



HAL
open science

Contribution à l'étude des conditions de fonctionnement d'un dépoussiéreur centrifuge

Gerard Baudin

► **To cite this version:**

Gerard Baudin. Contribution à l'étude des conditions de fonctionnement d'un dépoussiéreur centrifuge. Génie des procédés. Université de Poitiers (France), 1985. Français. NNT : . tel-01391532

HAL Id: tel-01391532

<https://hal.science/tel-01391532v1>

Submitted on 3 Nov 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

3^e CYCLE
D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

N° D'ORDRE 1044

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

Spécialité : Énergétique

par

Gérard BAUDIN

Contribution à l'Étude des Conditions de Fonctionnement
d'un Dépoussiéreur Centrifuge

Soutenue le 4 Octobre 1985, devant la Commission d'Examen

MM. J.-L. PEUBE

Président

Th. ALZIARY de ROQUEFORT

J.-L. BOUSGARBIÉS

J. PECHEUX

} Examineurs

3° CYCLE
D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

N° D'ORDRE 1044

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

Spécialité : Énergétique

par

Gérard BAUDIN

Contribution à l'Étude des Conditions de Fonctionnement
d'un Dépoussiéreur Centrifuge

Soutenue le 4 Octobre 1985, devant la Commission d'Examen

MM. J.-L. PEUBE

Président

Th. ALZIARY de ROQUEFORT

J.-L. BOUSGARBIES

J. PECHEUX

} Examineurs

Cette étude a été accomplie avec l'aide financière de l'Établissement Public Régional.

Le travail exposé dans ce mémoire a été effectué dans le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers (U.A. C.N.R.S. 191).

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Jean PECHEUX, Chargé de Recherche au C.N.R.S., pour m'avoir fait bénéficier de sa compétence et de sa bienveillance en assurant la direction de cette étude.

Je suis reconnaissant envers Monsieur BOUSGARBIES, Chargé de Recherche au C.N.R.S., pour son aide amicale, de fructueuses discussions et les encouragements qu'il m'a prodigués.

Mes remerciements s'adressent à Monsieur Le Professeur PEUBE pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury, ainsi qu'à Monsieur Le Professeur ALZIARY de ROQUEFORT qui a accepté de juger ce travail.

Je tiens à remercier également le personnel technique du laboratoire et tout particulièrement Monsieur EPINOUX et Monsieur BRUNETEAU pour l'aide efficace et dévouée qu'ils m'ont apportée tout au long de la construction du dispositif expérimental et de sa mise au point.

Je suis vivement reconnaissant à Madame MAYE qui a assuré la frappe de ce rapport, ainsi qu'à Madame GUERIN qui a réalisé son tirage. Que Monsieur ANTIGNY soit également remercié pour tous les soins qu'il a apportés aux travaux photographiques.

Enfin, je ne peux oublier de remercier les autres membres du laboratoire pour le plaisir que j'ai eu à travailler avec eux, leur soutien et leur sympathie.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I - PRESENTATION DE L'ETUDE

- I.1 - DIFFERENTS TYPES D'EFFICACITE
- I.2 - PRINCIPAUX TYPES DE DEPOUSSIERS MECANIQUES
- I.3 - DESCRIPTION DU DEPOUSSIEUR DE FUMES ET DE SA MAQUETTE

CHAPITRE II - REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DES PRINCIPAUX RESULTATS THEORIQUES

- II.1 - EQUATIONS GENERALES
 - II.1.1 - Hypothèses et équations de base
 - II.1.2 - Ecriture des équations en coordonnées cylindriques
 - II.1.3 - Grandeurs de référence et écriture adimensionnelle
 - II.1.4 - Conclusion globale
- II.2 - RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES DES DIFFERENTES MODELISATIONS DE L'ECOULEMENT DU FLUIDE EN L'ABSENCE DE PARTICULES
 - II.2.1 - Introduction et rappels concernant les écoulements à vortex - Solutions affines
 - II.2.2 - Modélisations de l'écoulement extérieur à la couche limite se développant sur le cône
 - II.2.2.1 - Solution obtenue en fluide parfait - Solution de Bloor et Ingham [2]
 - II.2.2.2 - Solutions calculées en régime turbulent
 - II.2.3 - Modélisation de la couche limite se développant sur le cône
 - II.2.3.1 - Introduction
 - II.2.3.2 - Modélisation de Bloor et Ingham [2]
- II.3 - ETUDE COMPARATIVE DES PROFILS DE VITESSE THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX
 - II.3.1 - Composante tangentielle de la vitesse
 - II.3.2 - Composantes axiale et radiale de la vitesse
 - II.3.3 - Conclusion
- II.4 - ETUDE THEORIQUE DE L'ECOULEMENT DANS LE DEPOUSSIEUR ET SA MAQUETTE
 - II.4.1 - Écoulement dans le cône collecteur : exploitation du modèle de Bloor et Ingham

II.4.2 - Etude de l'écoulement entre le tube de décharge et la paroi cylindrique du cyclone

II.4.3 - Conclusion

II.5 - RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES CONCERNANT LE COMPORTEMENT DE LA PHASE SOLIDE - EFFICACITE

II.5.1 - Modélisation de Abrahamson - Diffusion turbulente des suspensions [1]

II.5.2 - Modélisation de Bloor et Ingham [2]

II.5.3 - Le modèle semi-empirique de Leith et Licht [38]

II.5.4 - Modification du modèle de Leith et Licht

II.6 - CONCLUSION

CHAPITRE III - DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL ET DES TECHNIQUES DE MESURE

III.1 - DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL

III.1.1 - La maquette du cyclone

III.1.2 - Le dispositif expérimental

III.1.3 - Le dispositif d'ensemencement

III.2 - DESCRIPTION DES TECHNIQUES EXPERIMENTALES

III.2.1 - Techniques de visualisation

III.2.2 - Mesure de la composante tangentielle de vitesse

III.2.3 - Mesure de la pression pariétale

III.2.4 - Mesure de granulométrie

III.3 - CONCLUSION

CHAPITRE IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 - INTRODUCTION

IV.2 - ETUDE DU MOUVEMENT DU FLUIDE EN L'ABSENCE DE SUSPENSIONS

IV.2.1 - Visualisations de l'écoulement dans la maquette

IV.2.2 - Mesure des répartitions de la pression pariétale et de la composante tangentielle de la vitesse

a) - Répartition de la pression pariétale

b) - Pertes de charge totales mesurées entre la section d'entrée des aubages et la section de sortie du de décharge

c) - Profils de la composante tangentielle de vitesse

IV.2.3 - Etude de l'éclatement tourbillonnaire dans le tube de décharge de la maquette

IV.2.3.1 - Observations de l'éclatement dans le tube de décharge

IV.2.3.2 - Etude des mécanismes provoquant l'apparition de l'éclatement

IV.3 - ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT AVEC SUSPENSIONS - EFFICACITE DU CYCLONE

IV.3.1 - Visualisations de l'écoulement de la phase solide

IV.3.2 - Etude de l'influence des paramètres sur l'efficacité

IV.3.2.1 - Résultats expérimentaux concernant le dépoussiéreur industriel

IV.3.2.2 - Efficacité globale et intrinsèque de la maquette

CONCLUSION GENERALE

ANNEXE 1 - VALEURS DES CONSTANTES DANS L'EXPRESSION DU COEFFICIENT DE TRAINEE :

$$\underline{C_x = K_1 + K_2 \times Ri + K_3 \times Ri}$$

ANNEXE 2 - CALCUL DES CORRECTIONS DIOPTRIQUES

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

Les dispositions de plus en plus sévères des lois relatives à la pollution atmosphérique et les besoins en gaz industriels de meilleure qualité sont autant de raisons qui favorisent le développement des dépoussiéreurs centrifuges. Ils permettent de récupérer un produit facile à évacuer et éventuellement valorisable ou recyclable dans le circuit de fabrication. L'emploi généralisé de ce type de dépoussiéreur tient à leur simplicité et leurs performances intéressantes pour une répartition granulométrique étendue des particules.

La récupération des particules en suspension dans les gaz intéresse toutes les industries traitant des pulvérulents (papier, matières plastiques, élastomères, pharmacie, ...) ou des gaz de combustion. Le dépoussiérage centrifuge est un moyen particulièrement adapté lorsque l'on recherche une installation économique pour éliminer les cendres volantes provenant de la combustion du bois ou du charbon, dans des conditions très souvent délicates (abrasion, érosion, ...). Dans certaines industries (cimenteries, ...), les grosses particules doivent être séparées des particules très fines et c'est un problème qui ne peut être résolu que par un processus dépoussiérage centrifuge - filtrage ; le dépoussiéreur centrifuge permet de recueillir les particules de grande dimension et de les restituer au processus de fabrication tandis que les filtres rassemblent les fines suspensions en vue de leur élimination. Dans tous les cas, la taille des particules est un facteur important à prendre en compte car le produit final en dépend, que ce soit le gaz ou la phase solide.

Des problèmes de séparation se posent lorsqu'il s'agit de récupérer des particules très petites ; actuellement, ils deviennent pratiquement insolubles lorsque la taille des suspensions doit être inférieure à 10 μm et les procédés adaptés à ce type de problème sont très coûteux. L'utilisation grandissante des dépoussiéreurs centrifuges suscite des recherches dont le but

est de préciser les causes de ces limitations et d'améliorer leur efficacité. C'est dans ce contexte que se situe l'étude présentée dans ce mémoire. Elle a été réalisée sur un cyclone de petit diamètre destiné à être incorporé dans une unité de dépoussiérage de fumées provenant d'une chaudière à bois commercialisée par une entreprise régionale, la S.A.C.M.E. C'est une étude qui a fait l'objet d'un contrat financé en partie par cette société et l'Etablissement Public Régional Poitou-Charentes.

