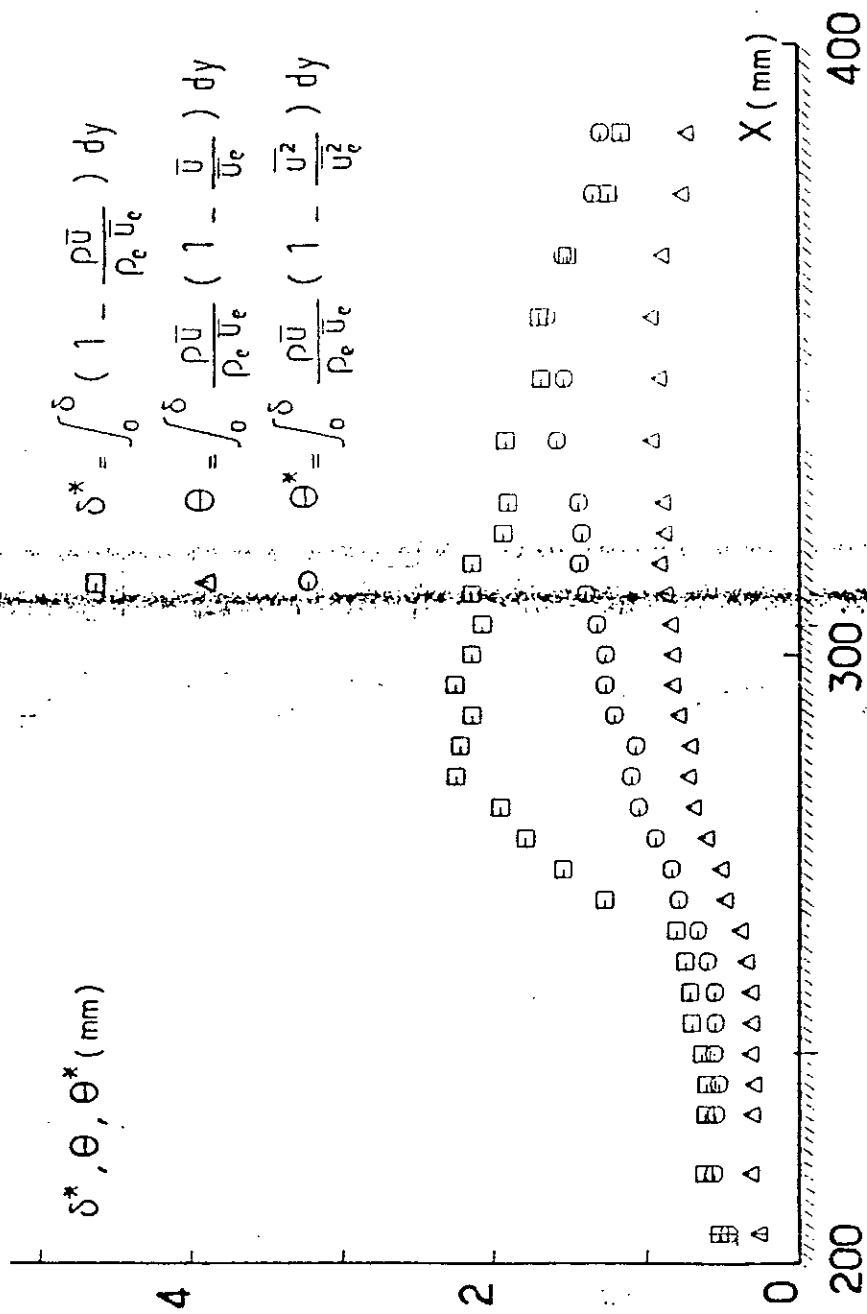


Figure -26- Evolution longitudinale des épaisseurs caractéristique de la couche limite -sans controle- paroi pleine.

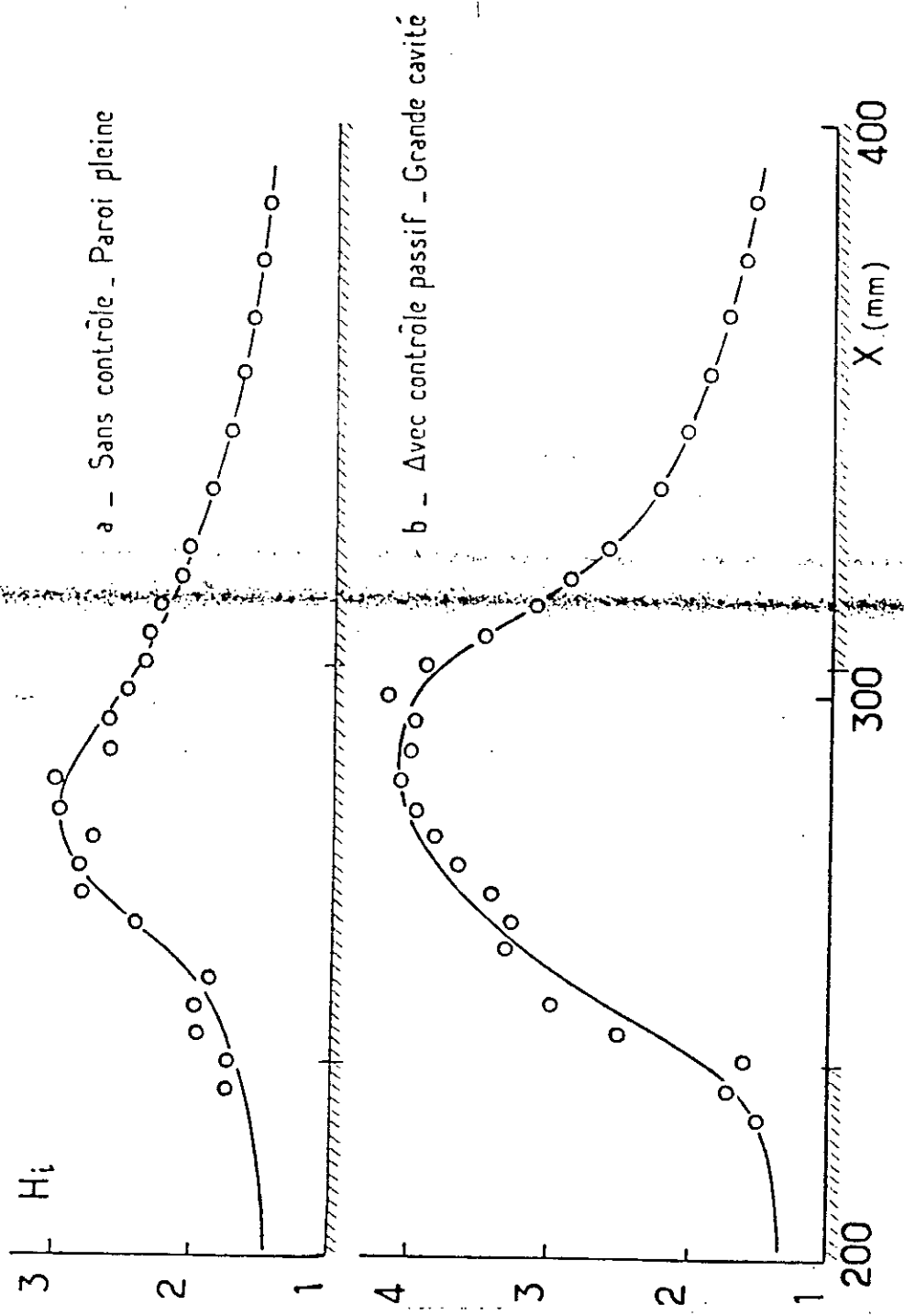


Figure -27- Evolution longitudinale du paramètre de forme incompressible.

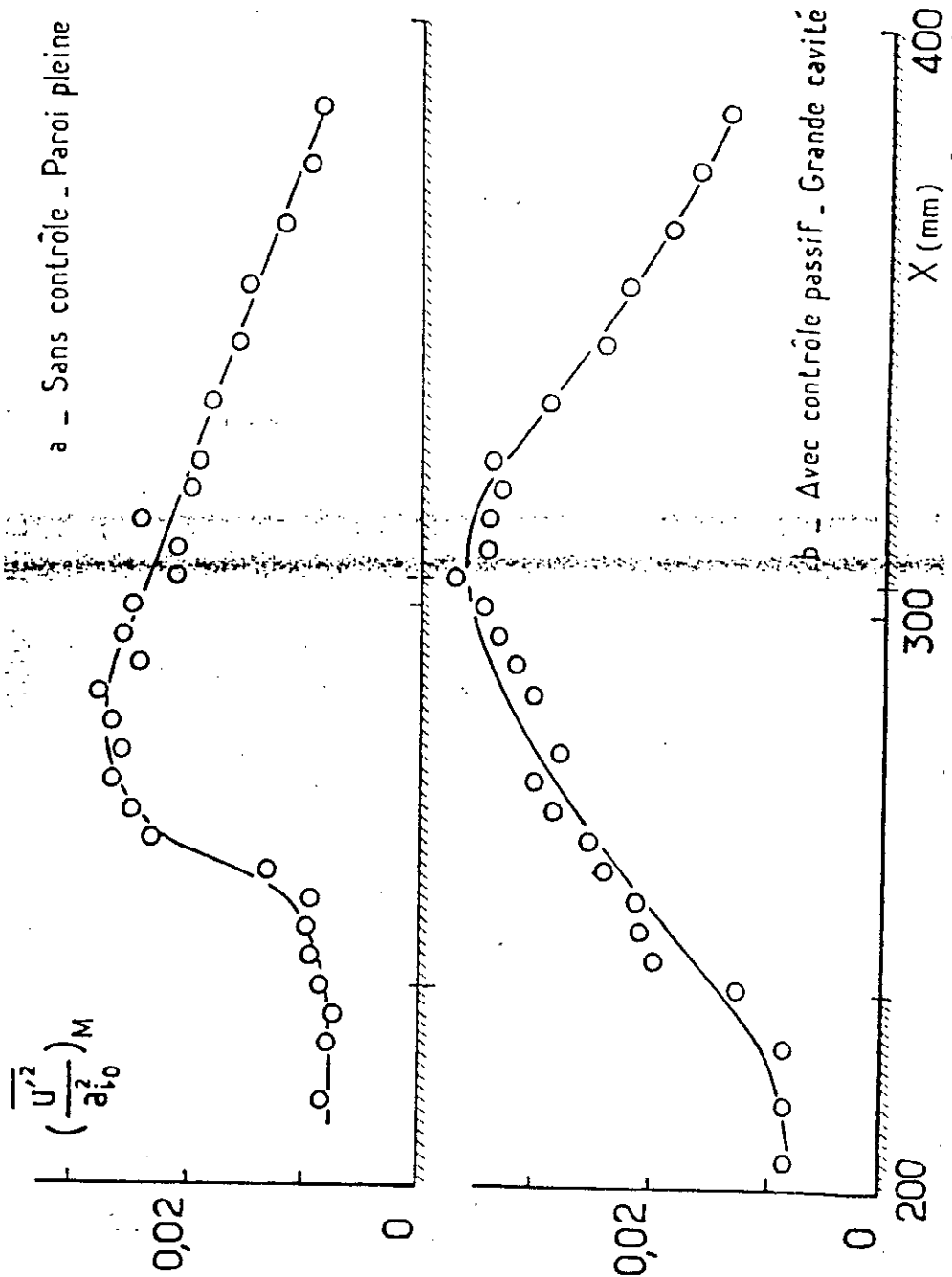


Figure -28- Evolution logitudinale de la tension normale.

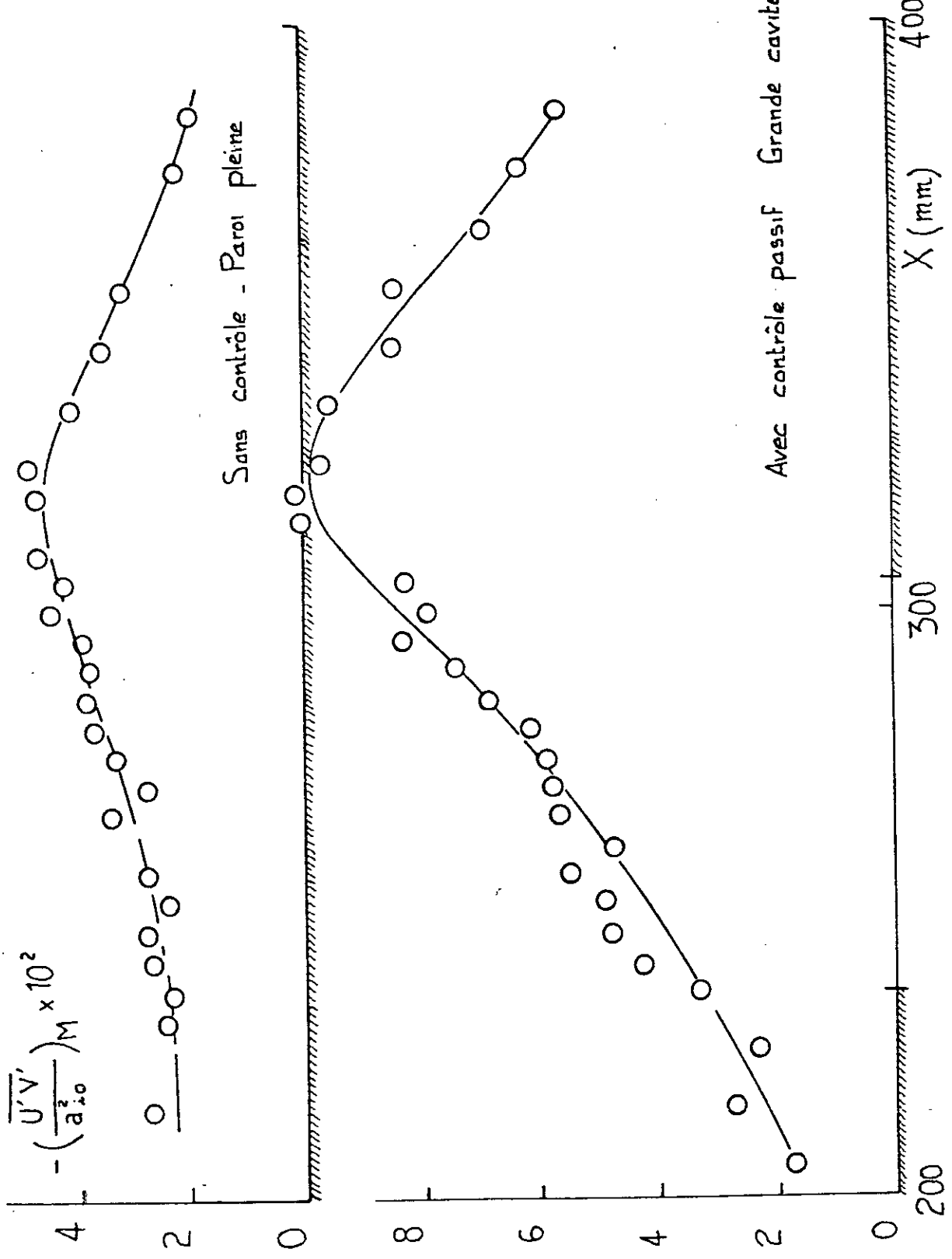


Figure -29- Evolution longitudinale du maximum de tension.

CHAPITRE V

**ETUDE
EXPERIMENTALE**

CHAPITRE V

I-DESCRIPTION DE L'INSTALLATION :

L'installation qu'on va utiliser en soufflerie subsonique, n'est qu'une transformation du banc d'essai de combustion situé au laboratoire de mécanique ; elle est, essentiellement, composée de :

- Circuit d'alimentation
- Pupitre de commande et appareils annexes.
- Soufflerie
- Installation du banc d'essais de combustion placé en parallèle avec la soufflerie.
- Installations complémentaires.

a/ Circuits d'alimentation :

Cette tranche ne concerne que l'utilisation du dispositif en banc d'essais de combustion, le circuit alimentant le banc prend source au distributeur de l'alimentation générale de l'école en gaz de ville. Il est relié directement à une station de pompage, comprenant un compresseur "BUCKART" et une série de huit bouteilles de stockage.

Un rechauffeur de gaz se trouve juste après les bouteilles de stockage afin de réchauffer convenablement le G.N. avant son entrée dans le circuit qui alimente la chambre de préchauffage et la chambre de combustion du banc d'essais de combustion.

b/ Pupitre de commandes et appareils annexes :

Un pupitre de commandes facilite les manipulations. Il concerne l'allumage du réseau électrique alimentant les électro-vannes du système de régulation, le servomoteur du papillon réglant le débit d'air admis dans la conduite du banc d'essai, les bobines H.T permettant l'allumage de la c.c ou de la c.p.c par l'intermédiaire d'une bougie ; et il concerne enfin la mise en marche du ventilateur.

La combustion générale de ce dernier est isolée du pupitre, à sa droite, une manette commande sa mise sous tension.

Comme appareils annexes, nous discernons d'abord un pupitre propre au réglage des différents débits de gaz. Il existe également deux batis métalliques mobiles supportant une série de tubes en U donnant les pressions statiques et dynamiques en diverses sections essentielles du banc et de la maquettes d'études ainsi que de la dénivellation crée par le passage de l'air dans un venturi permettant l'évaluation du débit d'air. On dispose également d'un support pour la soufflerie et la c.c.

c/ Soufflerie :

La soufflerie est une transformation du banc d'essai de combustion ; en gardant les mêmes conduites d'amenée d'air, du ventilateur centrifuge et en rajoutant une conduite circulaire de refoulement suffisamment longue pour éviter d'avoir des problèmes avec l'onde de retour ; on a prévu sur cette conduite de refoulement une petite chambre d'expérimentation pour pouvoir faire des essais en soufflerie sur plusieurs maquettes.