Nous présenterons cette étude dans le premier chapitre ainsi que les différents moyens d'éliminer des particules en suspension dans les gaz et leurs domaines d'application.

Une importante étude bibliographique nous a permis de faire le point et de présenter, dans le second chapitre, une vue synthétique des connaissances actuelles concernant l'écoulement des deux phases dans le cyclone.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental, aux méthodes de visualisation de l'écoulement dans le cyclone ainsi qu'aux techniques de mesures de vitesse et de granulométrie employées.

Dans le quatrième chapitre, nous étudierons d'une part la structure de l'écoulement à l'intérieur du cyclone en l'absence de suspensions et, d'autre part, l'efficacité de l'appareil en fonction des divers paramètres.

Nous concluons cette étude en essayant de préciser les principales causes des limitations du dépoussiéreur commercialisé par la S.A.C.M.E., ainsi que les améliorations possibles.

CHAPITRE I

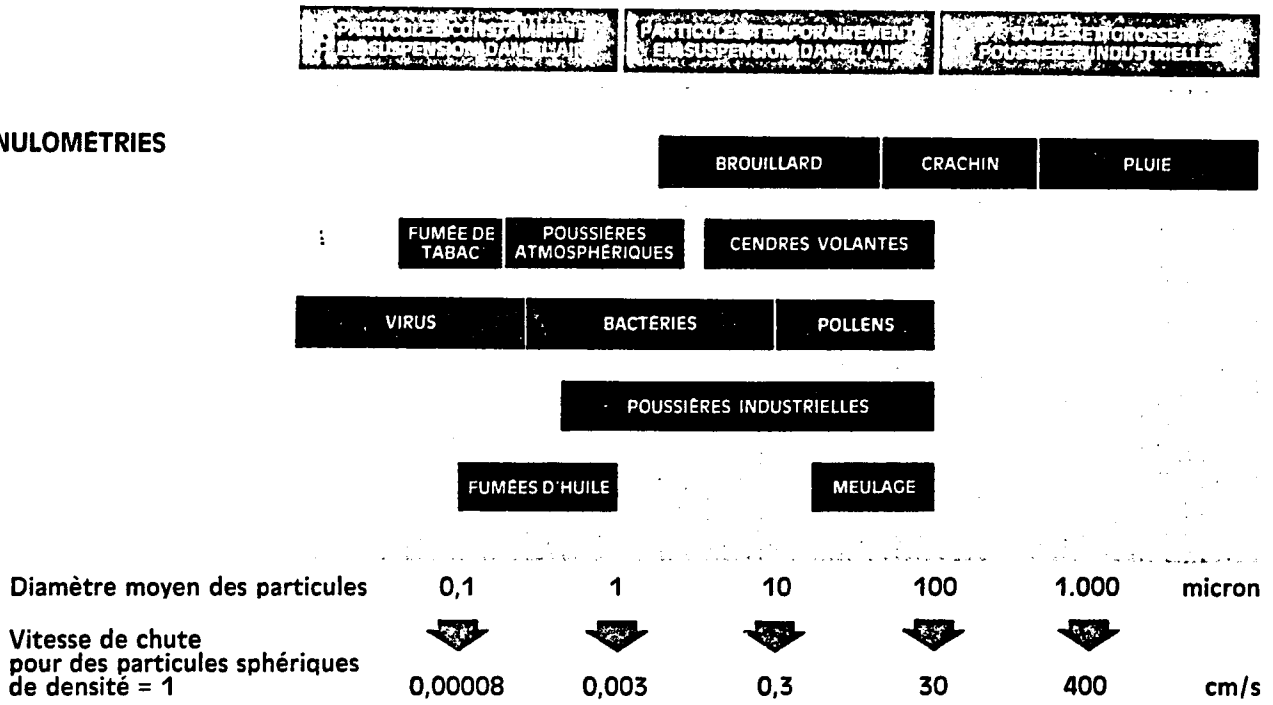
PRESENTATION DE L'ETUDE

D'une manière générale, le problème du dépoussiérage peut être résolu soit par filtrage, soit par séparation mécanique. Le choix d'un procédé est directement lié aux caractéristiques des particules dont les principales sont la masse volumique, la concentration et la répartition granulométrique. Le filtrage est un procédé coûteux qui n'est utilisé que pour traiter des gaz contenant de très petites particules en suspension pour lesquelles les dépoussiéreurs mécaniques sont actuellement inefficaces. Ce dernier type d'appareil est d'utilisation courante ; souvent, il complète une installation de filtrage en qualité de "prédépoussiéreur" pour éliminer les particules de grande dimension et diminuer la concentration, améliorant ainsi les conditions de fonctionnement de l'installation.

Les industriels cherchent des moyens de plus en plus efficaces pour combattre la pollution atmosphérique et pour récupérer les produits valorisables en suspension dans les gaz. Les caractéristiques des principaux polluants atmosphériques et industriels présentées sur la figure 1.1 montrent que, pour bien des applications industrielles, il paraît intéressant de repousser les limites d'utilisation des dépoussiéreurs mécaniques actuels, et plus spécialement pour l'élimination des cendres volantes.

L'élimination des cendres volantes a fait l'objet d'un regain d'intérêt lors de l'apparition des premières chaudières domestiques à paille ou à bois vers les années 1978-1979. C'est un problème qui a pris de l'importance en 1982 à la suite d'un vaste programme d'action lancé par le C.O.M.E.S. pour étendre le marché de ce type d'installation. C'est dans ce contexte que se situe cette étude ; le dépoussiéreur centrifuge étudié est un élément d'une installation de dépoussiérage de fumées provenant d'une chaudière à bois.

GRANULOMETRIES



CONCENTRATIONS

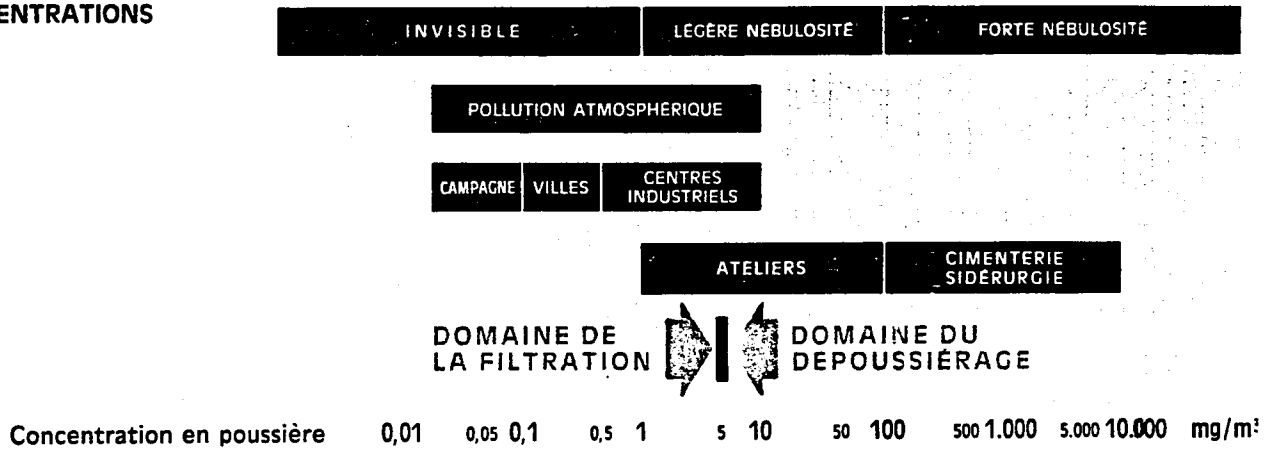


Fig.1.1 - Caractéristiques des principaux polluants atmosphériques et industriels

Dans ce premier chapitre, nous présenterons les principaux types de dépoussiéreurs mécaniques ainsi que leurs avantages et inconvénients qui motivent le choix des cyclones à entrée axiale fait par la plupart des industriels. Nous présenterons également les définitions des différents types d'efficacité d'un dépoussiéreur, ainsi que les caractéristiques des cendres volantes en suspension dans les fumées provenant de la chaudière à bois commercialisée par la S.A.C.M.E. (masse volumique, granulométrie,...). Enfin, ce chapitre se terminera par la présentation du cyclone utilisé pour dépoussiérer ces fumées.

I.1 - DIFFERENTS TYPES D'EFFICACITE

D'une manière générale, l'efficacité d'un dépoussiéreur est l'aptitude à retenir un certain type de particules. Il est important de préciser qu'elle est tributaire de la poussière test pour laquelle elle a été mesurée. Les principales caractéristiques de cette poussière test sont sa granulométrie, sa masse volumique, sa concentration et la forme des particules dont elle est constituée.

Pour calculer les expressions des différentes efficacités on se placera dans le cas d'une phase solide constituée de particules de même masse volumique et de forme sphérique.

EFFICACITE GLOBALE

On définit l'efficacité globale comme le rapport du débit massique des particules retenues au débit massique des particules introduites dans le dépoussiéreur. Elle est fonction du dépoussiéreur utilisé, de ses conditions de fonctionnement ainsi que du temps de fonctionnement. Dans le cas d'une répartition granulométrique discrète de particules, cette efficacité se met sous la forme suivante :

$$\eta_g = \frac{N_c}{N_i} \cdot \frac{\sum_j n_{c_j} \cdot d_j^3}{\sum_j n_{i_j} \cdot d_j^3}$$

Dans cette expression :

- N_c est le nombre total de particules collectées par unité de temps
- N_i est le nombre total de particules introduites dans le dépoussiéreur par unité de temps

- nc_j est le pourcentage de particules de diamètre d_j comprises dans Nc
- ni_j est le pourcentage de particules de diamètre d_j comprises dans Ni

Si la répartition granulométrique est continue, l'efficacité globale a pour expression :

$$\eta_g = \frac{Nc}{Ni} \cdot \frac{\int_0^{\infty} nc \cdot d^3 \cdot \delta d}{\int_0^{\infty} ni \cdot d^3 \cdot \delta d}$$

EFFICACITE INTRINSEQUE

Cette efficacité intrinsèque est définie comme le rapport de la quantité de particules de diamètre d_j collectées à la quantité de particules de diamètre d_j introduites dans le dépoussiéreur. Que la répartition granulométrique des particules soit discrète ou continue, elle a pour expression :

$$E_j = \frac{nc}{ni} \cdot \frac{Nc}{Ni}$$

La courbe $E_j = f(d_j)$ obtenue pour une poussière test, et appelée "courbe d'efficacité", dépend des conditions de fonctionnement du dépoussiéreur pour lequel elle a été déterminée.

La perte de charge d'un dépoussiéreur, son efficacité globale et sa courbe d'efficacité intrinsèque constituent ses performances. Elles sont, bien sûr, tributaires de la poussière test pour laquelle elles ont été déterminées.

Elles sont généralement recherchées en régime permanent. Elles ne dépendent du temps que dans les premiers instants de fonctionnement de l'appareil, ceux-ci ne constituant qu'une fraction infime du temps de fonctionnement total d'une installation de dépoussiérage industriel.

Pour comparer différents types de dépoussiéreurs, les auteurs utilisent souvent son diamètre de coupure défini comme le diamètre des particules de masse volumique donnée dont 50 % sont collectées.

I.2 - PRINCIPAUX TYPES DE DEPOUSSIÉREURS MECANIQUES (51, 52)

. SCRUBBER (Fig. 1.2 : modèle Research Cottrell)

Le scrubber est un appareil qui fonctionne selon le principe suivant. De l'eau est introduite dans le courant gazeux ; le mélange passe à travers un

étranglement qui provoque l'atomisation de l'eau, suivie d'une turbulence développée. Il en résulte des collisions entre les gouttelettes et les particules ; ces dernières sont captées par les gouttelettes et peuvent alors être éliminées facilement par inertie dans un "débrouillardeur" placé à la suite du scrubber. Dans le scrubber à disque irrigué, mis au point par Research-Cottrell, représenté schématiquement sur la figure 1.2, l'eau ruisselle sur un disque horizontal situé dans la section tronconique du conduit vertical formant l'étranglement ; le disque est monté sur un tube central qui sert d'adducteur d'eau et qui permet de faire varier sa position verticale pour maintenir le rendement optimum quel que soit le débit gazeux.

C'est un appareil qui tolère des grandes variations de débit, de température et de degré hygrométrique du gaz porteur de particules et qui s'adapte à la régulation automatique. Son principal avantage est de permettre la résolution de problèmes particuliers en mettant à profit d'autres caractéristiques telles que le transfert de température entre le gaz et l'eau, l'absorption des impuretés des gaz et la récupération des poussières sous forme de boues de concentration déterminée.

Par contre la complexité de ce type d'appareil rend difficile la modélisation de son efficacité, celle-ci ne pouvant être déterminée que par voie expérimentale.

. PRECIPITATEUR A ECOULEMENT ROTATIONNEL (Fig. 1.3)

Dans cet appareil représenté sur la figure 1.3, le gaz chargé de poussière est admis dans sa partie inférieure à travers des aubages qui lui impriment un mouvement de rotation en bloc ascendant qui est intensifié par une injection tangentielle d'air pur (air secondaire) dans sa partie supérieure. Cet air secondaire, introduit dans le précipitateur à travers une série d'entrées tangentielles, est animé d'un mouvement descendant le long de la paroi qui entraîne les particules centrifugées dans le bac de sédimentations ; après un changement de direction de 180 degrés, il s'échappe à travers un espace annulaire compris entre le conduit d'échappement des gaz épurés et la paroi de l'appareil. Ce circuit d'air secondaire fonctionne généralement en boucle fermée.

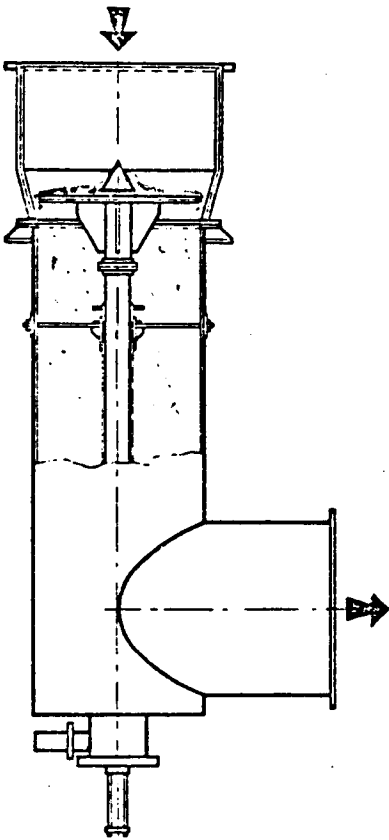


Fig.1.2 - Détails internes du scrubber à disque (modèle Research-Cottrell)

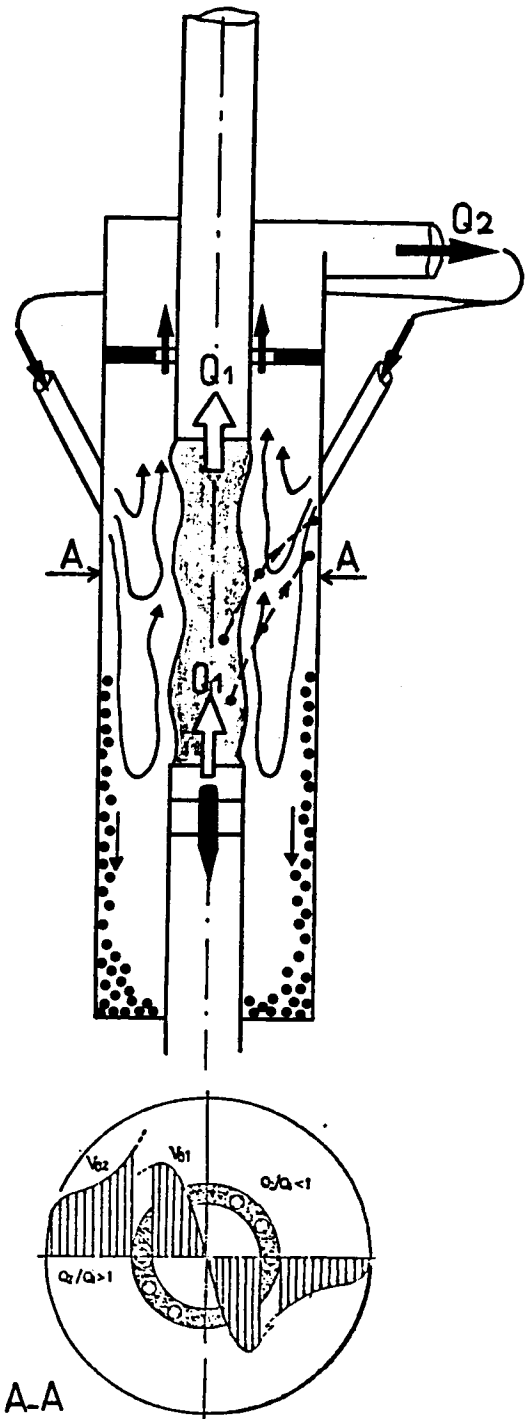


Fig.1.3 - Schéma d'un précipitateur à écoulement rotationnel

Ce type de dépoussiéreur est relativement récent (1970) et ses performances peuvent difficilement être déterminées de manière théorique en raison de la structure extrêmement complexe de la couche de cisaillement turbulente qui se forme entre les écoulements primaire et secondaire. Les résultats concernant ses performances sont bien souvent contradictoires et la méconnaissance de l'écoulement des deux phases dans un tel appareil rend difficile toute comparaison.

. LES CYCLONES (Fig.1.4)

Ces appareils sont particulièrement bien adaptés aux cas qui exigent des dépoussiéreurs à haut rendement pour répondre à des conditions telles que des fortes teneurs en particules, des poussières abrasives et des températures élevées.

Ce sont des appareils très utilisés. Deux principes régissent leur fonctionnement : la migration des particules et leur collecte. L'entrée de l'appareil est aménagée de façon à imprimer au fluide un mouvement de giration dans une enceinte de révolution. Sous l'effet de la force centrifuge, les particules en suspension se déplacent vers la périphérie de l'enceinte, et ceci d'autant plus vite que la vitesse angulaire est élevée et que la différence de masse volumique entre le fluide et les particules est grande. Ainsi centrifugées, elles se rassemblent le long dans la paroi puis poursuivent par inertie leur cheminement pour être collectées à travers un orifice d'extraction ne permettant pas d'entrée d'air dans le séparateur. Pour qu'elles aient le temps d'atteindre la paroi, la durée de centrifugation doit être adaptée aux dimensions des particules les plus fines à éliminer.

Ce sont des appareils peu onéreux dont il existe trois grands types : les cellules de centrifugation axiales, les cyclones à entrée tangentielle et les cyclones à entrée axiale.