Cette soufflerie est à circuit ouvert ; le ventilateur est placé en amont de la chambre d'expérimentation, elle est composée de 3 éléments à savoir :

- une conduite d'aspiration d'air présentant un venturi et un trançant en coude.
- un ventilateur centrifuge RATEAU
- une conduite de refoulement composée de deux conduites cylindriques et de deux divergents, sur cette conduite, on a prévu une chambre d'expérimentation.

d/ Banc d'essais de combustion :

Il se compose de 3 éléments : une conduite d'aspiration et un ventilateur, communs avec la soufflerie, et d'une c.c à tube de flammes interchangeable. Le ventilateur dans ce cas débite sur une c.p.c cylindriques entièrement calorifugée. Une sonde de gaz refroidie par circuit d'eau supporte un thermocouple chromel-alimel

afin de connaître les températures.

e/ Installations complémentaires :

L'intérêt majeur de ce banc d'essais est qu'il permet l'étude de types variés d'hydrocarbures. En effet, il existe une cuve cloisonnée sous terre à l'extérieure du bâtiment, de même qu'un matériel important de liquéfaction du G.N. Enfin, nous soulignons qu'il existe une importante instrumentation d'analyse des gaz de combustion par absorption d'infra-rouge.

II-Configuration simulée et moyen d'investigation :

1- Profil utilisé:

Le profil utilisé (voir fig 30) est un profil de compresseur, de type Naca 65410, d'une corde égale à 125 mm, pour une envergure de 50 mm.

Le contrôle de la couche limite se fait à travers une paroi perméable de 40mm de longueur, sur 25 mm de largeur, disposée de part et d'autre du point de décollement, retrouvé à partir des résultats de l'expérience -sans contrôle de la couche limite-..

La cavité a les mêmes dimensions que la paroi, avec une profondeur égal à 5 mm

La perméabilité est estimée à 30 %

Les diamètres des perforations sont de 2 mm, les trous sont à axes verticales.

Cette transformation locale de l'aube permet de créer une circulation naturelle à l'intérieur de la cavité, afin de retarder le point de décollement de la couche limite..

2- Montage expérimentale

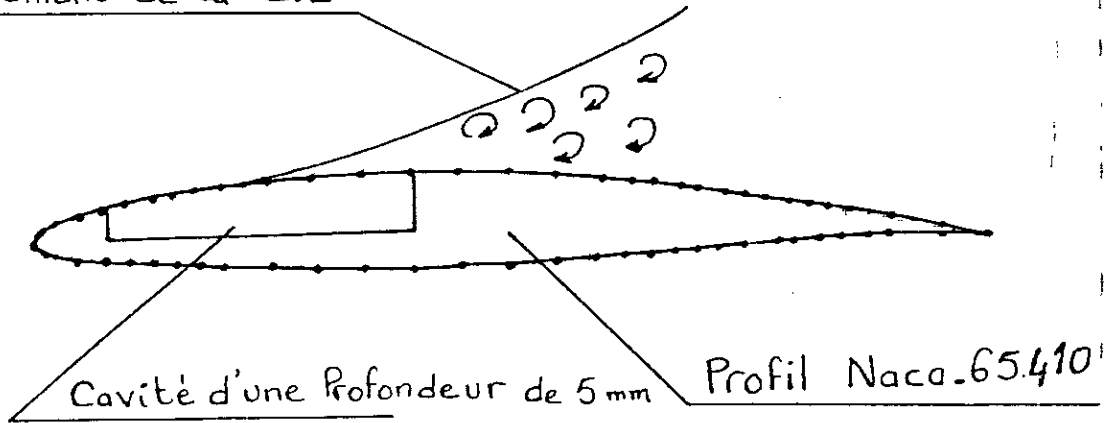
Les expériences ont été effectuées sur la soufflerie subsonique, du laboratoire d'énergétique du département de génie mécanique.

L'installation est alimentée en continu par de l'air atmosphérique, les conditions génératrices sont pratiquement constantes.

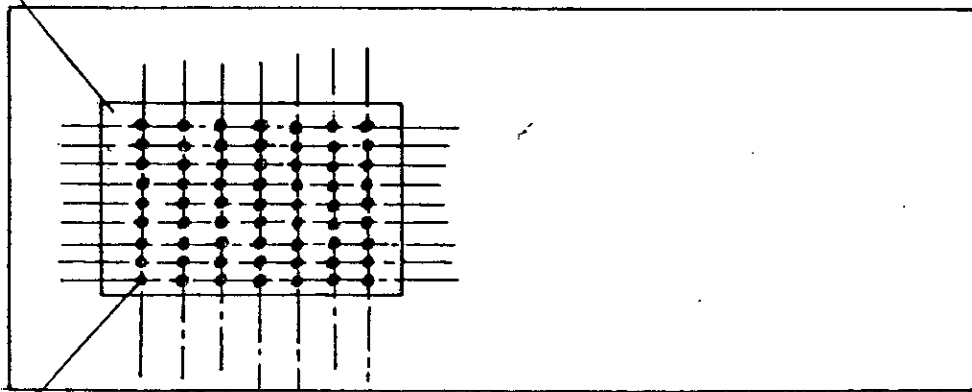
Pression = P_{atm}

température = 18 °C

Décollement de la C.L



Plaque Perforée



trous de diamètre $\phi 2$

ECHELLE : 1

Figure 30 : Schématisation du profil utilisé
de type Naca 65410

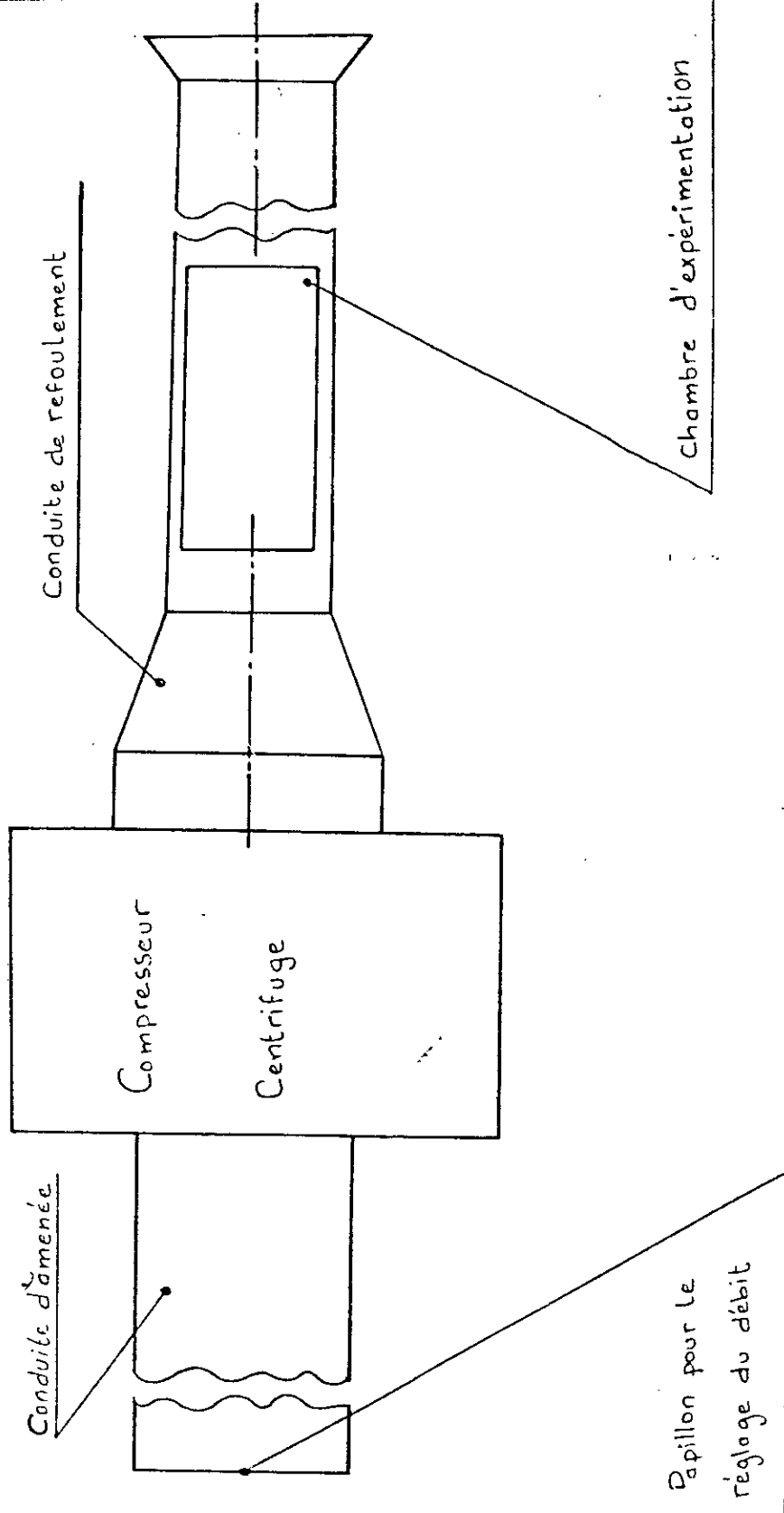


Figure 31 : Schématisation du montage expérimentale

La figure 31 représente le schéma du montage expérimentale, la veine d'essai est de section circulaire d'un diamètre égale à 160 mm, se trouvant en aval du compresseur.

Le réglage des différentes positions expérimentales de l'aube se fait suivant un guidage en rotation et en translation par l'intermédiaire d'une tige.

3- Technique de mesure:

Les mesures effectuées, sont des mesures de pression statique sur l'extrados de l'aube, le nombre de prise de pression de l'expérimentation est égal à 8.

La prise de pression est de type classique, en tube en U, le fluide de mesure utilisé dans les tubes en U est de l'alcool d'une densité égale à "0.79".

Nous remarquons que les mesures effectuées sont reproductibles, chaque type d'expérimentation a été effectué à un minimum de 5 reprises.

III-Commentaire des courbes:

On remarque que pour les courbes de 1 à 7 allant d'une incidence de -7.5 à 7.5, représentant la répartition de vitesse sur le profil expérimental, le décollement se produit sur l'extrados à une distance qui se situe au environ de 25 à 30 % de la corde.

Alors que pour les courbes allant de 8 à 14 représentant le décollement autour de l'aube avec un contrôle passif, on remarque que le décollement a été retardé de 40 % de la corde, et que le décollement qui se produit en position post-contrôle est moins important.

Les courbes comparatives allant de 15 à 28 entre les deux types d'écoulements montrent que dans le cas du contrôle passif, on a une meilleure récupération de l'énergie (c'est à dire que ça permet d'avoir une portance plus importante) et la répartition de vitesse

est plus homogène.

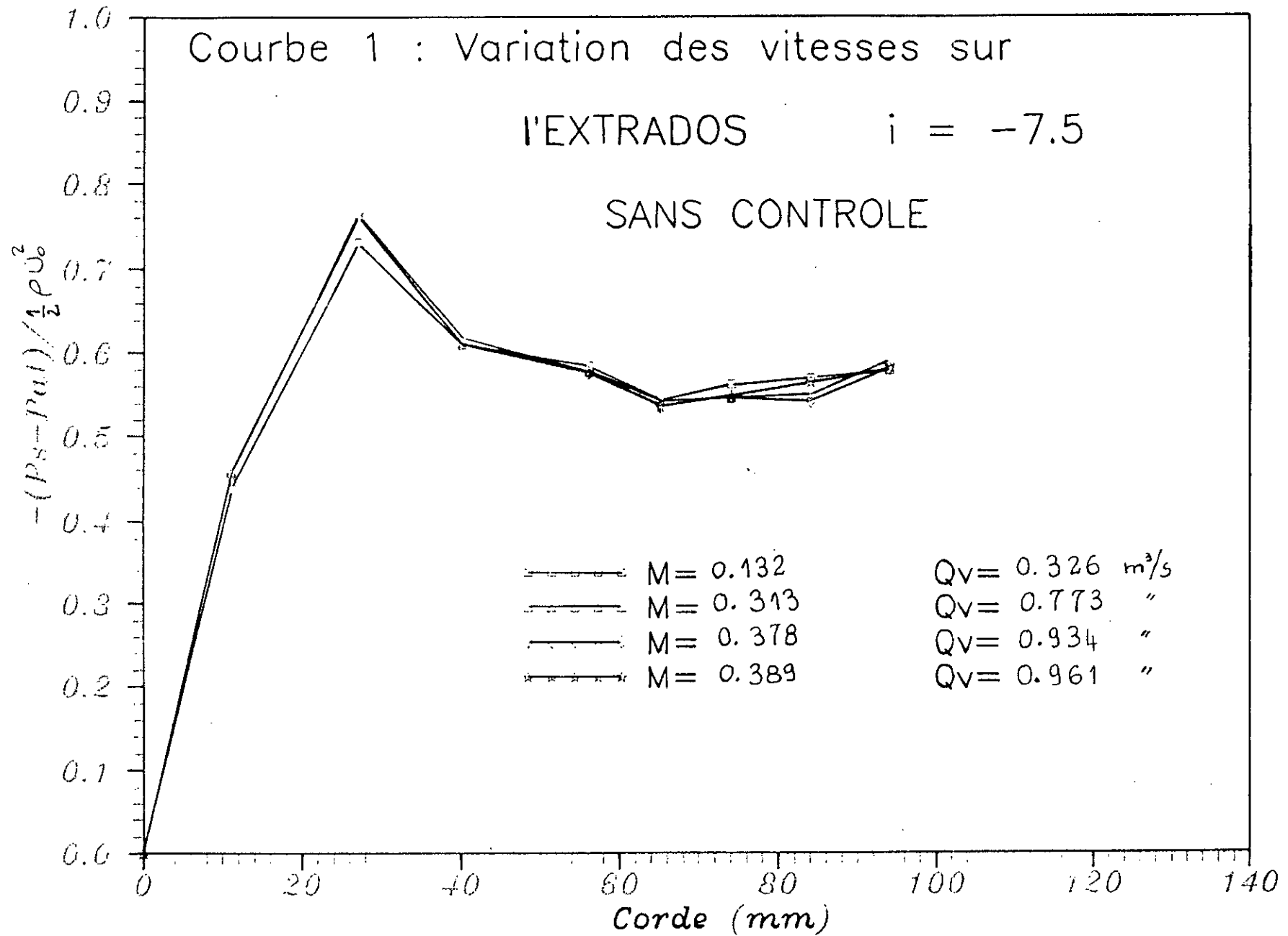
On remarque également que dans le cas des incidences négatives, l'aspiration de la couche limite est plus importante. Dans ce cas il faut tenir compte également des effets de l'accroissement des pertes par dissipation visqueuse, qui peut entraîner à des situations catastrophiques quand le choc est assez intense.