. CELLULE DE CENTRIFUGATION AXIALE (Fig. 1.4a)

C'est le dépoussiéreur centrifuge le plus simple. Son corps est un tube que les gaz traversent parallèlement à son axe. Le mouvement de giration est obtenu par un jeu d'aubes directrices placé à l'entrée du tube et les gaz épurés sortent de l'appareil à l'autre extrémité à travers un second tube coaxial au premier et de diamètre plus faible. Les particules centrifugées

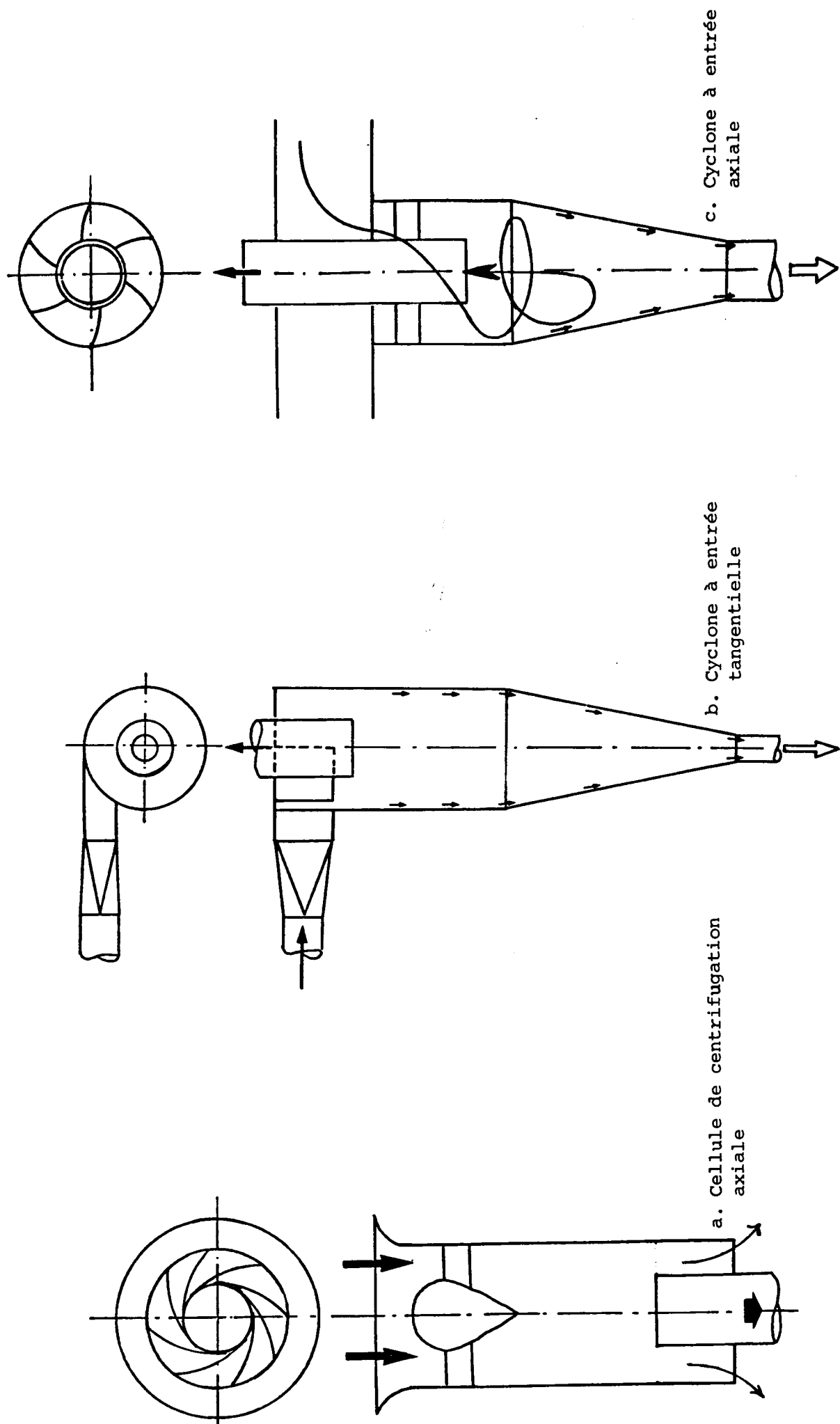


Fig.1.4 - Les trois types de cyclone

sont déchargées de l'appareil à travers la section annulaire comprise entre le conduit d'échappement des gaz épurés et la paroi du dépoussiéreur.

Ce dépoussiéreur est un appareil peu encombrant et peu onéreux qui s'insère commodément dans une unité multicellulaire de dépoussiérage (fig.1.5). Sa perte de charge est la plus faible de la gamme des dépoussiéreurs centrifuges. Son inconvénient est d'être peu efficace lorsque les particules sont de dimension inférieure à 10 μm .

. CYCLONE A ENTREE TANGENTIELLE (Fig.1.4b)

Dans ce dépoussiéreur centrifuge, le mouvement de giration est obtenu par une entrée des gaz tangentielle à un corps cylindrique. Les gaz épurés s'échappent par une cheminée centrale (tube de décharge) coaxiale au corps après un changement de direction de 180 degrés. Le corps cylindrique est prolongé par un cône dont le rôle est de stabiliser le vortex et de permettre aux gaz épurés de s'échapper régulièrement sans reprendre les poussières captées. Les particules sont récupérées à la pointe du cône.

Leur perte de charge varie de 60 à 150 mm d'eau selon l'efficacité recherchée et la masse volumique des gaz traités. Leur efficacité augmente quand on remplace un cyclone de grand diamètre par plusieurs cyclones de section plus faible ; c'est pourquoi, les installations de dépoussiérage sont fréquemment constituées de plusieurs cyclones de petit diamètre.

Ce sont des appareils également très utilisés pour réaliser des séparations en phase liquide. Ils fonctionnent alors en hydrocyclone ; la hauteur de la partie cylindrique est généralement moindre et la partie tronconique est plus allongée. Les hydrocyclones ont été brevetés par les Staatsmijnen en Hollande (1939), pour le lavage des fumées afin d'éliminer les poussières de charbon.

. CYCLONE A ENTREE AXIALE (Fig. 1.4c)

Le corps de cet appareil est identique à celui des cyclones à entrée tangentielle, mais le mouvement de giration du gaz est obtenu par un jeu d'aubes fixes placé entre le corps cylindrique et le tube de décharge.

C'est un dépoussiéreur de haute efficacité tant que la granulométrie des suspensions est supérieure à 5 μm .

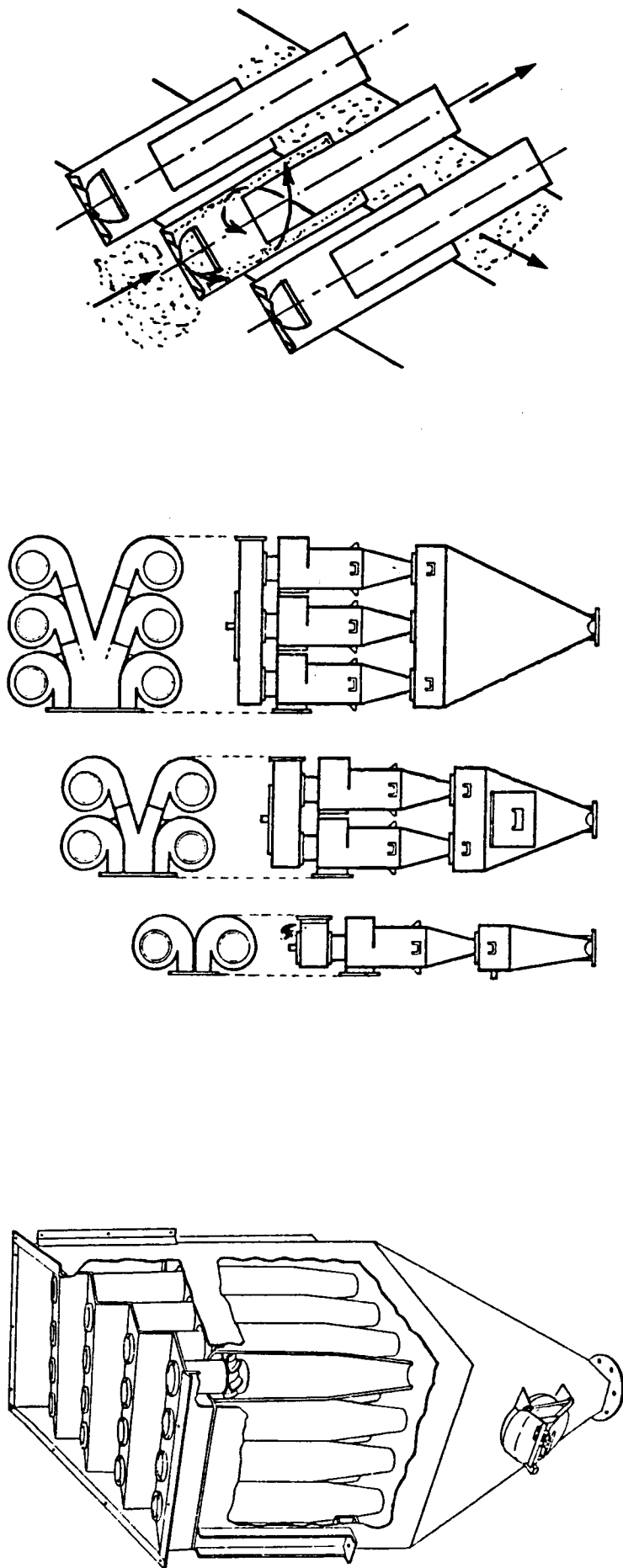


Fig. 1.5 - Dispositions des différents types de cyclone dans les unités multicellulaires de dépoussiérage

La plupart des industriels préfèrent cette solution aux cyclones à entrée tangentielle pour les raisons suivantes :

- . leur perte de charge est deux fois plus petite,
- . du fait de leur entrée axiale, ce sont des appareils qui peuvent être insérés plus commodément dans une unité multicellulaire de dépolluissage (fig. 1.5).

A notre connaissance, l'efficacité de ce dernier type de cyclone n'a pas fait l'objet d'études approfondies. Par contre, il existe une quantité considérable de résultats expérimentaux concernant les performances des cyclones à entrée tangentielle qui, pour la plupart, ont été obtenus vers les années 1930 à 1940. Ils constituent la base des relations semi-empiriques permettant de déterminer les performances des cyclones industriels.

Les méthodes d'investigation habituellement utilisées pour concevoir un cyclone reposent encore sur ces expressions semi-empiriques de la perte de charge et de l'efficacité intrinsèque, dont la plupart sont exposées dans les mémoires de synthèse de Bradley (1965) [53] dans le cas de la séparation en phase liquide, de Leith et Mehta (1973) [45] et de Abrahamson (1981) [1] dans le cas de la séparation en phase gazeuse. Par contre, les études théoriques plus récentes telles que celles de Bloor et Ingham (1975) [2], de Abrahamson (1981) [1] et de Swithenbank (1982) [4] sont rarement utilisées en raison de leur complexité et des moyens de calcul qu'elles nécessitent.

I.3 - DESCRIPTION DU DEPOUSSIÉREUR DE FUMÉES ET DE SA MAQUETTE

Le dépolluiseur de fumées provenant d'une chaudière à bois commercialisée par la S.A.C.M.E., est un cyclone à entrée axiale de 244 mm de diamètre. Son débit de fonctionnement est de 450 m³/h et ses dimensions sont reportées dans le tableau 1.6.

Les cendres volantes contenues dans les fumées sont constituées de 47 % de particules de formes diverses dont la taille est inférieure à 10 microns et dont la masse volumique est égale à 626 kg/m³. La répartition granulométrique d'échantillons de poussières prélevées dans la boîte de sédimentation d'une installation déjà existante est la suivante :

0 < d < 5 microns : 19 %	15 < d < 20 microns : 12 %
5 < d < 10 microns : 28 %	20 < d < 20 microns : 4 %
10 < d < 15 microns : 31 %	

Cette répartition granulométrique est déterminée avec une incertitude absolue de l'ordre de 2 %.

La concentration en suspensions dans les fumées provenant de la chaudière n'est pas fournie par le constructeur. Dans notre étude, nous nous sommes placés dans le cas des faibles concentrations, ce qui est vérifié dans la plupart des installations de dépoussiérage.

Les particules en suspension dans les fumées ont une granulométrie pour laquelle le cyclone à entrée axiale présente l'inconvénient d'être moins efficace. Le but de cette étude est d'optimiser les conditions de fonctionnement de cet appareil pour cette tranche de granulométrie et plus particulièrement l'angle de calage des pales et le débit de fonctionnement. Elle est réalisée sur une maquette du dépoussiéreur fabriquée en altuglass et dont le diamètre est égal à 125 mm ; la similitude respectée est celle de Reynolds. L'échelle n'est pas rigoureusement respectée pour toutes les dimensions de l'appareil et sont reportées dans le tableau 1.6.

	Dépoussiéreur		Maquette	
r_o	122 mm	$Q_v = 450 \text{ m}^3/\text{h}$	62,5 mm	$Q_v = 125 \text{ m}^3/\text{h}$
r_c	0,385 r_o		0,334 r_o	
r_e	0,590 r_o		0,320 r_o	
H	6,516 r_o		4,757 r_o	
h	1,680 r_o		1,024 r_o	
S	0,778 r_o		0 à 12 r_o	
L	0,385 r_o		0,472 r_o	
Pales	4 à 23,5e		6 à 10, 20 ou 30e	

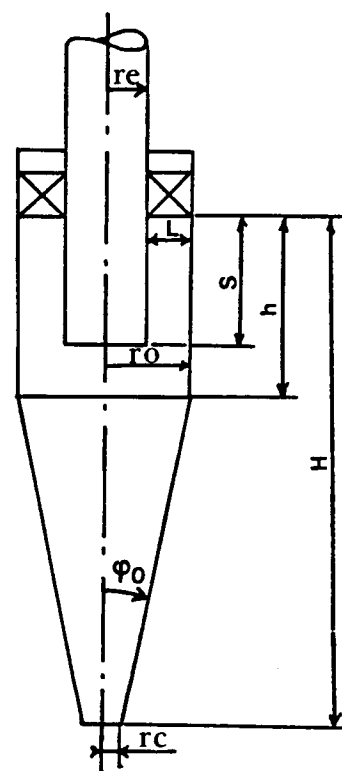


Tableau 1.6 - Caractéristiques géométriques du dépoussiéreur et de sa maquette

Le nombre important de paramètres ne permet pas d'établir un modèle théorique représentant rigoureusement l'ensemble des phénomènes. Les quelques modélisations de l'écoulement des deux phases dans les cyclones à entrée tangentielle rencontrées dans la littérature permettent seulement d'estimer le sens de variation de l'efficacité intrinsèque en fonction des paramètres dominant les phénomènes. Ils consistent, sous certaines hypothèses, à découpler les problèmes de mécanique liés au fluide et aux particules. Pour ce faire, les interactions fluide-particules sont considérées négligeables comme c'est généralement le cas lorsque les particules sont en faibles concentrations. Le calcul du champ de vitesse du fluide seul est alors ramené à un problème de mécanique des fluides pure. Les trajectoires des particules peuvent ensuite être déterminées à partir de ce champ de vitesse ainsi que la courbe d'efficacité intrinsèque du cyclone.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu qu'il n'existe pratiquement pas d'étude concernant le comportement des deux phases dans les cyclones à entrée axiale. Cependant, on peut penser qu'il est assez proche de celui obtenu dans un cyclone à entrée tangentielle. Nous présenterons donc dans le chapitre suivant les modélisations théoriques et semi-empiriques les plus performantes ainsi que les équations générales du mouvement de chaque phase dans ce type d'appareil.

CHAPITRE II

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DES PRINCIPAUX RESULTATS THEORIQUES

II.1 - EQUATIONS GENERALES

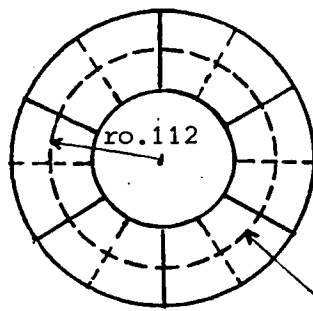
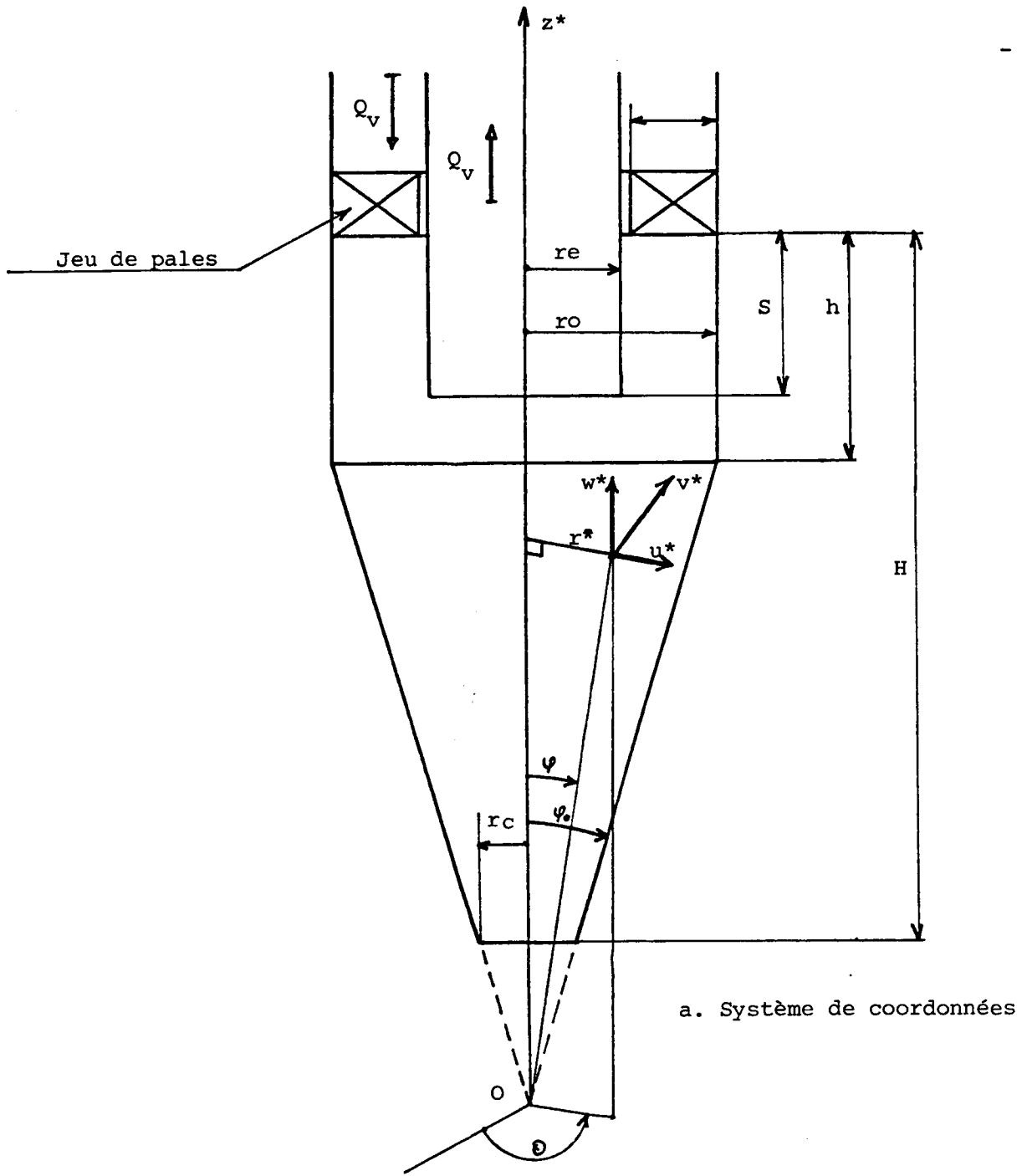
II.1.1. - Hypothèses et équations de base

Les hypothèses de base pour l'étude des écoulements diphasiques du type fluide-solide générés dans les séparateurs centrifuges sont les suivantes : fluide incompressible, écoulement permanent à symétrie de révolution, suspensions sphériques de même masse volumique et en faible concentration volumique.