**COURBES
EXPERIMENTALES**

Courbe 1 : Variation des vitesses sur

l'EXTRADOS $i = -7.5$

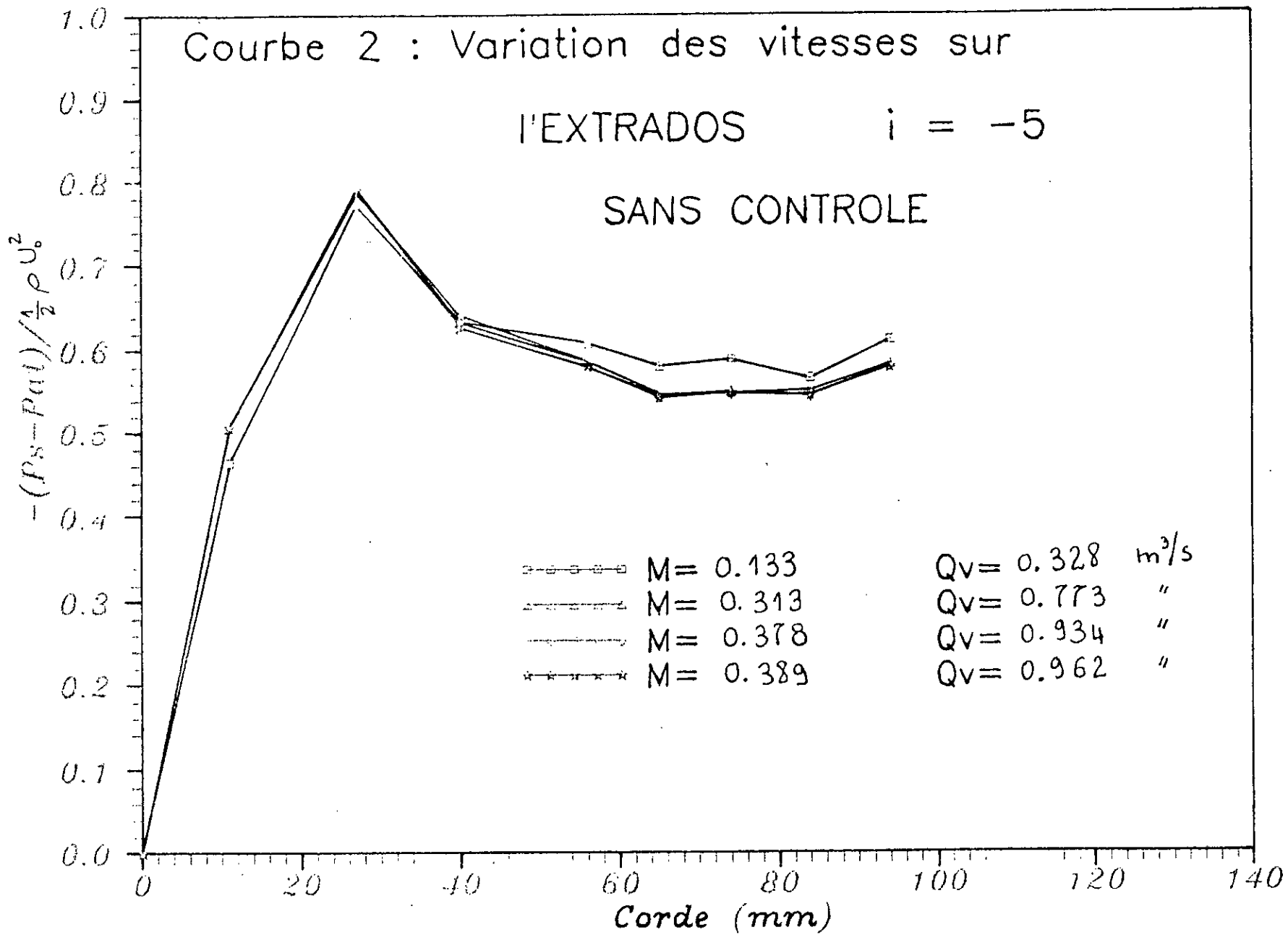
SANS CONTROLE



Courbe 2 : Variation des vitesses sur

l'EXTRADOS $i = -5$

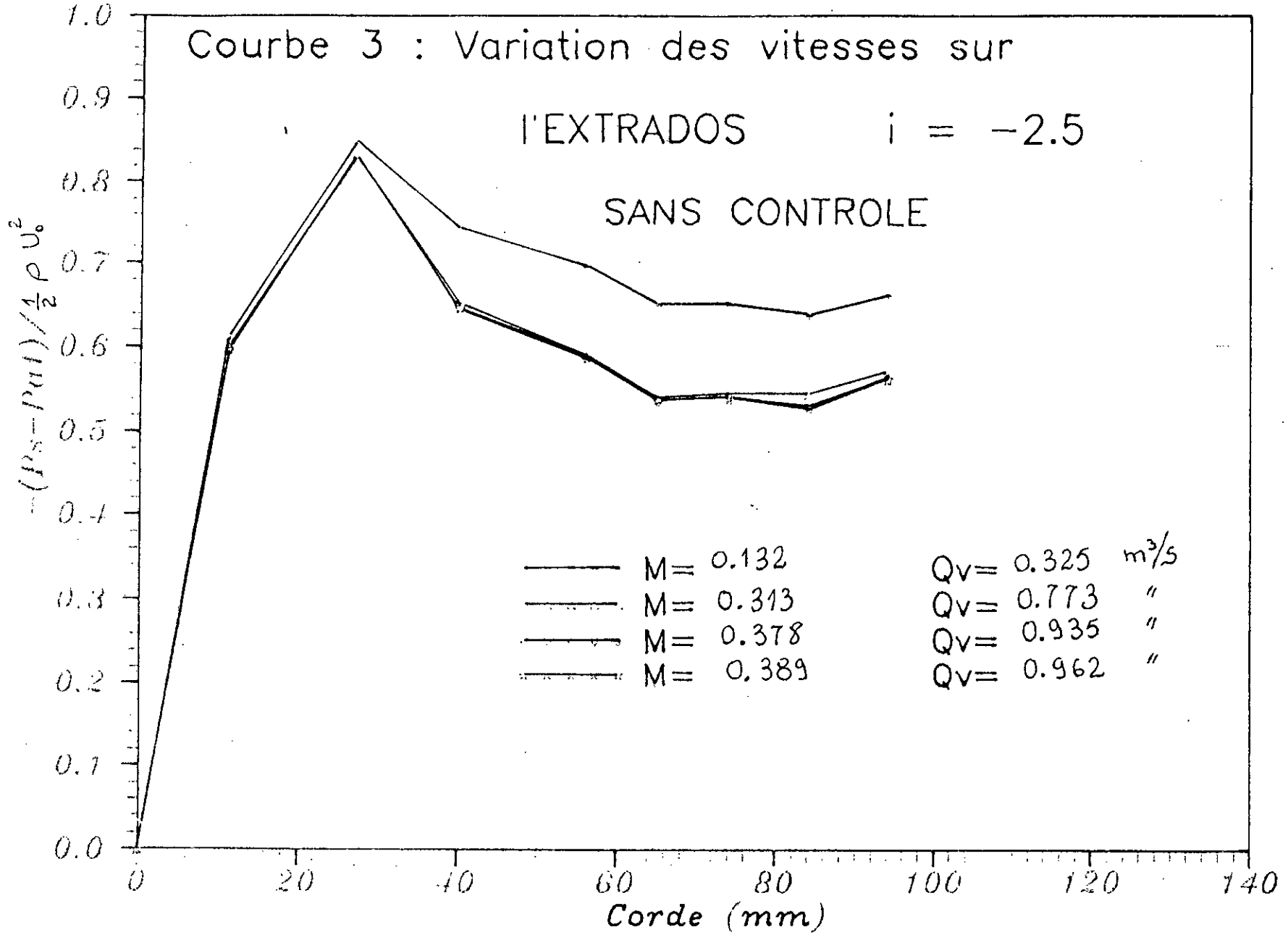
SANS CONTROLE

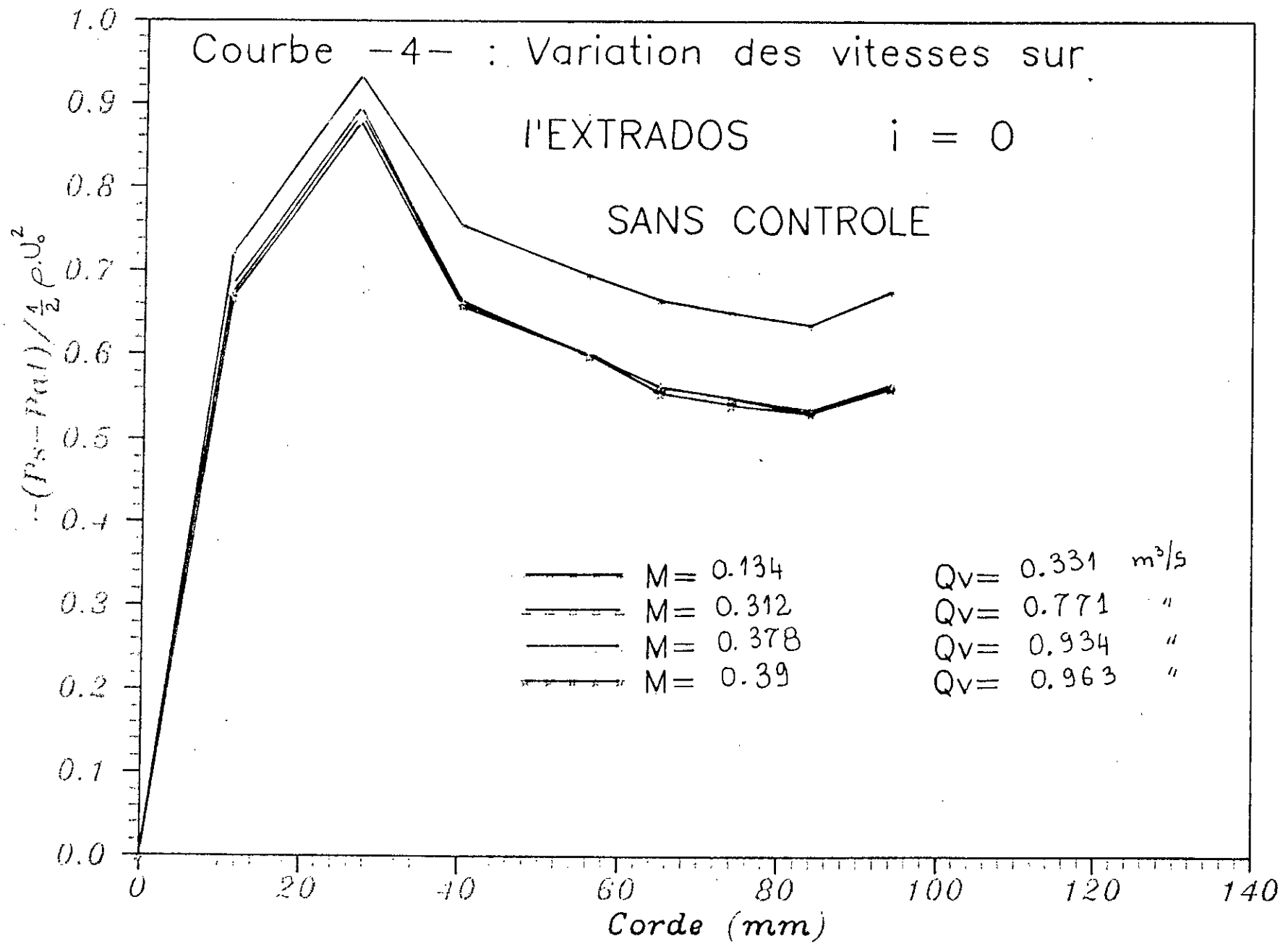


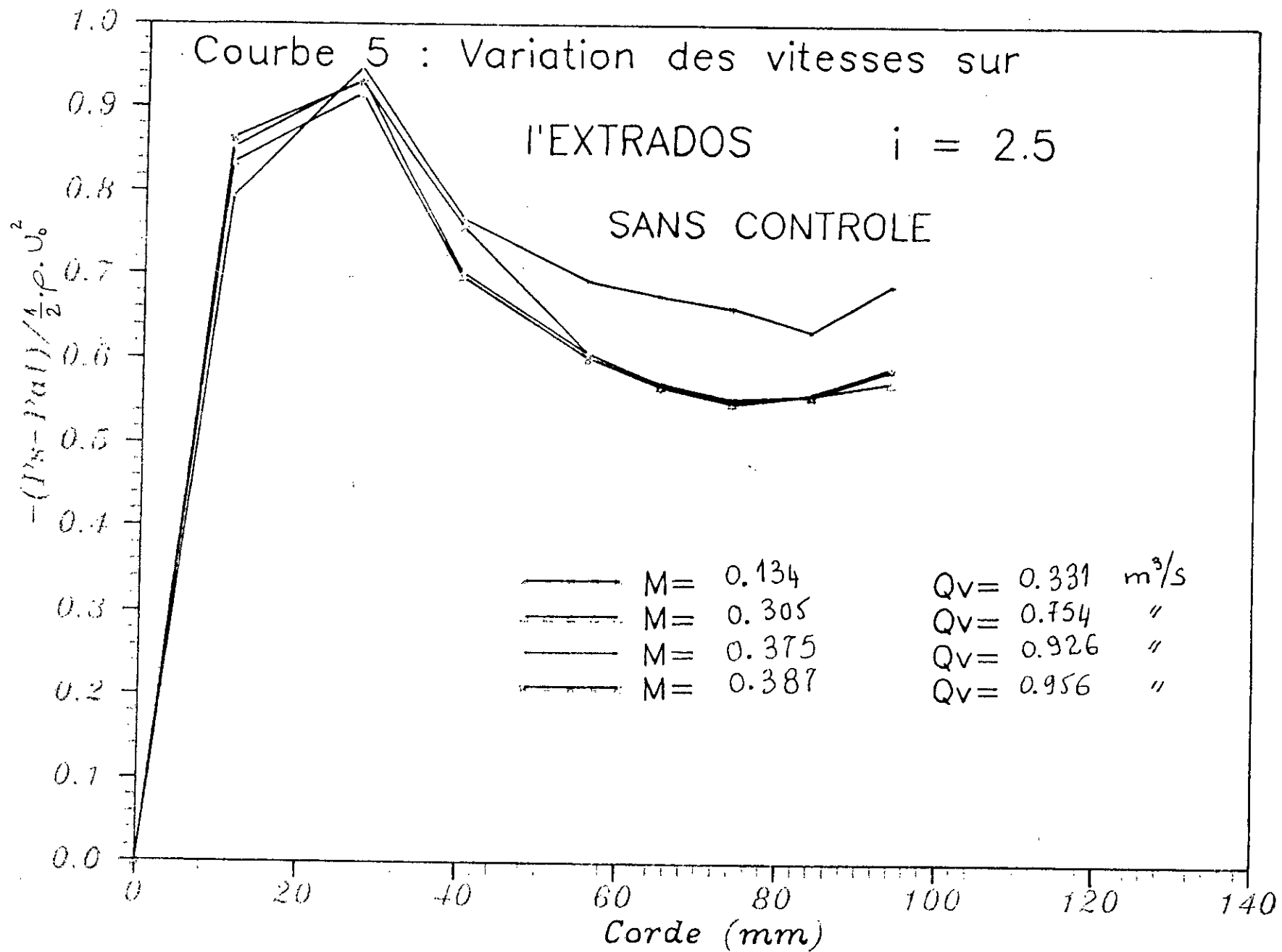
Courbe 3 : Variation des vitesses sur

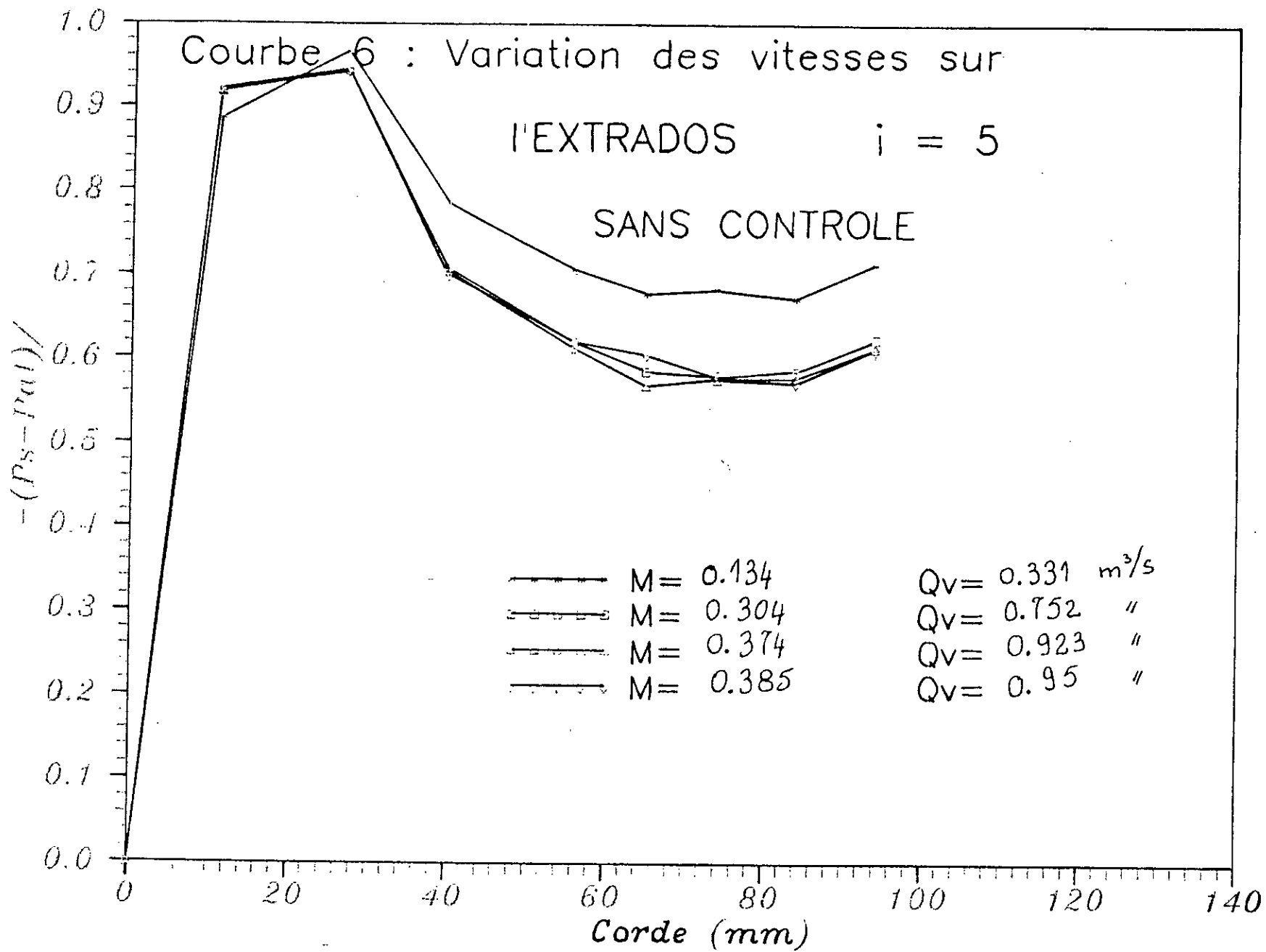
l'EXTRADOS $i = -2.5$

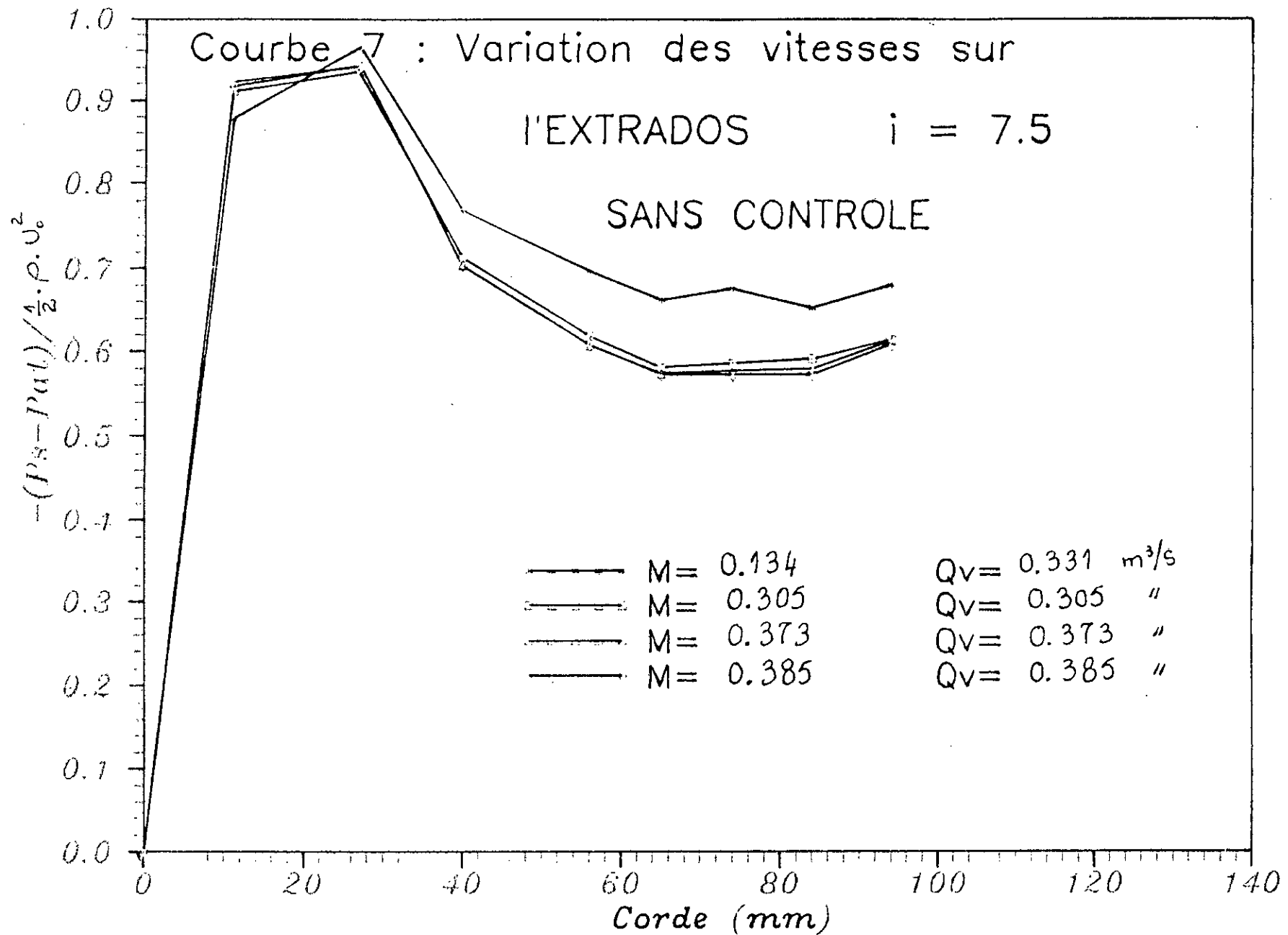
SANS CONTROLE









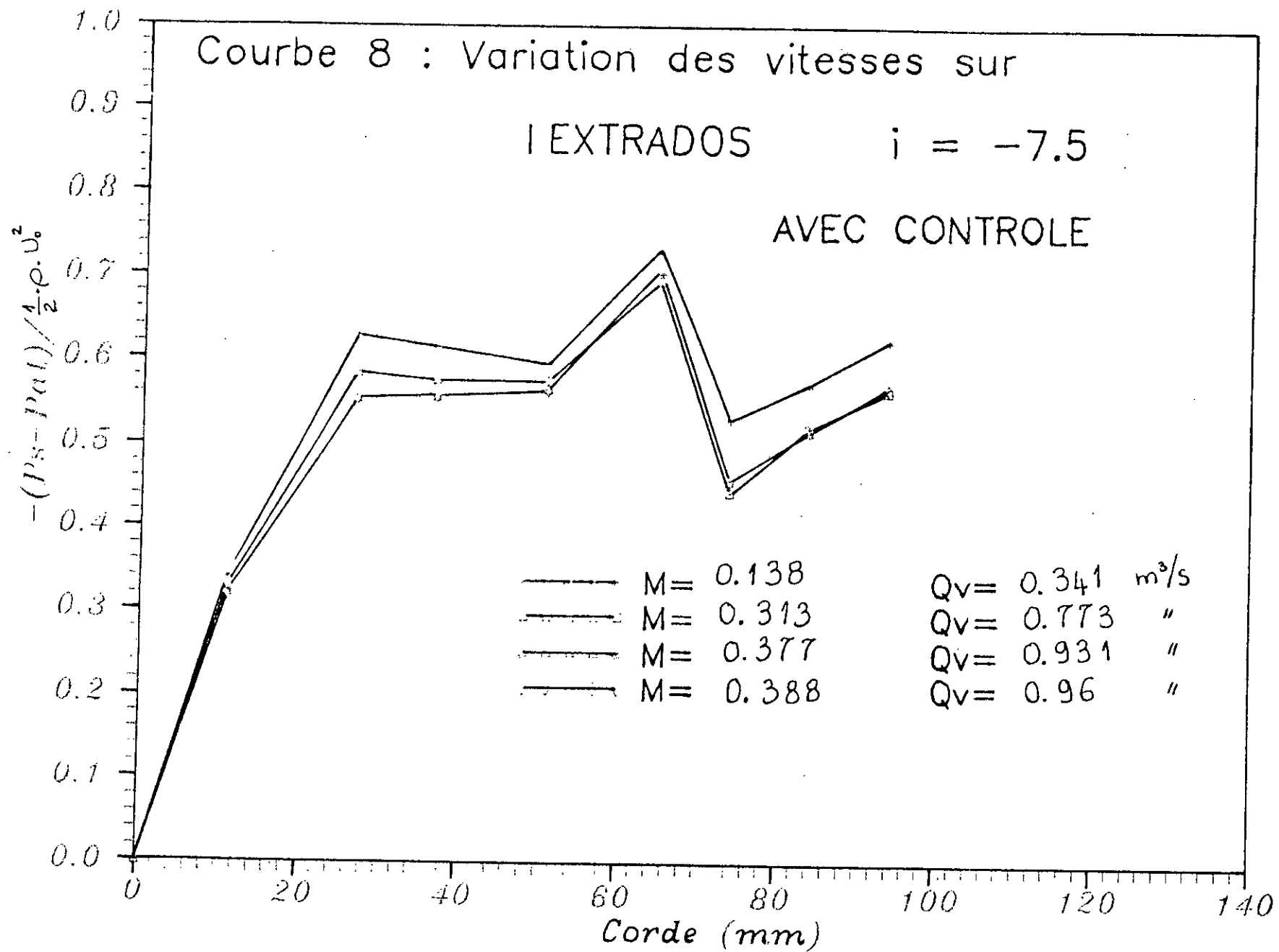


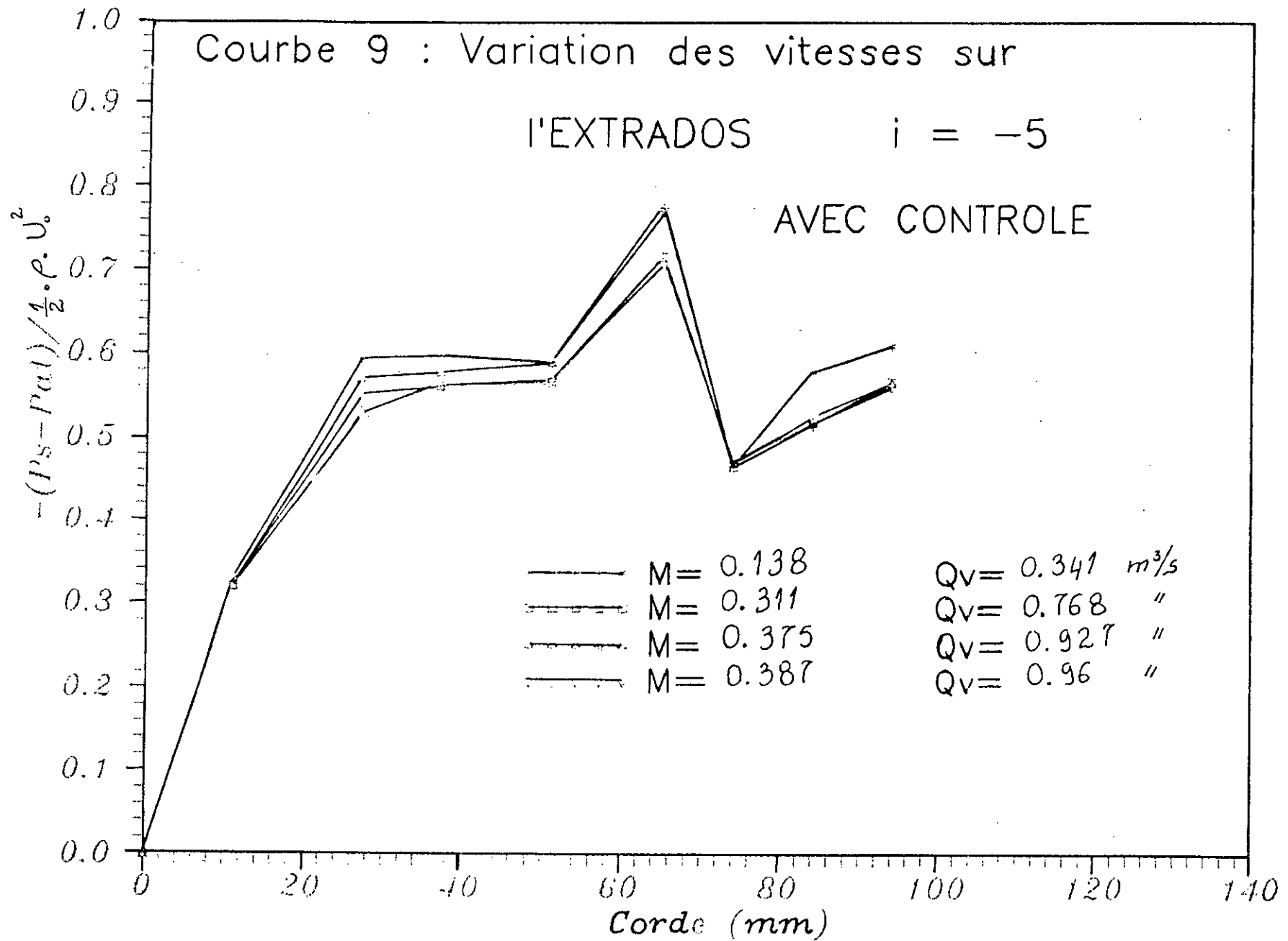
Courbe 8 : Variation des vitesses sur

l'EXTRADOS

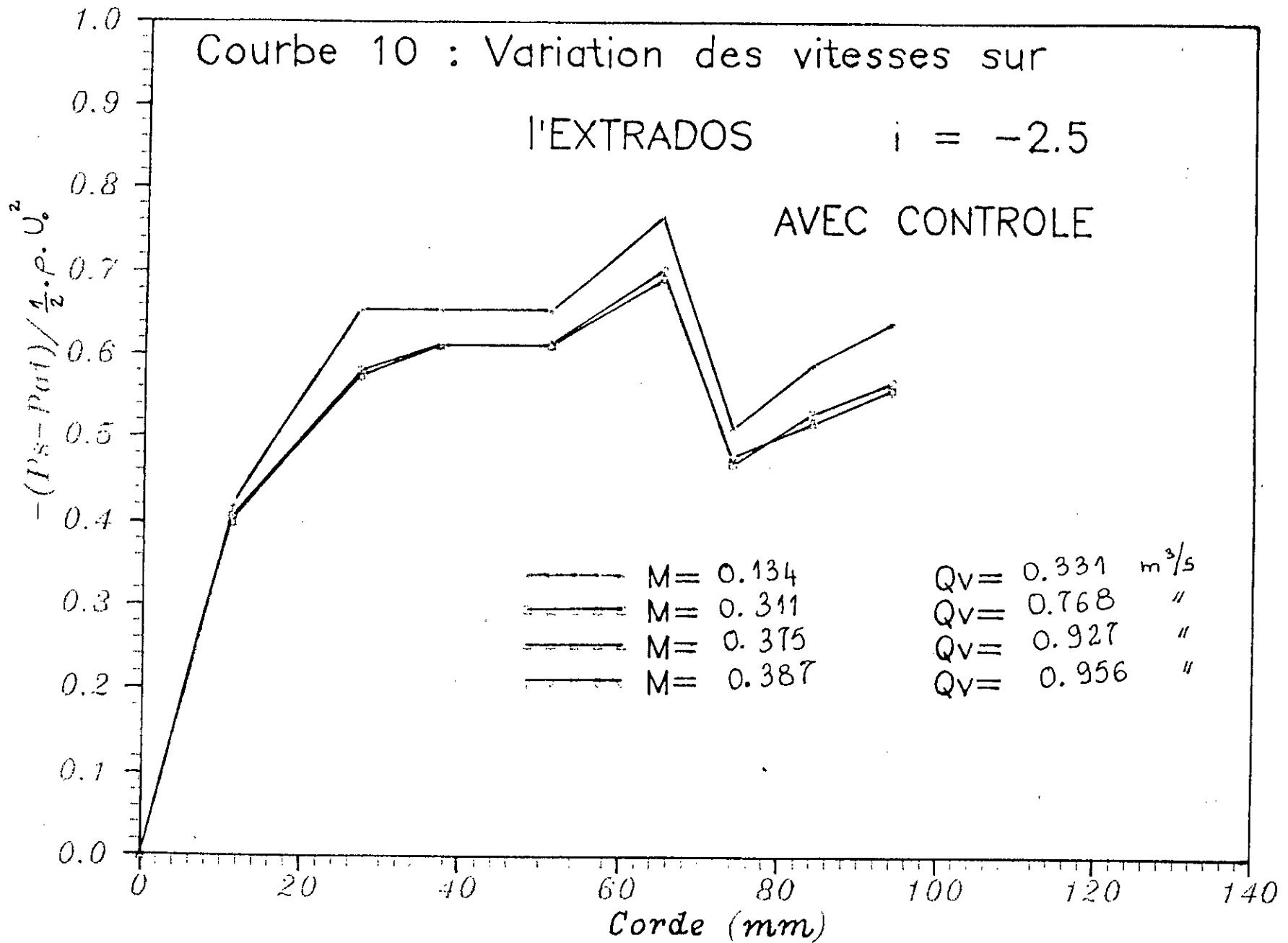
$i = -7.5$

AVEC CONTROLE





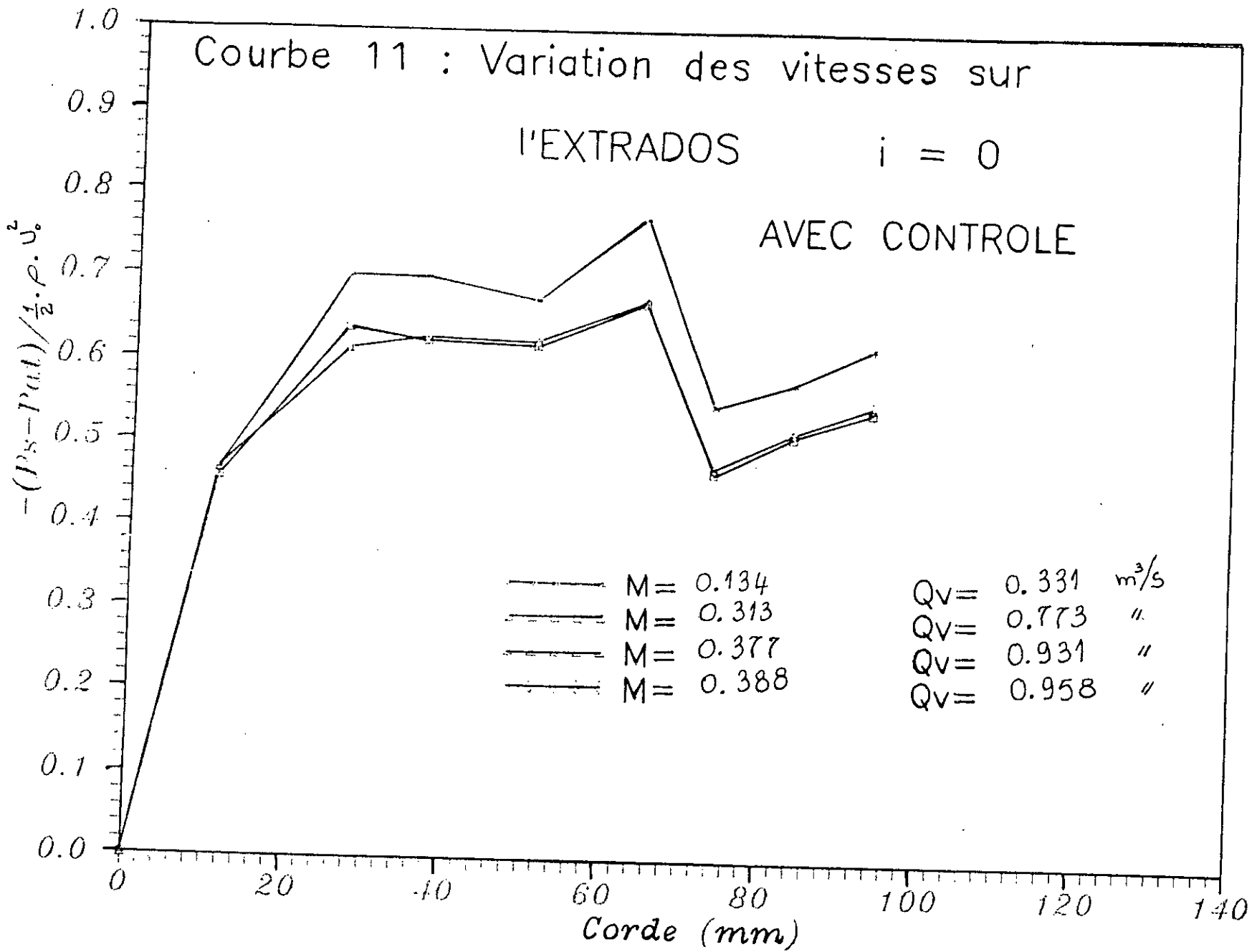
Courbe 10 : Variation des vitesses sur
 l'EXTRADOS $i = -2.5$
 AVEC CONTROLE