Le comportement des particules dépend de leurs paramètres physiques (taille, forme, densité), du mécanisme d'introduction dans le fluide et des caractéristiques de l'écoulement. On sait qu'en raison de la turbulence, elles seront dispersées et que les trajectoires des particules émises en un même point ne seront pas identiques. L'étude de cette dispersion ne sera pas abordée dans ce travail.

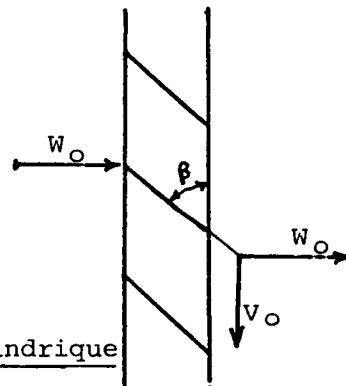
Les tentatives de prédiction de ce type d'écoulement reposent principalement sur deux types d'approches :

- les méthodes eulérienne-Lagrangiennes, dans lesquelles les particules sont suivies le long de leur trajectoire ; le champ de vitesse du fluide est obtenu à l'aide d'un calcul eulérien.
- les méthodes eulériennes, particulièrement intéressantes lors d'études d'écoulements turbulents, dans lesquelles les grandeurs relatives aux particules fluides et solides ne sont pas évaluées le long de leurs trajectoires. Dans ce type d'approche, la concentration de la phase solide est calculée en chaque point de l'écoulement en supposant une analogie entre la diffusion turbulente des suspensions et la diffusion moléculaire (Abrahamson [1]). Cela nécessite donc la connaissance d'un coefficient de diffusion des suspensions dans le fluide. Ce coefficient est une donnée du problème et les quelques résultats le concernant, étant établis pour une turbulence homogène et isotrope, ne sont applicables que dans des cas particuliers.



coupe cylindrique

b. coupe cylindrique des aubages



c. Développement plan de la coupe cylindrique des aubages

Fig. 2.1

D'une manière générale, l'approche eulérienne-lagrangienne est préférée à l'approche eulérienne. Les trajectoires des particules sont alors obtenues par intégration des équations de la mécanique, appliquées à celles-ci ; la description lagrangienne du mouvement des suspensions est particulièrement bien adaptée pour l'étude de leur dispersion due à la turbulence.

La figure 2.1.a représente la cyclone ainsi que le système d'axes dont l'origine est située au sommet du cône collecteur. La plupart des études sont réalisées dans un système de coordonnées cylindriques (r^*, θ, z^*) dans lequel les vitesses du fluide et des particules de diamètre d_i sont respectivement \vec{V}^* (u^*, v^*, w^*) et $\vec{V}_{p_i}^*$ $(u_{p_i}^*, v_{p_i}^*, w_{p_i}^*)$. Nous avons également reporté sur cette figure les coordonnées sphériques s^*, θ et ϕ utilisées par certains auteurs (Bloor et Ingham [2]).

Sur la figure 2.1.b, nous avons représenté une coupe cylindrique des aubages ainsi que son développement sur un plan. Les vitesses axiale et tangentielle moyennes sont notées W_0 et V_0 dans la section de sortie des aubages. Elles sont reportées sur le triangle des vitesses tracé sur le bord de fuite de chaque pale.

En raison de la faible concentration volumique des suspensions, celles-ci sont très éloignées les unes des autres, et les équations du mouvement du fluide sont identiques aux équations du mouvement en l'absence de particules (A. Fortier [3]). Le champ de vitesse du fluide peut donc être déterminé à l'aide des équations de Navier-Stokes et de continuité comme s'il s'agissait d'un écoulement monophasique à partir des conditions aux frontières qui définissent le problème. Il est ensuite possible de calculer les forces que le fluide exerce sur les particules et, par suite, leurs trajectoires.

- Equations du mouvement de la phase fluide

Les équations du mouvement du fluide s'écrivent donc :

$$(2.1) \quad \begin{aligned} (\vec{V}^* \cdot \text{grad}) \vec{V}^* &= \rho \cdot \vec{g} - \text{grad } p^* + \mu \cdot \Delta \vec{V}^* \\ \text{div } \vec{V}^* &= 0 \end{aligned}$$

Dans ces équations :

ρ est la masse volumique du fluide et μ sa viscosité dynamique,
 p^* représente la pression ordinaire,

$(\vec{V}^* \cdot \text{grad}) \vec{V}^*$ est l'accélération convective
 $\rho \cdot \vec{g}$ est la force de gravité par unité de volume
 $\mu \cdot \Delta \vec{V}^*$ représente les forces de viscosité par unité de volume.

Pourvu que la gravité ne figure pas dans les conditions aux limites de l'écoulement, les équations (2.1) peuvent être mises sous la forme :

$$(2.2) \quad \begin{aligned} (\vec{V}^* \cdot \text{grad}) \vec{V}^* &= - \text{grad } P^* + \mu \Delta \vec{V}^* \\ \text{div } \vec{V}^* &= 0 \end{aligned}$$

où $P^* = P^* + \rho \cdot g \cdot z^* - p_0^*$ représente la pression potrice, p_0^* et g étant des constantes.

La pression peut facilement être éliminée du système d'équations (2.2) en prenant le rotationnel des deux membres de l'équation de Navier-Stokes.

Les équations (2.2) sont les équations du mouvement du fluide aussi bien en régime laminaire qu'en régime turbulent. Dans ce dernier cas, le vecteur vitesse et la pression sont décomposés en une fluctuation et une moyenne temporelle :

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \vec{V}^*(\vec{OM}, t^*) &= \vec{V}_m^*(\vec{OM}) + \vec{V}^{*'}(\vec{OM}, t^*) \\ P^*(\vec{OM}, t^*) &= P_m^*(\vec{OM}) + P^{*'}(\vec{OM}, t^*) \end{aligned}$$

D'une manière générale, la connaissance du mouvement moyen semble suffisante dans la plupart des applications et plus particulièrement en ce qui concerne les cyclones. Le nombre d'inconnues étant supérieur au nombre d'équations, il est nécessaire d'introduire des équations de fermeture telles que des équations de transport de l'énergie turbulente (Boysan, Ayers et Swithenbank [4]) ou des modèles de turbulence du type longueurs de mélange de Prandtl (Bloor et Ingham [2]). Ces modèles de fermeture sont exposés dans le paragraphe II.2.2.2.

- Equations du mouvement d'une particule solide

Ce sont les trois expressions de l'équation de la mécanique appliquée à une particule suivant les directions r^* , θ et z^* . Les forces appliquées à chaque particule sont les suivantes :

- les forces de surface exercées par le fluide,
- la force de gravité,
- les forces de contact dues aux chocs sur les parois et les autres particules.

La phase solide étant suffisamment diluée (cas des faibles concentrations volumiques), les forces de contact peuvent être négligées ; ainsi, la concentration disparaît complètement des équations.

Les forces de surface exercées par le fluide sont les forces de pression et de viscosité. Dans la mesure où la masse volumique ρ_s des particules est grande devant celle du fluide, on admet qu'à chaque instant, ces forces sont équivalentes à une force de traînée identique à celle obtenue dans le cas du mouvement relatif du fluide en translation uniforme ayant pour vitesse la vitesse instantanée $\vec{V}_{r_i}^* = \vec{V}^* - \vec{V}_{p_i}^*$ [3]. $\vec{V}_{p_i}^*$ est la vitesse de la particule de diamètre d_i évaluée dans le repère lié au cyclone.

Dans les mémoires de synthèse de Fortier [3] et Chia-Shun Yih [5], la traînée d'une particule sphérique en suspension dans un fluide en écoulement laminaire est mise sous la forme :

$$(2.4) \quad T = (1/2) \cdot \rho \cdot (\pi \cdot d_i^2 / 4) \cdot C_x \cdot |\vec{V}_{r_i}^*| \cdot \vec{V}_{r_i}^*$$

où le coefficient de traînée C_x est une fonction du nombre de Reynolds Ri calculé avec la vitesse relative $|\vec{V}_{r_i}^*|$ et le diamètre d_i de la particule :

$$Ri = \rho \cdot V_{r_i} \cdot d_i / \mu$$

Lorsqu'il est très inférieur à l'unité (Ri inférieur à 0.1). Le coefficient de traînée C_x est donné par la loi de Stokes obtenue en négligeant les termes d'inertie dans l'équation du mouvement relatif du fluide en translation uniforme.

$$C_x = 24/Ri$$

Cette relation est une approximation des variations expérimentales de C_x en fonction de Ri (figure 2.2) avec une incertitude d'au plus 1 % pour des nombres de Reynolds inférieurs à 0.3.

Dans l'approximation d'Oseen, les forces d'inertie intervenant loin de la sphère sont introduites dans les équations sous une forme linéarisée. L'expression du coefficient C_x ainsi obtenue est :

$$C_x = (24/Ri + 4.5)$$

et vérifie assez bien les données expérimentales (fig.2.2) jusqu'à la valeur $Ri = 1$.