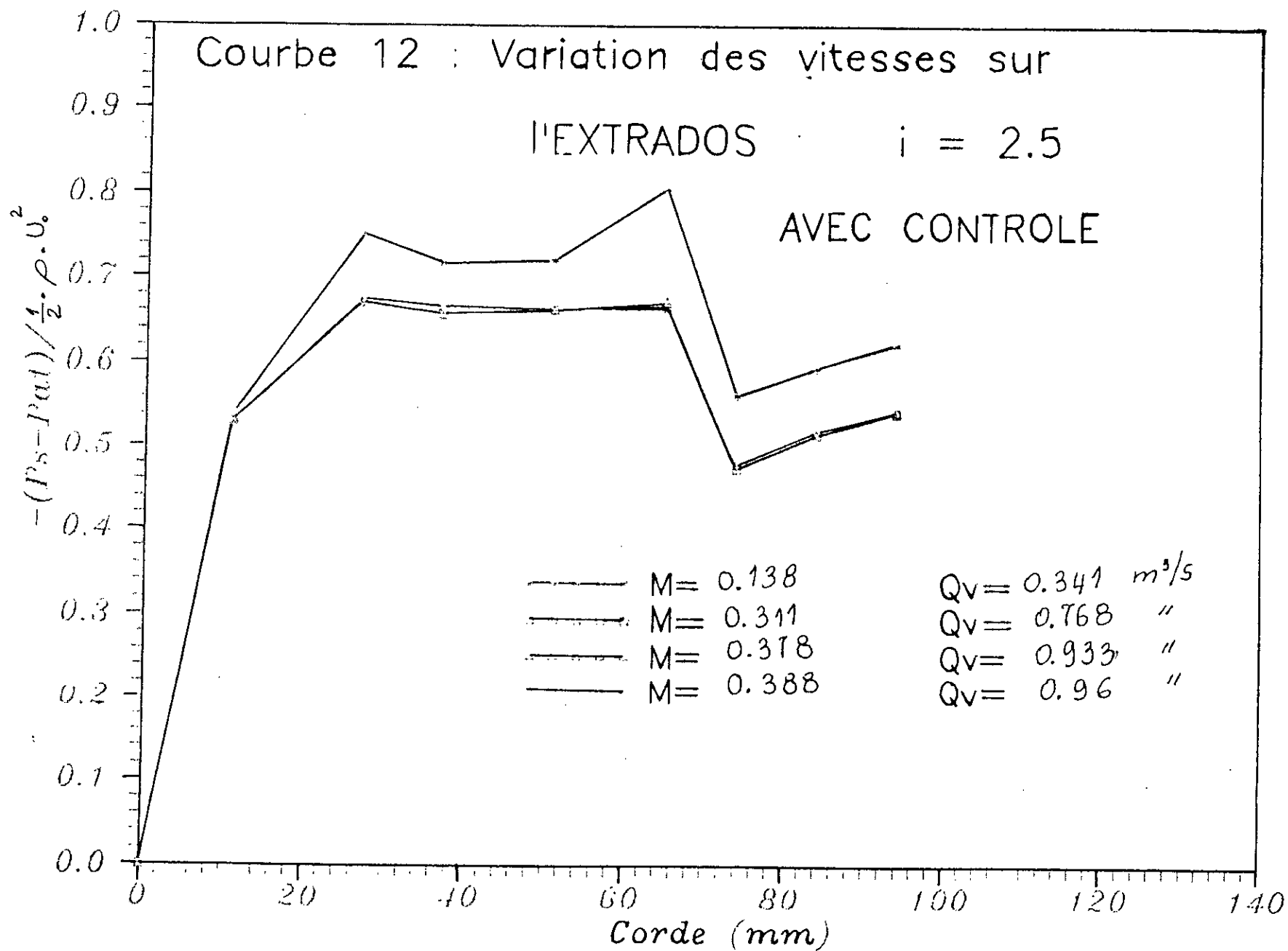


Courbe 11 : Variation des vitesses sur

l'EXTRADOS $i = 0$

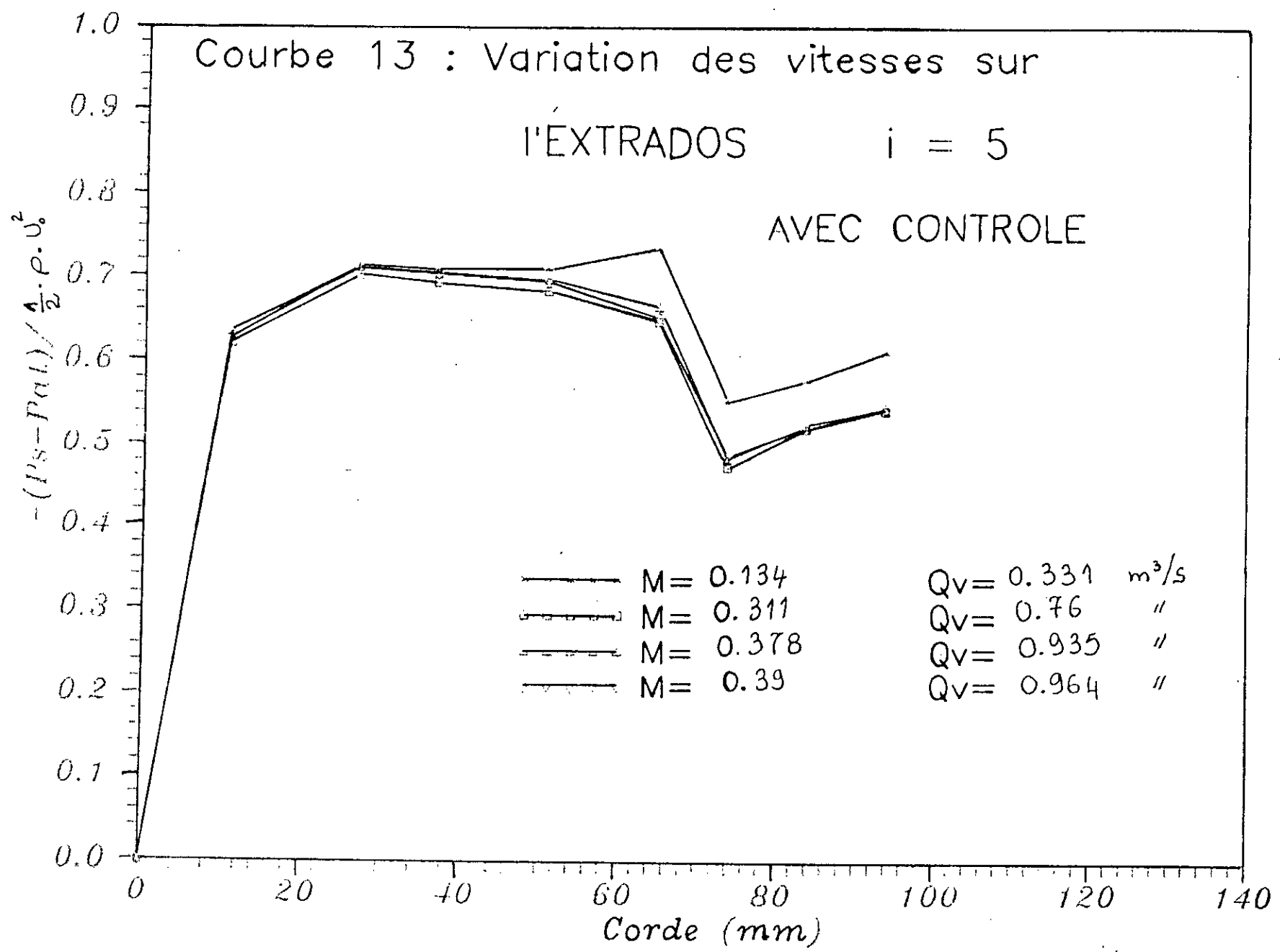
AVEC CONTROLE





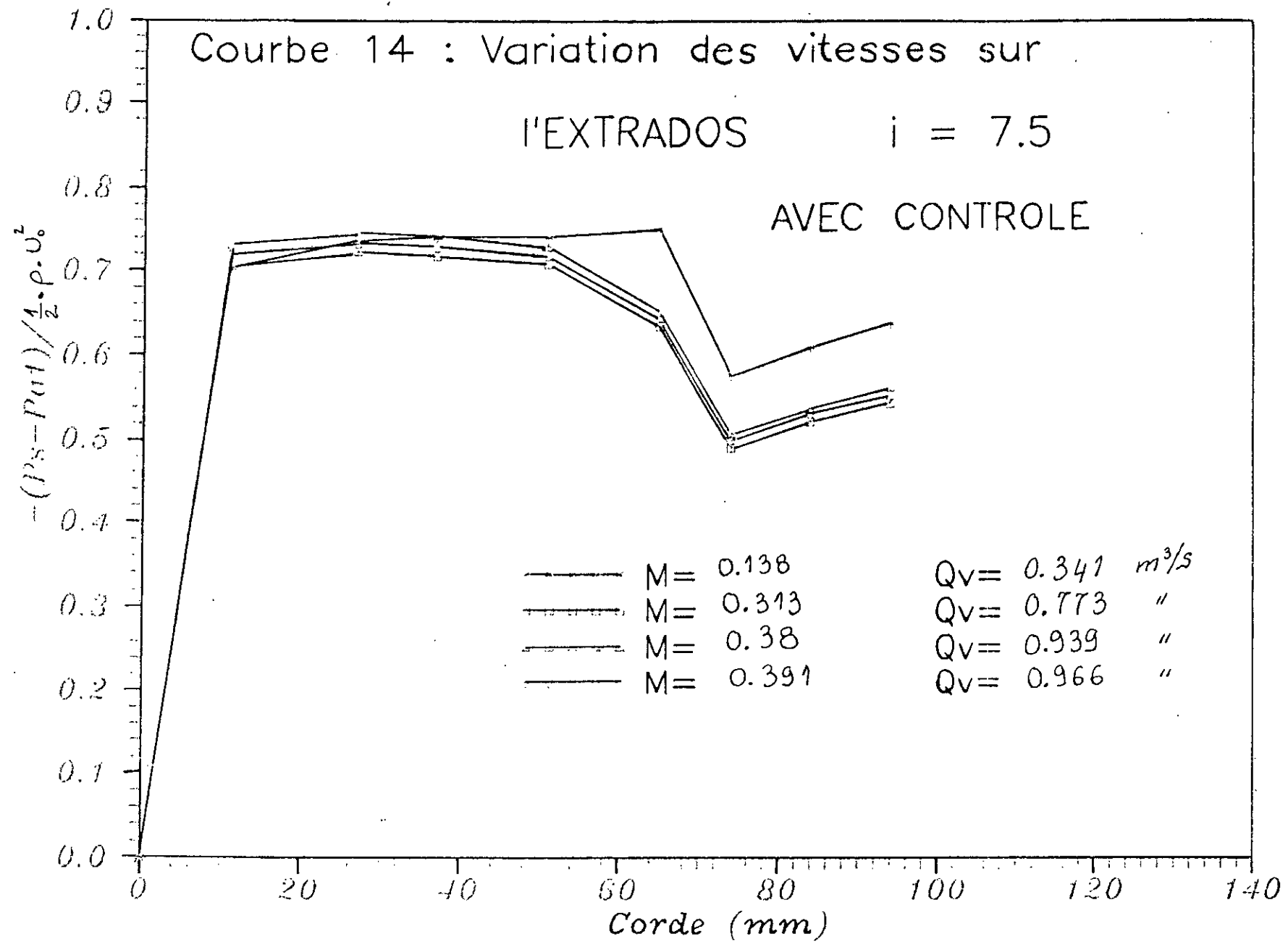
Courbe 13 : Variation des vitesses sur
l'EXTRADOS $i = 5$