D'autre part, les variations expérimentales du coefficient de traînée C_x d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds Ri , représentées sur la figure 2.2, peuvent être calculées par des formules d'approximation du type :

$$C_x = K_1 + K_2/Ri + K_3/Ri^2$$

proposées par Morsi et Alexander [6], les constantes K_1, K_2 et K_3 étant déterminées pour plusieurs gammes du nombre de Reynolds. Ces coefficients sont reportés dans un tableau donné en annexe. Ces formules d'approximation sont particulièrement intéressantes lorsque le nombre de Reynolds devient supérieur à 1.

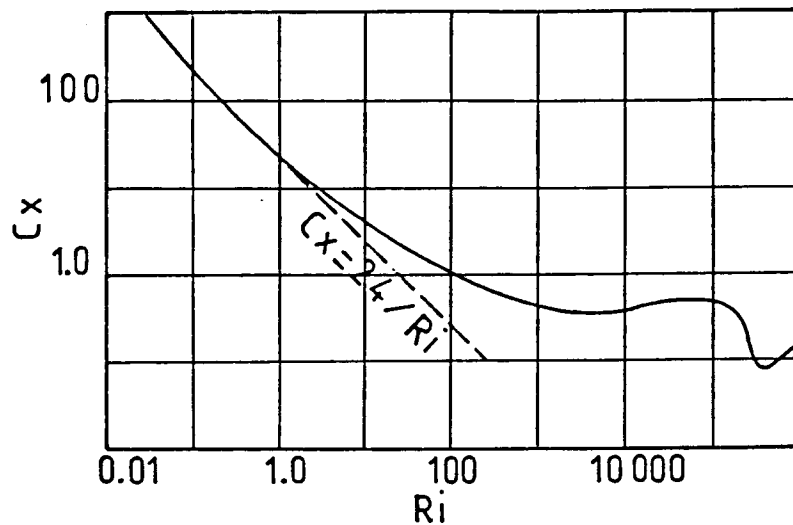


Fig.2.2 - Variation du coefficient de traînée avec le nombre de Reynolds Ri

Avec les hypothèses précédentes, l'équation de la mécanique classique appliquée à une particule sphérique de diamètre d_i se met sous la forme :

$$(2.5) \quad m_i \cdot \frac{d\vec{V}_{p_i}^*}{dt^*} = - \frac{\pi d_i^2}{8} \cdot \rho \cdot C_x \cdot \vec{V}_i^* \cdot \vec{V}_i^*$$

où m_i est la masse de la particule et $V_{p_i}^*$ sa vitesse. En représentation de Lagrange, on étudie le déplacement de chacune des particules en suspension dans

le fluide entre un instant initial $t^* = t_0$ et un instant t^* . La position M d'une particule à l'instant t^* dépend à la fois de la position initiale M_0 de cette particule à l'instant initial $t^* = t_0$ et de l'intervalle de temps qui s'est écoulé :

$$\vec{OM} = F(\vec{OM}_0, t^*)$$

Il en est de même pour la vitesse $\vec{V}_{p_i}^*$ et l'accélération $d\vec{V}_{p_i}^*/dt$ de cette particule. Par conséquent :

$$\vec{V}_{p_i}^* = d\vec{OM}/dt = \vec{f}(\vec{OM}_0, t^*)$$

$$d\vec{V}_{p_i}^*/dt^* = d^2\vec{OM}/dt^{*2} = \vec{g}(\vec{OM}_0, t^*)$$

Boysan, Ayers et Swithenbank [4] ont admis que l'expression (2.4) est encore valable en régime turbulent en écrivant la vitesse du fluide sous la forme $\vec{V}^* = \vec{V}_m^* + \vec{V}'^*$.

II.1.2 - Ecriture des équations en coordonnées cylindriques

Représentation eulérienne du mouvement du fluide

Dans le système de coordonnées défini dans le paragraphe II.1.1, le système d'équations (2.2) s'écrit :

$$(2.6) \quad \rho \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} - \frac{v^{*2}}{r^*} \right) = - \frac{\partial P^*}{\partial r^*} + \mu \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial u^*}{\partial r^*} - \frac{u^*}{r^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \right)$$

$$(2.7) \quad \rho \left(u^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial v^*}{\partial z^*} + \frac{u^* v^*}{r^*} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial v^*}{\partial r^*} - \frac{v^*}{r^*} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial z^{*2}} \right)$$

$$(2.8) \quad \rho \left(u^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) = - \frac{\partial P^*}{\partial z^*} + \mu \left(\frac{\partial^2 w^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial w^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 w^*}{\partial z^{*2}} \right)$$

$$(2.9) \quad \frac{\partial(r^* \cdot u^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial(r^* \cdot w^*)}{\partial z^*} = 0$$

L'écoulement étant considéré axisymétrique, l'équation de continuité permet de définir une fonction de courant ψ^* représentant l'écoulement dans un plan méridien et telle que :

$$(2.10) \quad u^* = - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi}{\partial z^*} \quad \text{et} \quad w^* = \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi}{\partial r^*}$$

En soustrayant l'équation (2.6) dérivée par rapport à z^* de l'équation (2.8) dérivée par rapport à r^* , on obtient la composante tangentielle de l'équation de vorticité dans laquelle la pression est éliminée. Par conséquent, les composantes tangentielles des équations de Navier-Stokes et de vorticité dans lesquelles la fonction de courant ψ^* a été introduite forment un système de deux équations permettant de calculer la fonction de courant et la composante tangentielle de la vitesse du fluide en tout point de l'écoulement. Ces deux équations s'écrivent :

$$(2.11) \left[\frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \frac{\partial}{\partial z^*} - \frac{\partial \psi^*}{\partial z^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \right] \frac{\zeta^*}{r^*} - \frac{2}{r^{*3}} (v^* r^*) \frac{\partial (v^* r^*)}{\partial z^*} = \nu \left[\frac{\partial^2 \zeta^*}{\partial r^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \zeta^*}{\partial r^*} - \frac{\zeta^*}{r^{*2}} + \frac{\partial \zeta^*}{\partial z^*} \right]$$

$$(2.12) \frac{1}{r^*} \left[\frac{\partial \psi^*}{\partial z^*} \frac{\partial}{\partial r^*} - \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \frac{\partial}{\partial z^*} \right] (v^* \cdot r^*) = \nu \left[\frac{\partial^2 (v \cdot r^*)}{\partial z^{*2}} + r^* \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial (v^* r^*)}{\partial r^*} \right) \right]$$

où

$$(2.13) \quad \zeta^* = - \frac{1}{r^*} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial z^{*2}} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial r^{*2}} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi^*}{\partial r^*} \right)$$

est la composante tangentielle du vecteur vorticité $\vec{\text{rot}} V^*$.

Dans cette représentation de l'écoulement, les inconnues sont la composante tangentielle du vecteur vorticité ζ^* , la fonction de courant ψ^* et la vitesse azimutale v^* , qui est égale à la circulation, à une fonction connue de r^* près.

Représentation lagrangienne du mouvement d'une particule

Les trois composantes de l'équation (2.5) établie dans le paragraphe précédent s'écrivent :

$$(2.14) \quad \frac{\partial u p_i^*}{\partial t^*} - \frac{v p_i^{*2}}{r^*} = - \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_s} \cdot \frac{C x}{d_i} \cdot V r_i^* (u p_i^* - u^*)$$

$$(2.15) \quad \frac{\partial v p_i^*}{\partial t^*} + \frac{u p_i^* v p_i^*}{r^*} = - \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_s} \cdot \frac{C x}{d_i} V r_i^* (v p_i^* - v^*)$$

$$(2.16) \quad \frac{\partial w p_i^*}{\partial t^*} = - \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_s} \cdot \frac{C x}{d_i} \cdot V r_i^* (w p_i^* - w^*)$$

Ces trois équations sont considérablement simplifiées dans le cas où la force de traînée est donnée par la loi de Stokes, c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds Ri est très inférieur à l'unité.

II.1.3 - Grandeurs de références et écriture adimensionnelle

L'écoulement généré dans le cyclone est défini par les données géométriques représentées sur la figure 2.1, le débit de fonctionnement Q_v , les caractéristiques du fluide (viscosité dynamique et masse volumique) ainsi que celles des particules (masse volumique, diamètre et répartition granulométrique).

Écriture adimensionnelle des équations du mouvement de la phase fluide

A partir des données géométriques des aubages et du débit Q_v , on peut calculer les vitesses tangentielle et axiale moyennes (V_o et W_o) dans la section de sortie des aubages. Dans la section d'entrée des aubages, les nombres de Reynolds usuels calculés avec le diamètre hydraulique de la section annulaire sont suffisamment élevés pour que l'écoulement soit turbulent ; par conséquent, la vitesse peut être considérée uniquement axiale et en répartition uniforme. Elle est donc égale à la vitesse de débit W_o dont l'expression est la suivante :

$$W_o = \frac{Q_v}{\pi.L(2.ro - L)}$$

La conservation du débit volumique se traduit par l'égalité des vitesses axiales dans les sections d'entrée et de sortie des aubages. En fluide parfait, les vitesses sont tangentes aux pales ; on peut donc tracer le triangle des vitesses sur le bord de fuite de chaque pale (Fig. 2.1.b) et calculer une vitesse azimutale moyenne V_o :

$$V_o = \frac{Q_v}{\pi.L(2ro - L).tg \beta}$$

La circulation Γ_o calculée pour le rayon moyen $ro - L/2$ a donc pour expression :

$$\Gamma_o = \frac{Q_v}{L.tg \beta}$$

Cette circulation déduite des variables primaires L, β et Q_v sera choisie comme circulation de référence.