AVEC CONTROLE



Courbe 14 : Variation des vitesses sur
 l'EXTRADOS $i = 7.5$

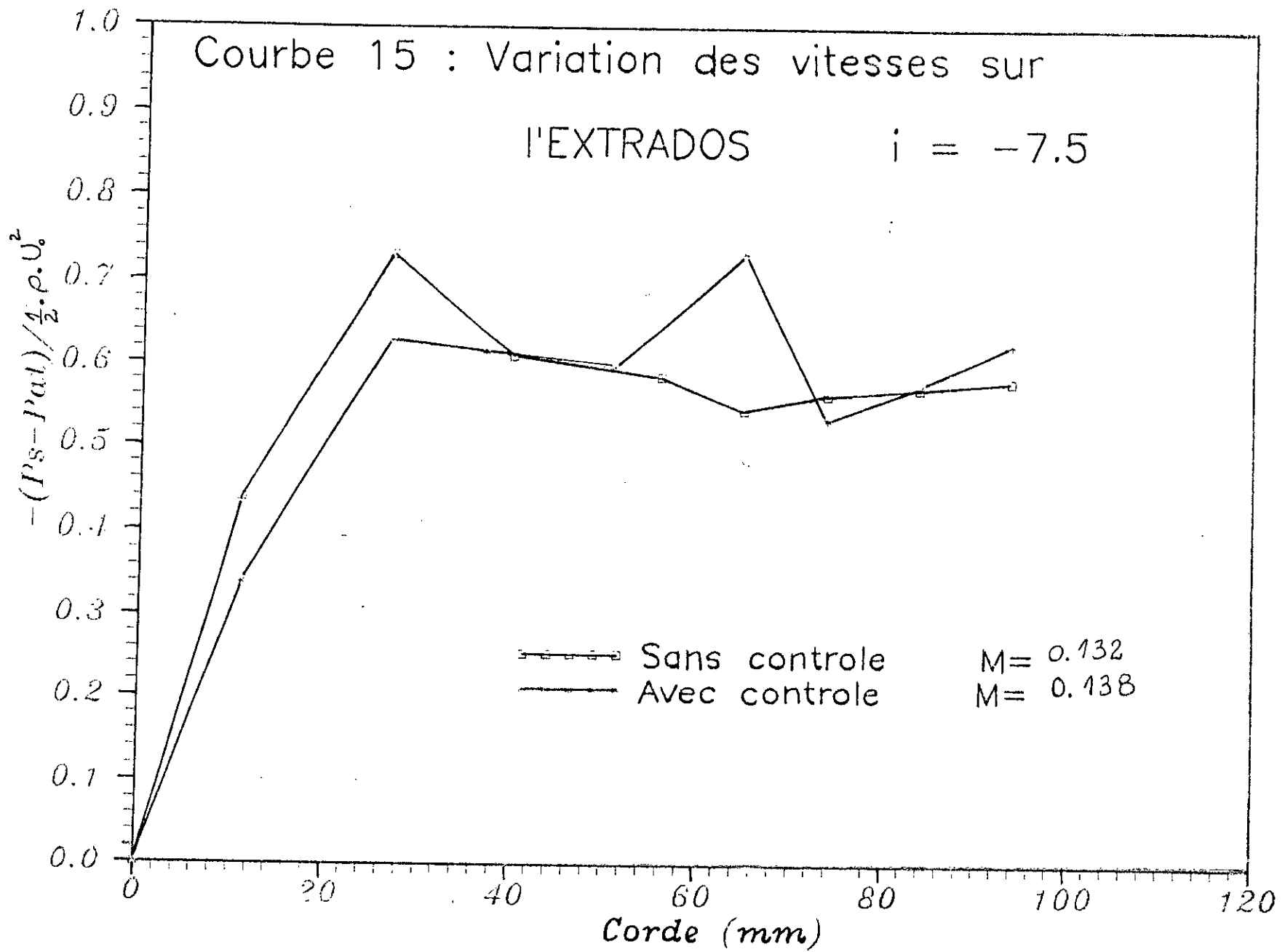
AVEC CONTROLE

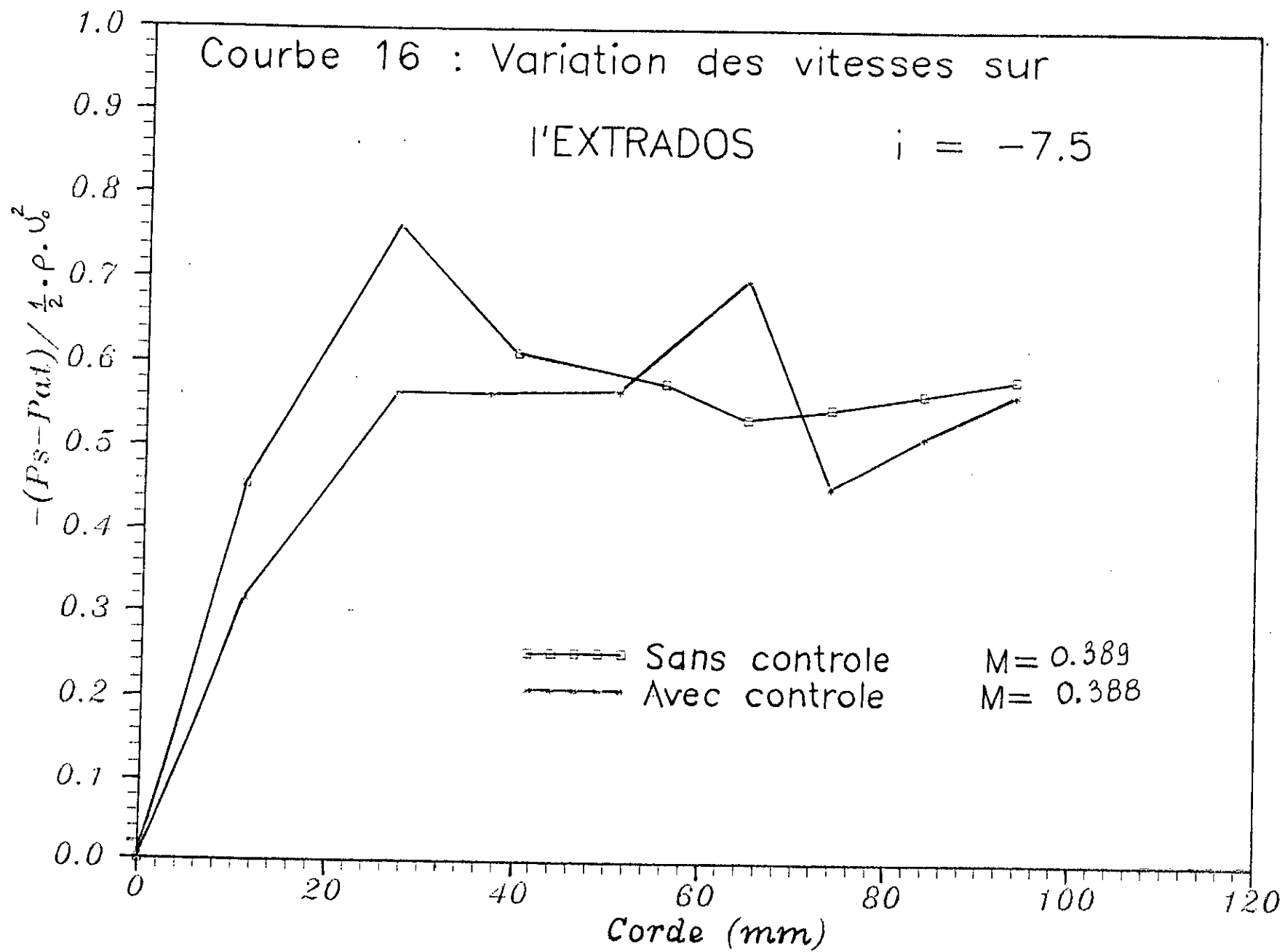


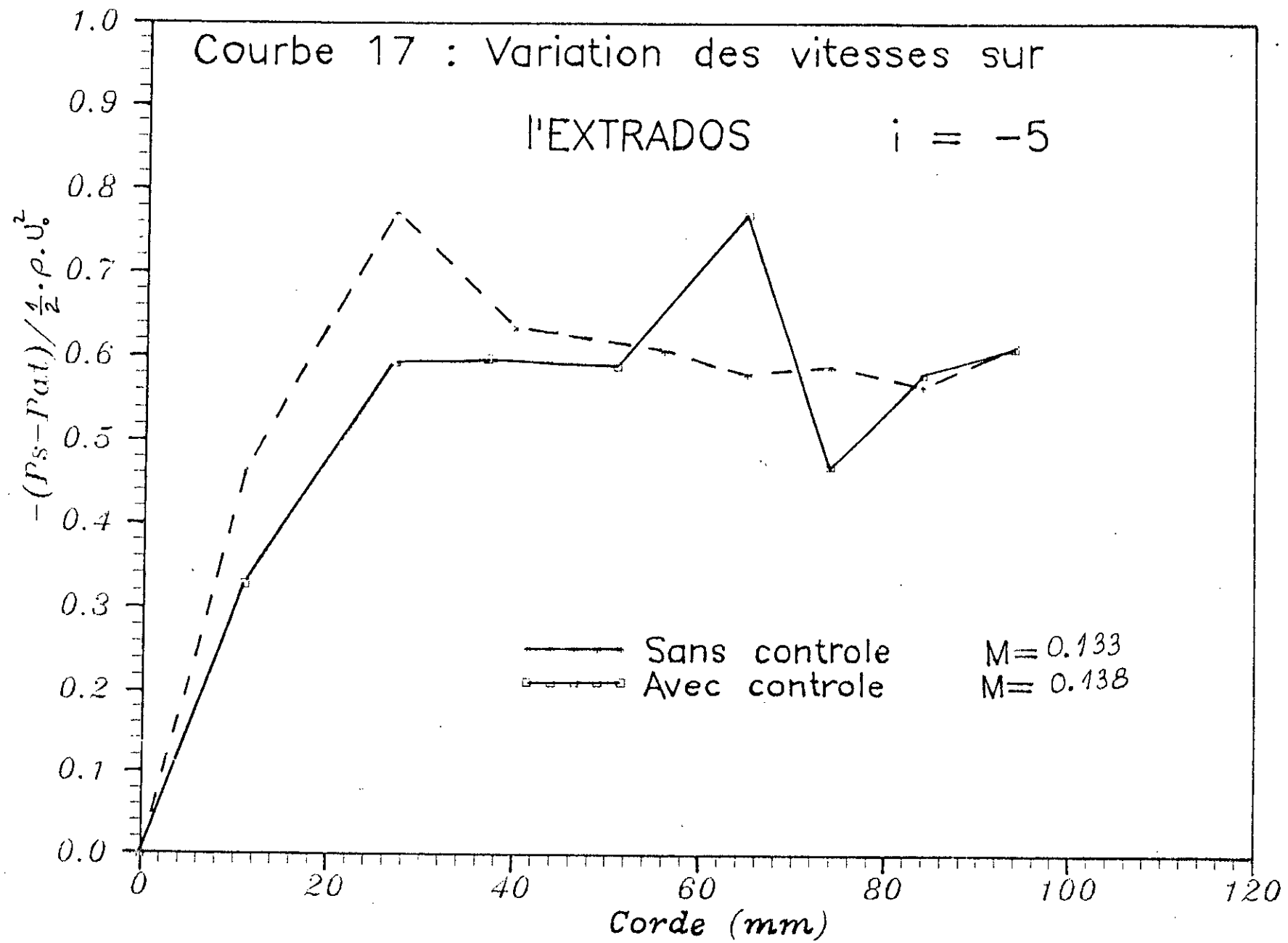
Courbe 15 : Variation des vitesses sur

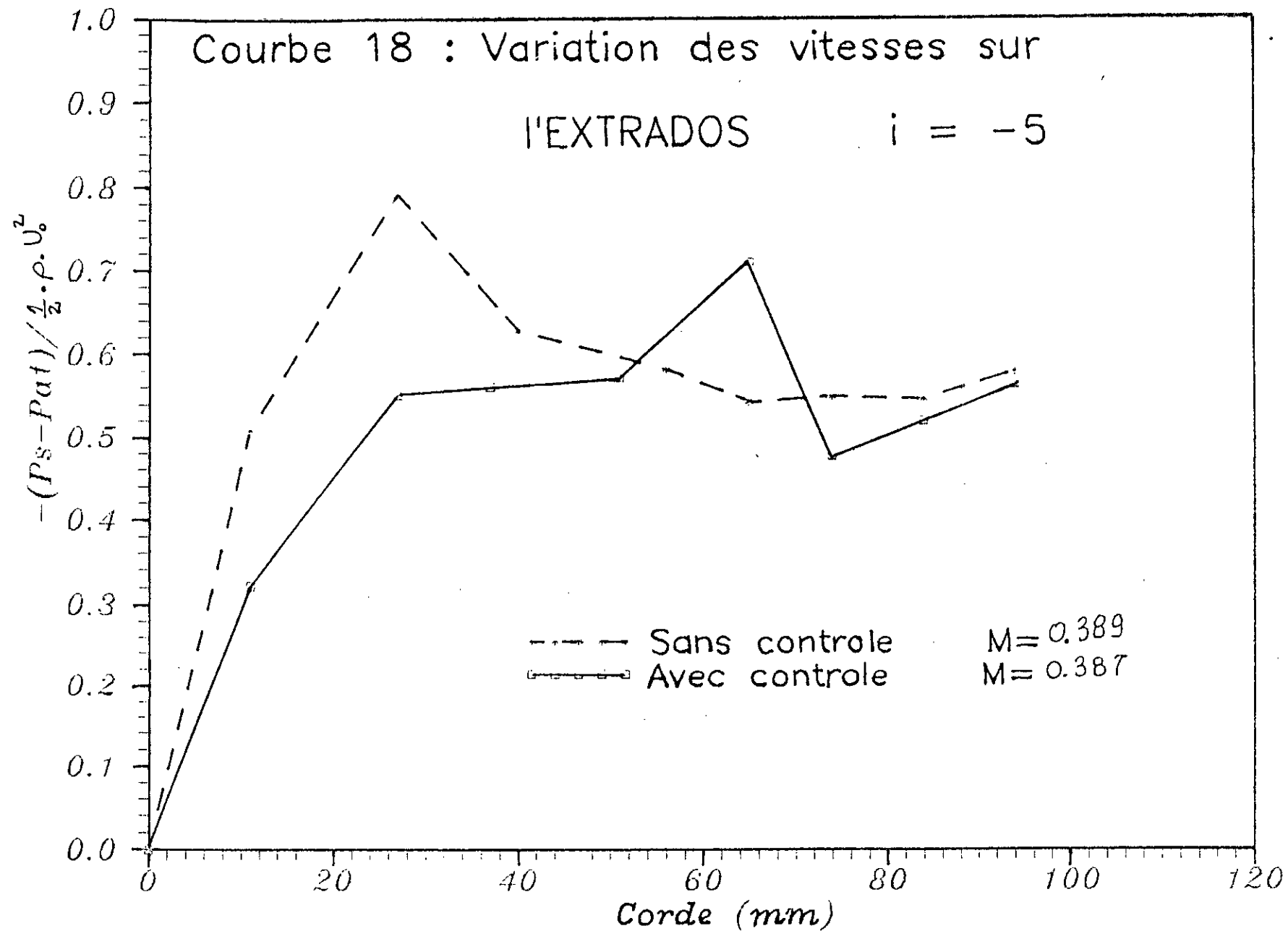
l'EXTRADOS

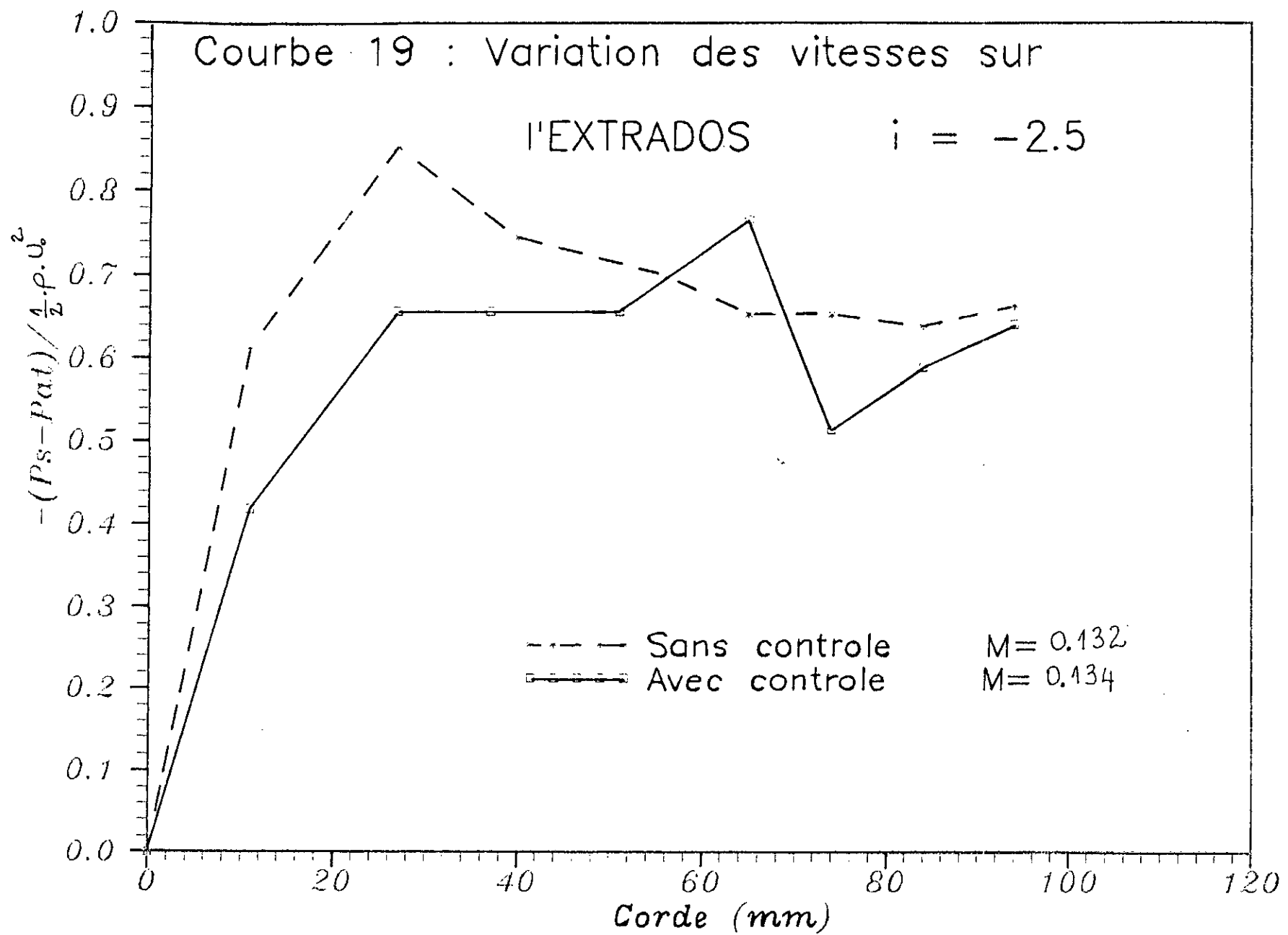
$i = -7.5$

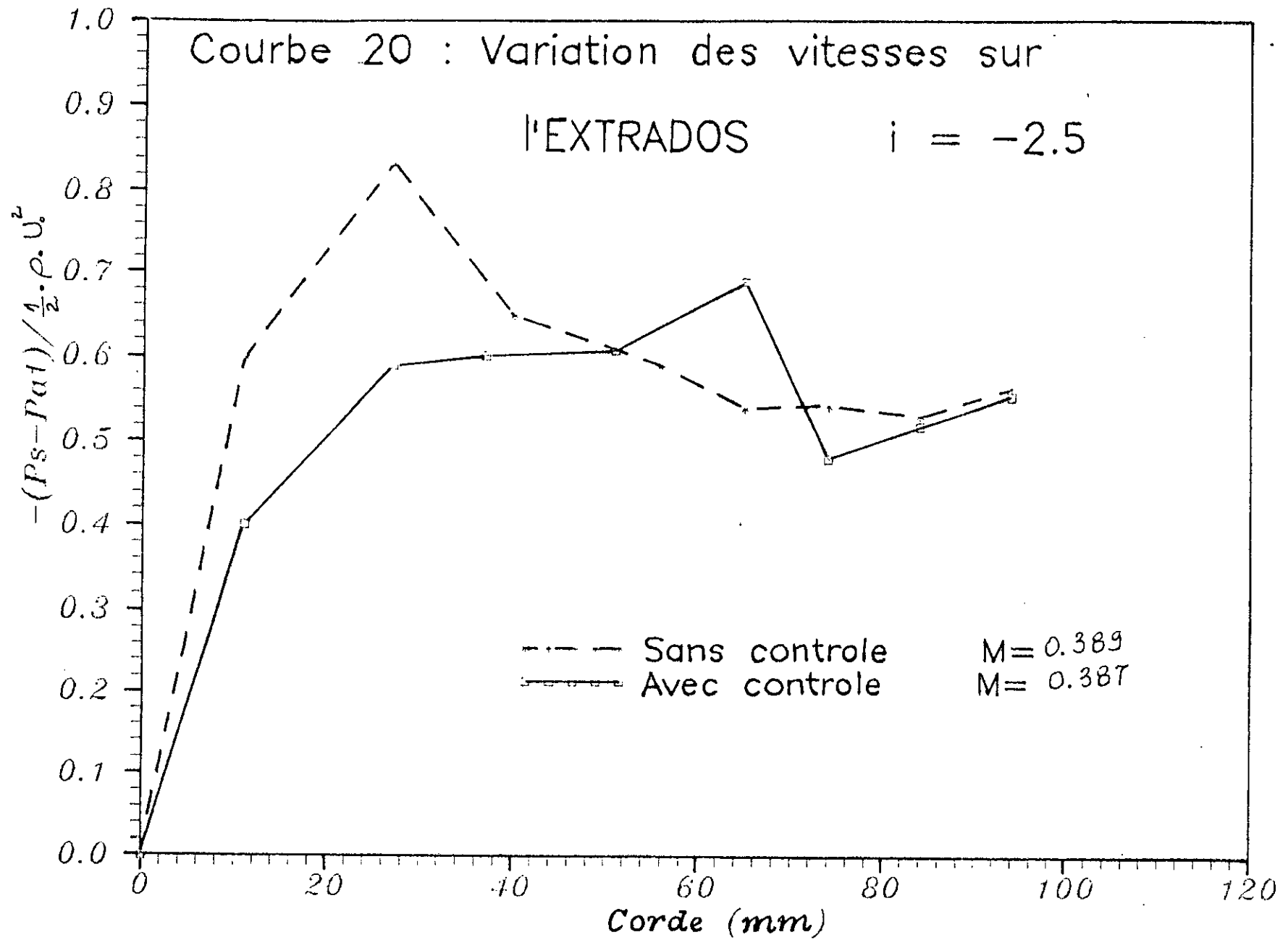


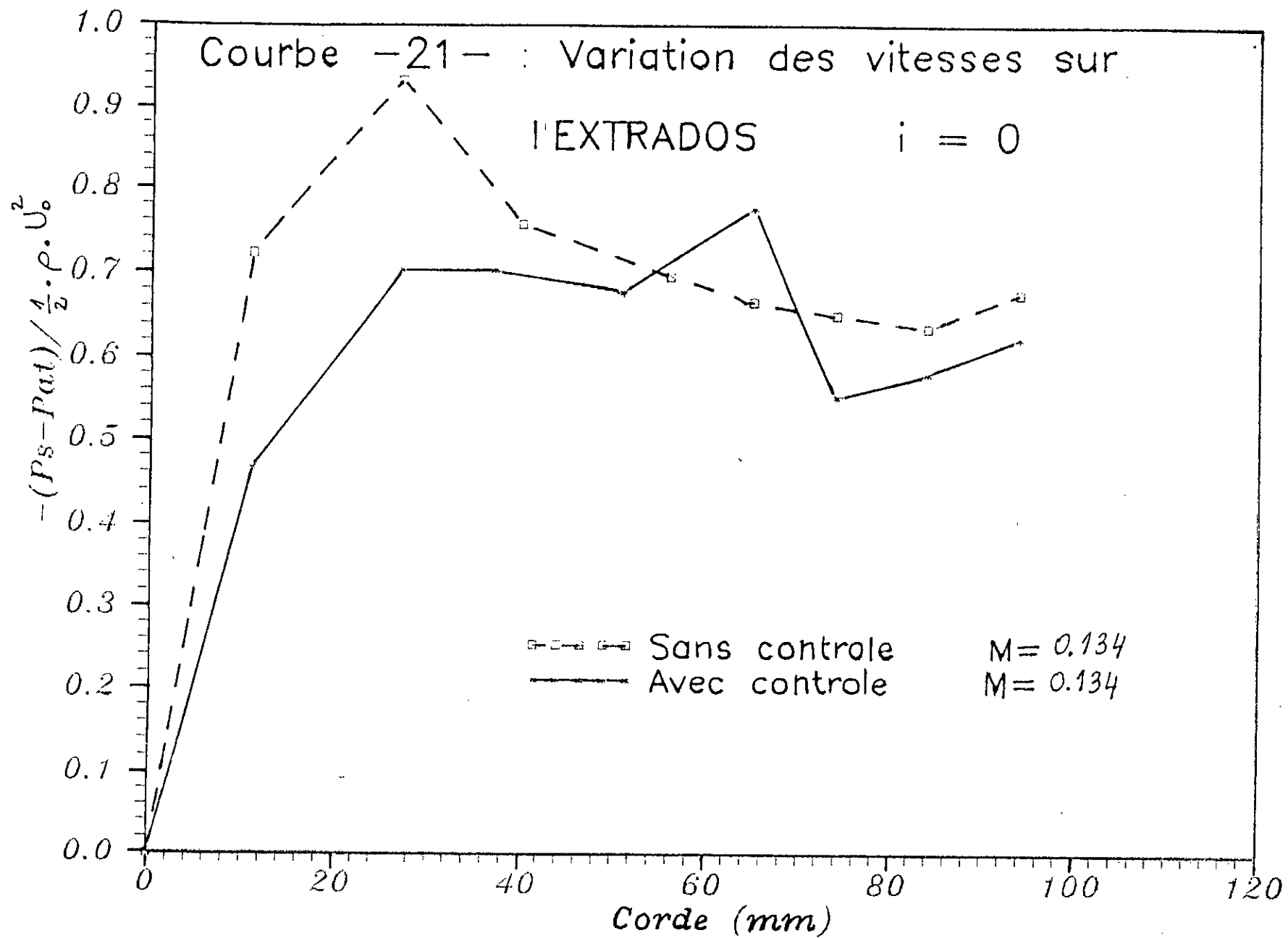


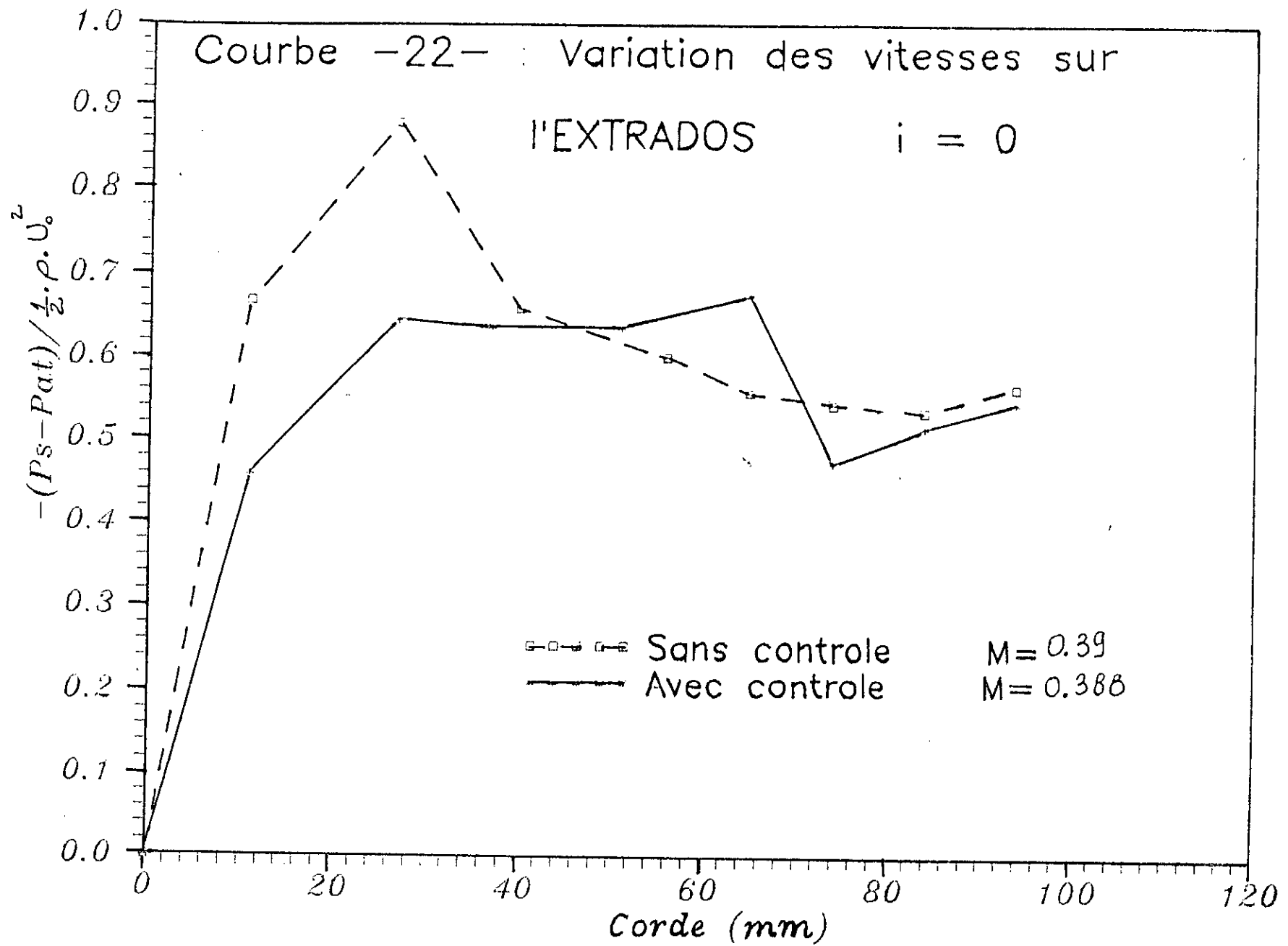


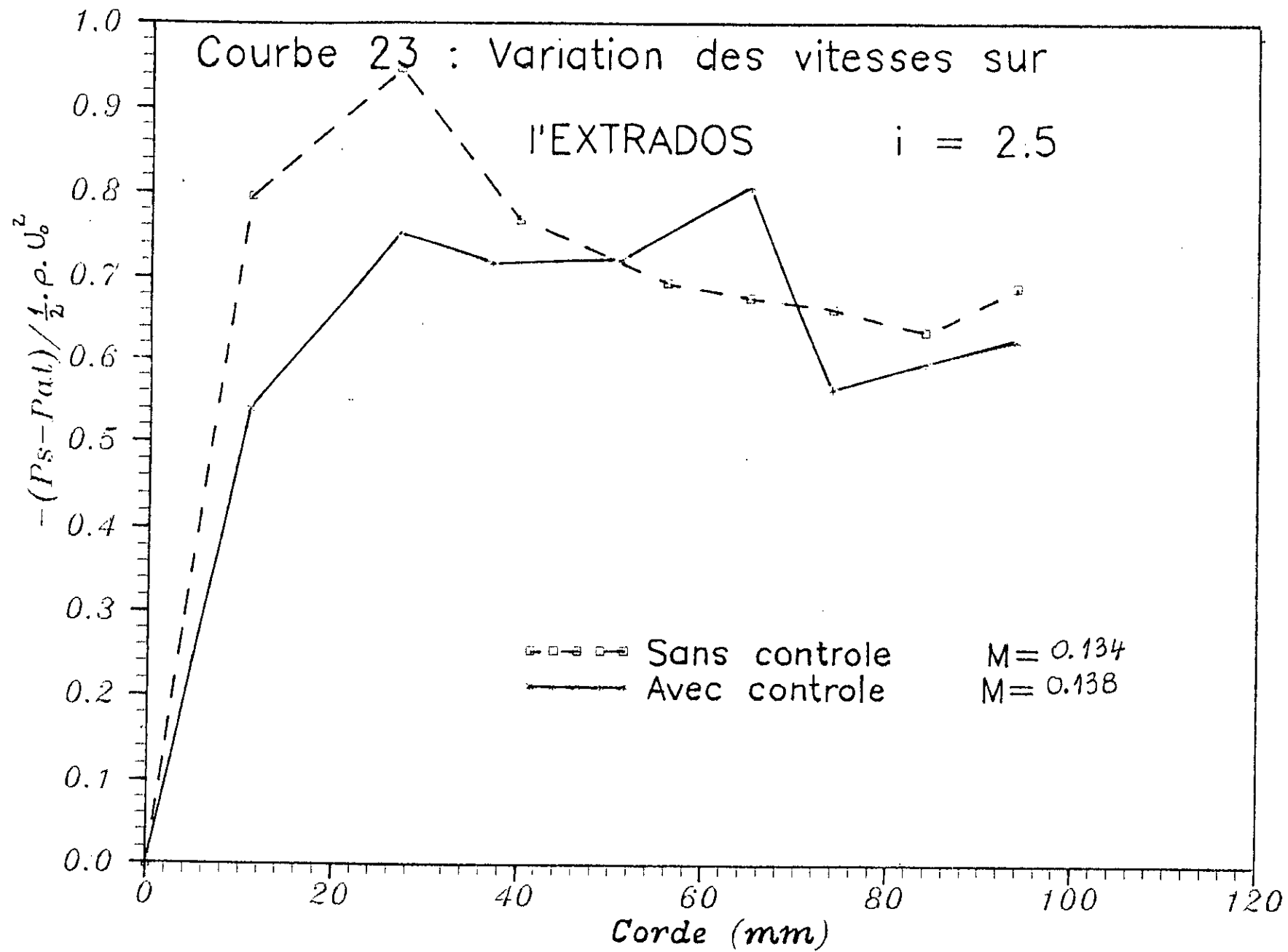


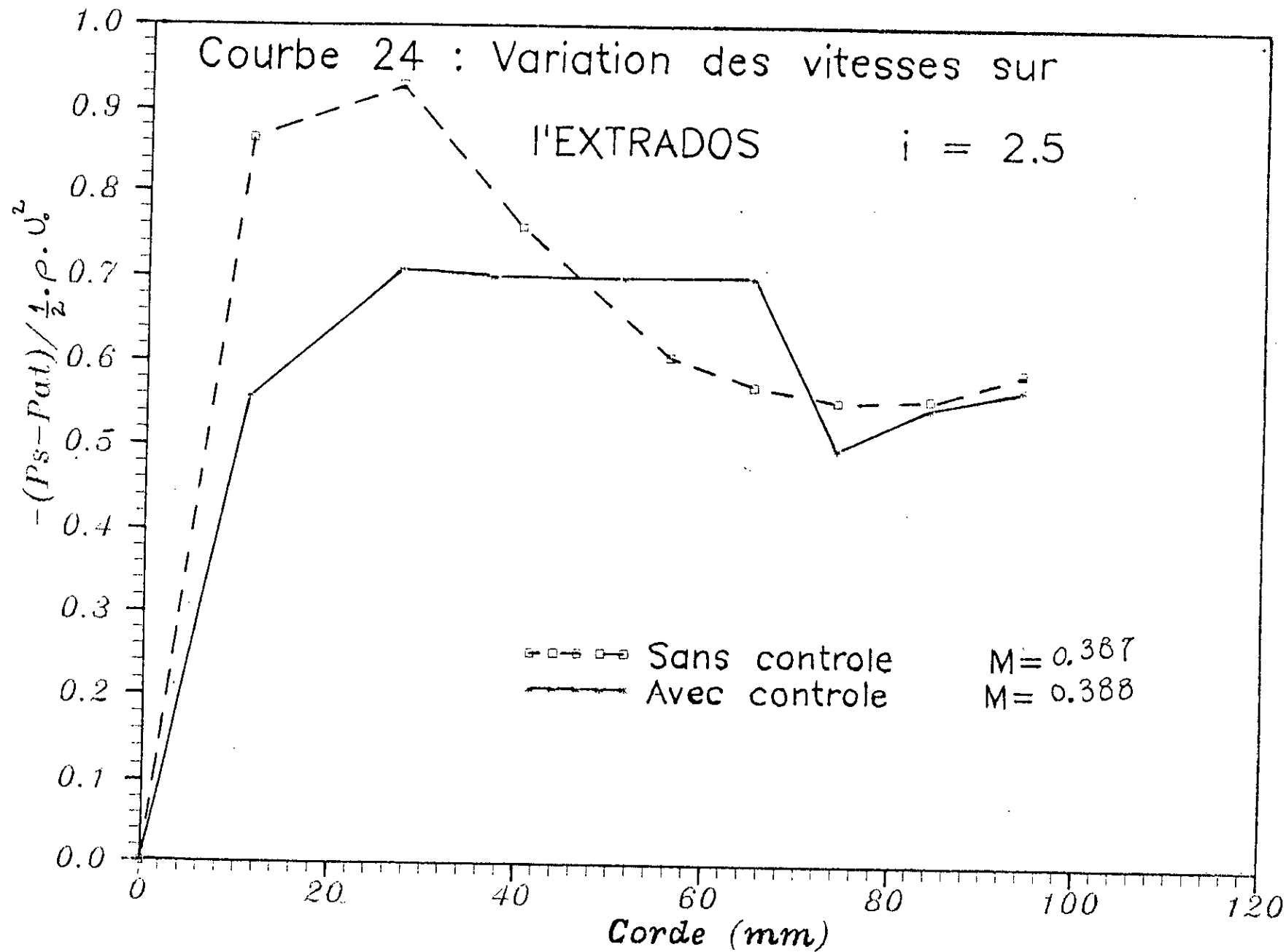


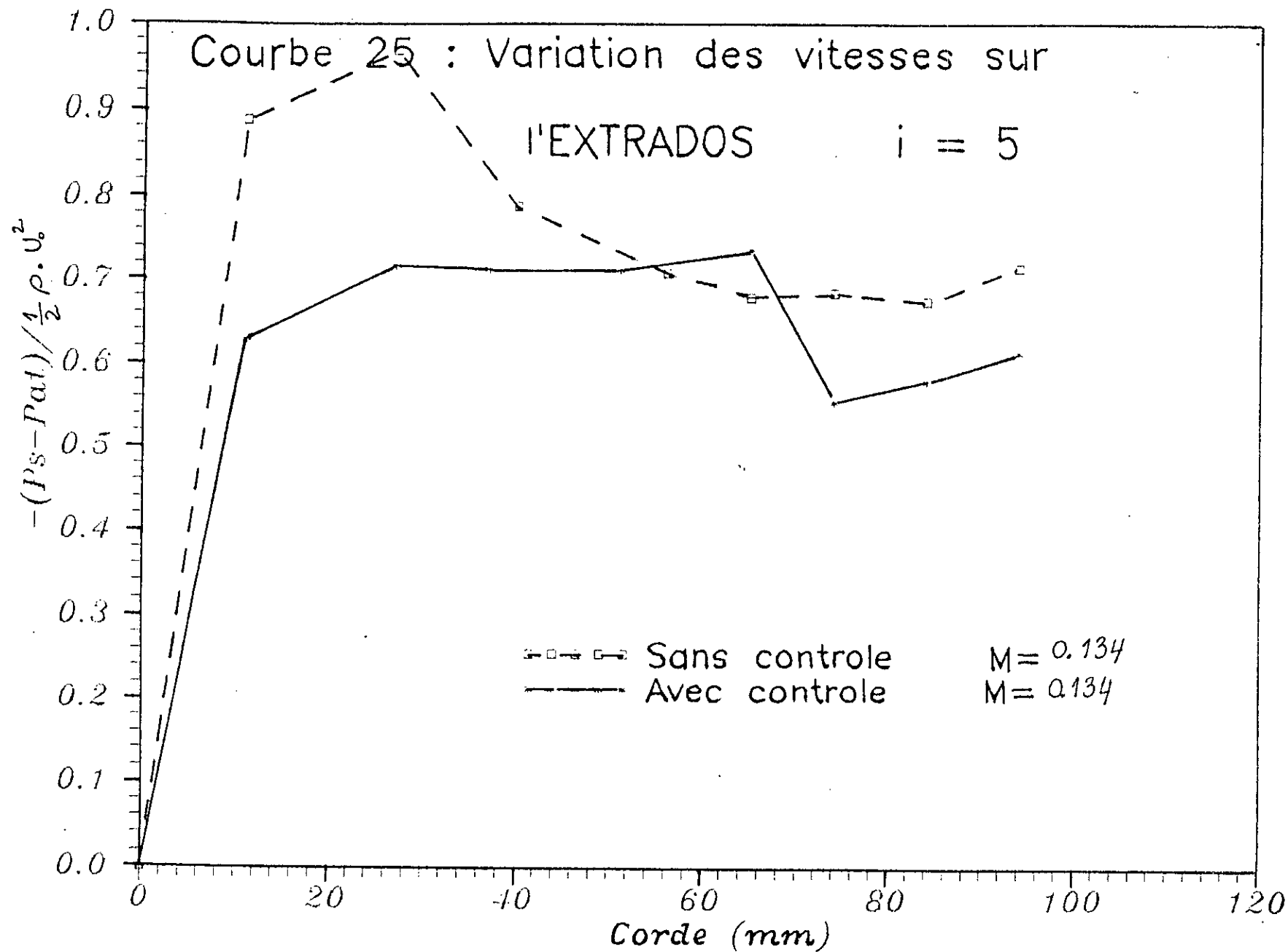


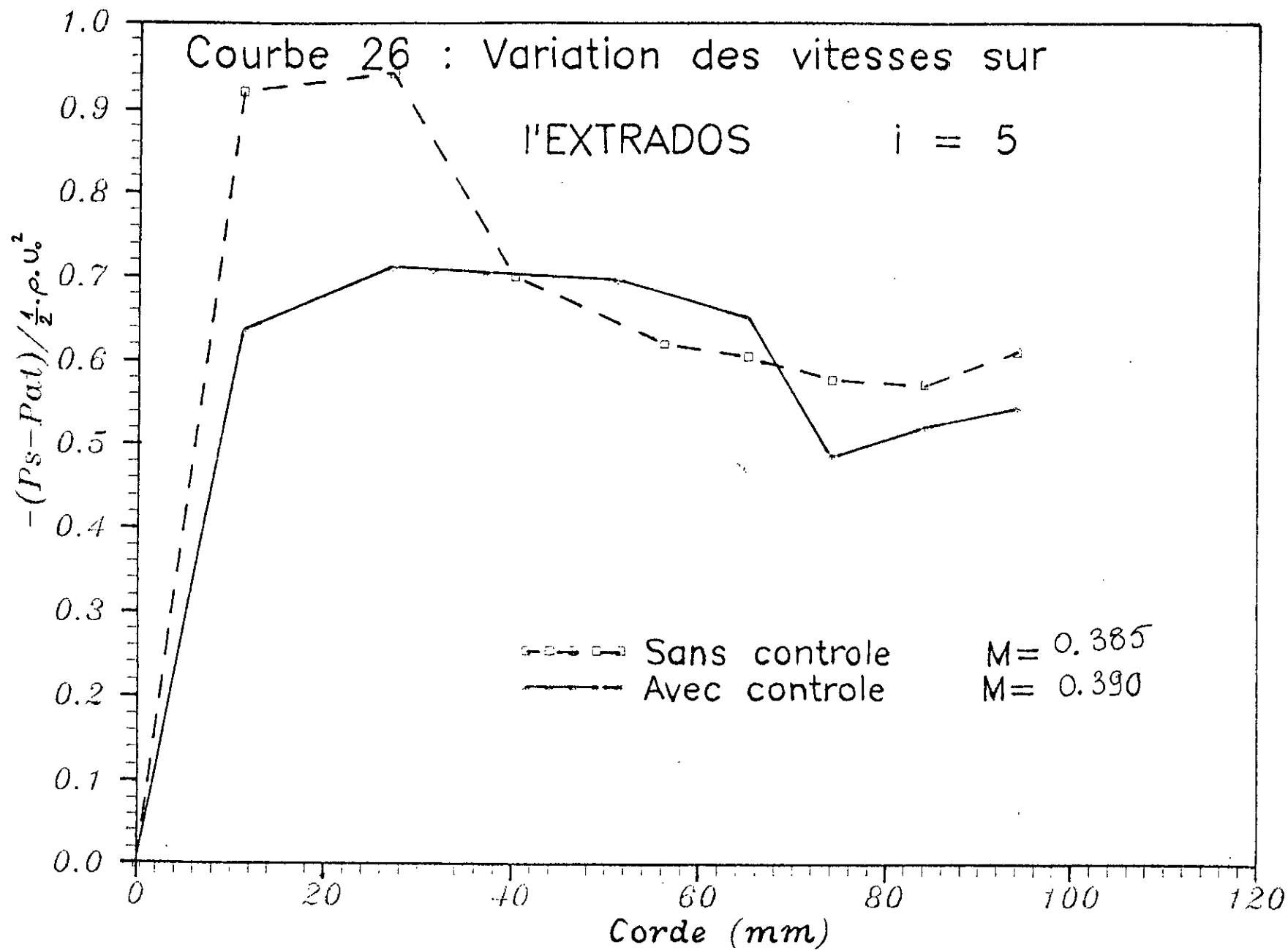


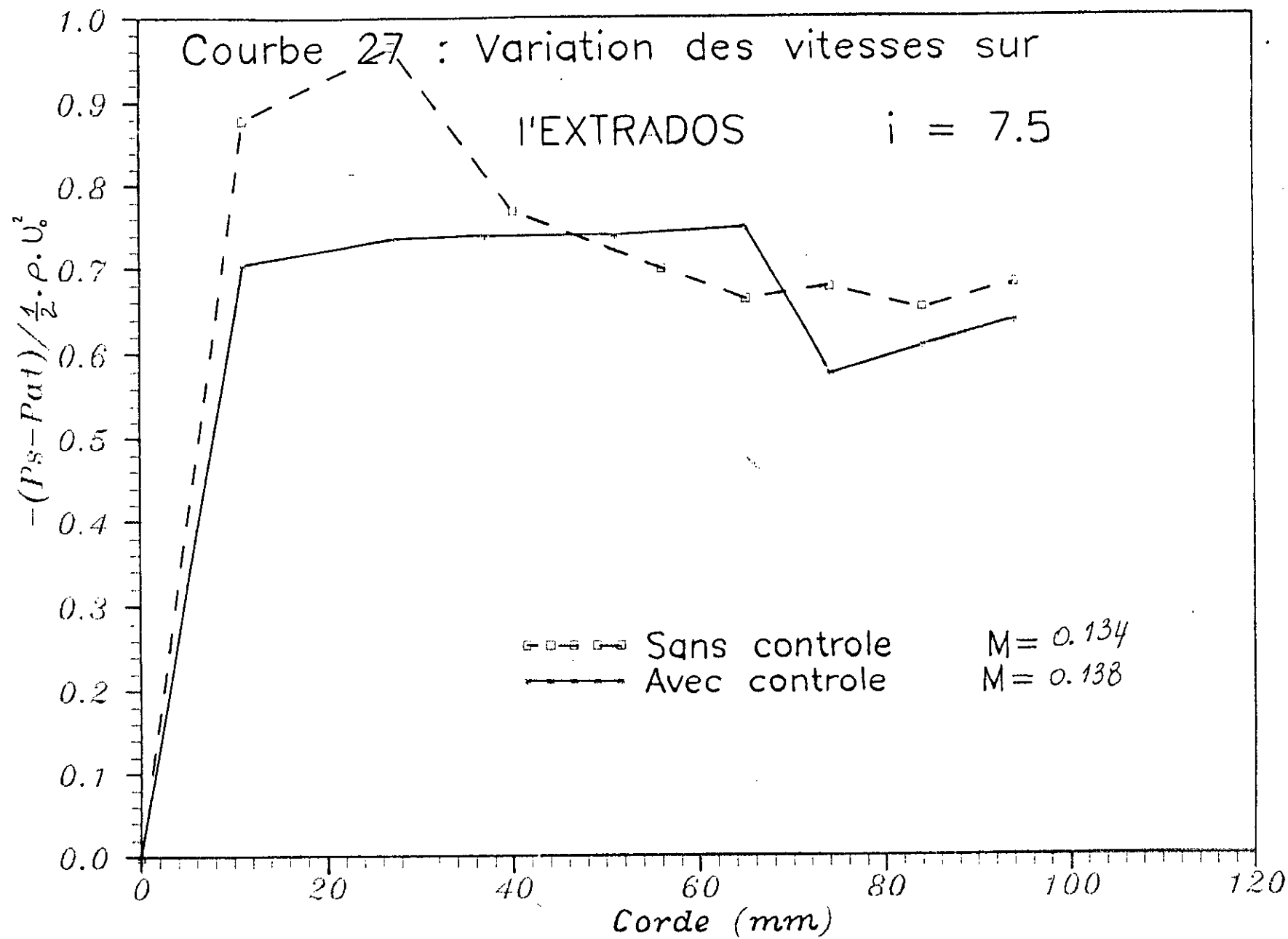


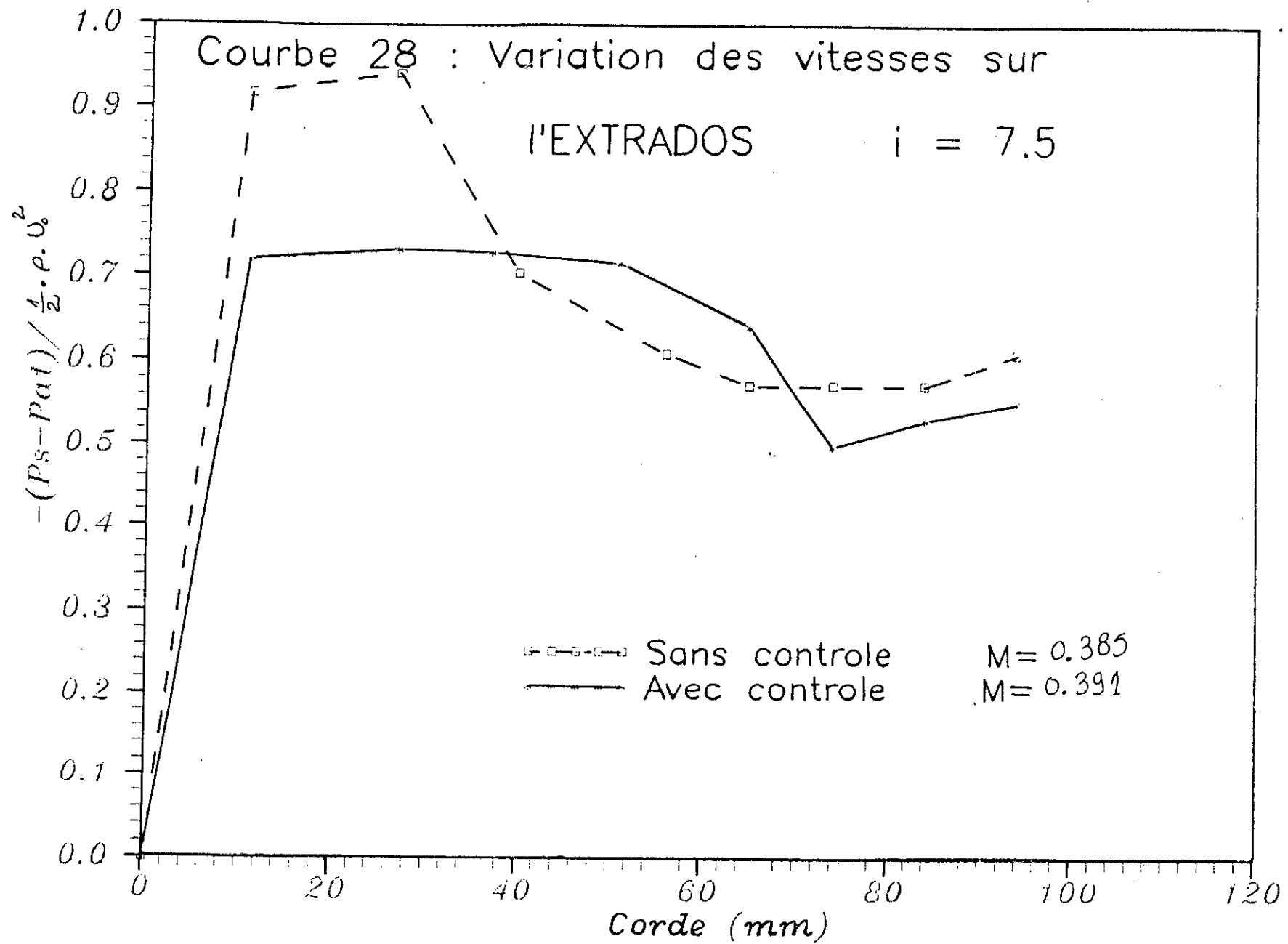












CONCLUSION

CONCLUSION:

Ce procédé de contrôle de la couche limite est très important, car il permet d'aspirer la couche limite, et ceci sans apport d'énergie.

Il permet également en théorie de préserver l'espace des canaux inter-aubes, et d'éviter ainsi les cas d'obturation ou une limitation critique de l'espace de passage de l'écoulement; Mais l'effet du jet fait augmenter l'épaisseur de la couche limite, ce qui augmente la trainée.

Donc il serait plus optimal de trouver une plage entre le gain en portance et débit, et la perte due à l'augmentation de la trainée.

Des expérimentations de ce procédé en grilles d'aubes sont conseillées dans un futur travail, afin de démontrer plus clairement l'importance de ce contrôle.

On peut également prévoir un modèle de contrôle avec une conception qui permet d'avoir le jet de contrôle dans le sens de l'écoulement autour de l'aube, et ceci dans le but de diminuer l'épaississement de la couche limite.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- R. Leboeuf
"Limite de fonctionnement des compresseurs"
E.C.Lyon 1987
- Y. Lebot, P. Bernard
"Analyse par analyse hydraulique du décollement tournant dans les compresseurs". Recherches Aérospatiales 1972.
- Y. Lebot, P. Bernard
"Analyse par analogie hydraulique du décollement tournant dans les compresseurs". Recherches Aérospatiale 1972.
- I.J. Day, E.M. Greitzer, N.A. Cumpsty
"Prediction of copressor performance in rotating stall"
A.S.M.E paper 1978.
- N.A. Cumpsty
"The measurements and interpretation of within rotating stall cells in axial flow". Cambridge University 1977.
- V.N. Yershov
Foreign technology air force system command". 1971
- E.M. Greitzer
"Surge and rotating stall in axial flow compressors".
A.S.M.E paper 1976.
- Takata, Nagano
"Non linear analysis of rotating stall"
A.S.M.E paper 1972.
- J. Horlock
"Axial flow compressor"
Butter worths 1958.
0. N. Orner
"Prédiction du décrochage tournant dans les compresseurs axiaux"
Doctorat. Université de Mons. 1976
1. J. Fabri, R. Siestrunk
"Rotating stall in axial flow compressors".
Journal of aeronautical sciences. 1957

12. J. Fabri
"Growth of perturbation in an axial flow compressors".
A.S.M.E paper 1979.
13. P. Ferrand
"Etude théorique des instabilités de l'écoulement dans les
compresseurs axiaux".
Doctorat. Aix en provence, Marseille 1980.
14. Y. Lebot
"Etude du phénomène du décollement tournant"
CEA - EDF 1972.
15. E.M. Greitzer
"Surge and rotating stall in axial flow compressors".
A.S.M.E paper 1976.
16. E.M. Greitzer
"Axial flow stall phenomena".
A.S.M.E paper 1980.
17. S.G. Koff, E.M. Greitzer
"stalled flow compressors - axisymmetric characteristics".
A.S.M.E paper 1984.
18. F.K Moore, E.M. Greitzer
"A theory of post stall transients in axial compression systems"
A.S.M.E paper 1986.
19. D. Busine, P. Micheau
"Calcul de l'écoulement tridimensionnel par la méthode S1-S2".
Journal de mécanique théorique et appliquée. 1987.
20. C.H. Wu
"3 D. turbomachine flow equations expressed with respect to non
orthogonal curvilinear coordinates and method solution"
3ème symposium international. Munich, Mars 1976.
21. Corniglion
Communication du C.N.R.S, 1986.
22. J. Dulery
"Analyse du décollement résultant d'une interaction couche
limite turbulente en transsonique".
Recherche aérospatiale 1986.

23. J.J. Costes
 "Etude du décrochage instationnaire tridimensionnel sur une aile rectangulaire".
 Recherche aérospatiale 1987.
24. Naca
 "Drag reduction by suction of the boundary layer separated behind shock wave formulation at high Mach". 1947
25. J. Delery
 "L'interaction onde de choc - couche limite et son contrôle".
 Onera 1986.
26. G.E. Gadd
 "Interaction between normal shock waves and turbulent boundary layers".
 Arc. R. and M. n° 3662 (1961).
27. G.R. Inger
 "Transonic shock boundary layer interactions in cryogenic wind tunnel".
 Journal of Aircraft, 1979.
28. Symposium transonic, 1976
 "The normal shock at a curved wall in the viscous case".
29. P. Thiede, P. Krofmann, E. Stanewsky
 "Active and passive shock and boundary layer interaction control on supercritical airfoils".
 A.S.M.E paper 1989.
30. B. Chanetz, T. Pot
 "Expériences fondamentales sur le contrôle passif de l'onde de choc couche limite en transsonique".
 Onera, 1987.