En choisissant une longueur de référence ro (rayon de la section cylindrique du cyclone) et une fonction de courant de référence $Q_v/2.\pi$, la substitution des grandeurs sans dimension qui en résultent dans les équations (2.11) et (2.12) conduit au système adimensionnel suivant :

$$(2.17) \quad \left[\frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \right] \frac{\zeta}{r} - \left[\frac{\Gamma_o \cdot r_o}{Q_v} \right]^2 \frac{2}{r^3} \Gamma \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = \frac{2\pi v r_o}{Q_v} \left[\frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial r} - \frac{\zeta}{r^2} \right]$$

$$(2.18) \quad \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} \right] \Gamma = \frac{2\pi v r_o}{Q_v} \left[\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial z^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right) \right]$$

où $\Gamma = 2 \cdot \pi \cdot r^* \cdot v^* / \Gamma_o$, $\psi = 2 \cdot \pi \cdot \psi^* / Q_v$ et $r = r^* / r_o$

On fait ainsi apparaître les deux nombres adimensionnels $\Gamma_o \cdot r_o / Q_v$ et $2 \cdot \pi \cdot v \cdot r_o / Q_v$. Le groupement $\Gamma_o \cdot r_o / Q_v$ est un paramètre purement géométrique dont l'expression en fonction des variables primaires est la suivante :

$$\frac{\Gamma_o \cdot r_o}{Q_v} = \frac{r_o}{L \cdot \text{tg} \beta}$$

Pour étudier l'écoulement dans le cyclone, nous avons préféré choisir les paramètres Ω et Re très utilisés dans la littérature et reliés aux précédents par les relations :

$$\Omega = \frac{r_e \cdot \pi}{r_o \cdot 2} \cdot \frac{r_o}{L \cdot \text{tg} \beta} \quad \text{et} \quad Re = 4 \frac{r_o}{r_e} \frac{Q_v}{2 \pi v r_o}$$

Le nombre adimensionnel Ω représente le rapport entre la quantité de mouvement angulaire sur le bord de fuite des pales et la quantité de mouvement axiale dans le tube de décharge. Quant à Re , c'est un nombre de Reynolds calculé avec la vitesse de débit dans le tube de décharge de diamètre $2 \cdot r_e$. Leurs expressions définitives sont les suivantes :

$$(2.19) \quad \Omega = \frac{\pi \cdot r_e}{2 \cdot L \cdot \text{tg} \beta}$$

$$(2.20) \quad Re = \frac{2 Q_v}{\pi \cdot r_e \cdot v}$$

A partir des équations (2.10) on peut montrer que choisir $Q_v / 2 \cdot \pi$ pour fonction de courant de référence revient à choisir une vitesse axiale ou radiale de référence $u_f = Q_v / 2 \cdot \pi \cdot r_o^2$.

D'après les dimensions géométriques relevées sur le dépoussiéreur des fumées rejetées par la chaudière à bois, le paramètre Ω est égal à 5.5. Le débit de fonctionnement fourni par le constructeur étant $450 \text{ m}^3 / \text{h}$, le nombre de Reynolds correspondant est égal à 78200.

En ce qui concerne la maquette de cet appareil réalisée au laboratoire, les trois valeurs de Ω possibles et correspondant aux angles de calage des pales 10, 20 et 30 degrés sont respectivement 1.8, 2.9 et 6.0. L'écoulement réalisé dans cette maquette sera donc en similitude approchée avec l'écoulement dans l'appareil réel pour $\Omega = 6.0$ et $Re = 78200$; le débit correspondant est de l'ordre de $125 \text{ m}^3/\text{h}$.

Analyse adimensionnelle de l'équation du mouvement des particules

Cette analyse sera limitée au cas où la traînée est donnée par la loi de Stokes, c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds Ri est très inférieur à l'unité. Le coefficient de traînée C_x est alors égal à $24/Ri$ et les équations lagrangiennes du mouvement des suspensions s'écrivent :

$$(2.21) \quad \begin{aligned} \frac{\partial up^*}{\partial t^*} - \frac{vp^{*2}}{r^*} &= - \frac{18\mu}{\rho_s d^2} (up^* - u^*) \\ \frac{\partial vp^*}{\partial t^*} + \frac{up^* vp^*}{r^*} &= - \frac{18\mu}{\rho_s d^2} (vp^* - v^*) \\ \frac{\partial wp^*}{\partial t^*} &= - \frac{18\mu}{\rho_s d^2} (wp^* - w^*) \end{aligned}$$

Les grandeurs adimensionnelles sont définies de la façon suivante :

$$\vec{V}_p = \frac{up^*}{u_c}, \frac{vp^*}{v_c}, \frac{wp^*}{w_c}, \quad \vec{V} = \frac{u^*}{u_f}, \frac{v^*}{v_o}, \frac{w^*}{u_f}, \quad r = r^*/r_o \quad \text{et} \quad t = t^*/t_c$$

$\vec{V}_f = (u_f, v_o, u_f)$ est la vitesse de référence du fluide définie dans le paragraphe précédent et $V_c = (u_c, v_c, w_c)$ est une vitesse caractéristique des suspensions spécifique de chaque cas. On choisit un temps de référence t_c lié au mouvement radial des suspensions et, par conséquent, égal à r_o/u_c . Le système d'équations (2.21) se met alors sous la forme adimensionnelle suivante :

$$(2.22) \quad \begin{aligned} \left(\frac{u_c}{v_c}\right)^2 \frac{\partial up}{\partial t} - \frac{vp^2}{r} &= - \frac{18\mu r_o}{\rho_s d^2 v_c} \cdot \frac{u_c}{v_c} (up - \frac{u_f}{u_c} u) \\ \frac{\partial vp}{\partial t} + \frac{upvp}{r} &= - \frac{18\mu r_o}{\rho_s d^2 v_c} \cdot \frac{v_c}{u_c} (vp - \frac{v_o}{v_c} v) \\ \frac{\partial wp}{\partial t} &= - \frac{18\mu r_o}{\rho_s d^2 v_c} \cdot \frac{u_c}{u_c} (wp - \frac{u_f}{w_c} w) \end{aligned}$$

Dans ces équations, apparaît le groupement adimensionnel $\frac{\rho_s d^2 v_c}{18\mu r_0}$ qui est le nombre de Stokes St tel qu'il est défini dans la littérature. En régime de Stokes, c'est un nombre qui est très inférieur à l'unité.

Le système précédent se simplifie notablement dans le cas où la traînée et la force centrifuge sont des termes dominants du même ordre de grandeur ; les vitesses axiale et tangentielle de référence du fluide et des suspensions sont alors du même ordre de grandeur et le système d'équations (2.22) se met sous la forme adimensionnelle :

$$(2.24) \quad \frac{v_p^2}{r} = u_p - \frac{1}{St} \cdot \frac{u_f}{v_o} u$$

$$(2.25) \quad v_p = v$$

$$(2.26) \quad w_p = w$$

où le nombre de Stokes $St = \frac{\rho_s d^2 v_o}{18\mu r_0}$ est très inférieur à l'unité.

Dans le cas du cyclone à entrée axiale étudié et de sa maquette, le nombre de Stokes calculé pour des conditions de fonctionnement usuelles est de l'ordre de 0.1. Par conséquent, le terme d'inertie du_p/dt peut être négligé devant la traînée et la force centrifuge. Il en est de même pour la plupart des cyclones et hydrocyclones fonctionnant dans des conditions habituelles.

II.1.4 - Conclusion globale

L'efficacité d'un cyclone est définie comme le rapport de la masse des particules centrifugées à la masse totale de particules introduites dans l'appareil. Elle dépend donc du mouvement des deux phases. Dans le cas simple où la traînée des particules est donnée par la loi de Stokes (Ri très inférieur à 1), l'efficacité est donc une fonction des grandeurs géométriques de l'appareil rapportées au rayon r_0 et des trois paramètres :

$$\Omega, Re \text{ et } St.$$

Lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement Re est grand, le fluide peut être considéré comme parfait en dehors des couches limites ; le champ de vitesse est alors pratiquement indépendant du nombre de Reynolds Re et l'efficacité n'est plus fonction que des paramètres géométriques et du nombre de Stokes. Ceci n'est vrai, en toute rigueur, que lorsque le nombre de Reynolds tend vers

l'infini. Dans ce cas particulier, les équations du mouvement des deux phases sont considérablement simplifiées et leur résolution a fait l'objet de nombreuses recherches.

Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter une étude bibliographique des différentes modélisations de l'écoulement diphasique généré dans les cyclones, dans le cas des faibles concentrations en suspension.

II.2 - RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES DES DIFFERENTES MODELISATIONS DE L'ECOULEMENT DU FLUIDE EN L'ABSENCE DE PARTICULES

II.2.1 - Introduction et rappels concernant les écoulements à vortex - Solutions affines

Les écoulements à vortex sont des sujets d'études d'un intérêt fondamental en mécanique des fluides. Leurs applications, que ce soient dans les séparateurs centrifuges (cyclones), les tubes de Ranque-Hilsch, les chambres de combustion cyclonaires ou dans le domaine de la météorologie, ont suscité de nombreuses recherches. Dans ce paragraphe, nous n'exposerons que les résultats principaux trouvant leurs applications aux écoulements générés dans les cyclones.

D'une manière générale, les écoulements à vortex, qu'ils soient générés dans un cyclone, un tube ou un milieu infini (tourbillon d'apex derrière les ailes delta), présentent trois domaines distincts :

- un domaine assez éloigné de l'axe où le gradient de vitesse dv/dr est assez faible pour que les effets de la viscosité soient négligeables, l'écoulement pouvant être soit potentiel (fluide parfait et $\text{rot } \vec{V} = 0$), soit rotationnel. Dans les cyclones, Bloor et Ingham [7] ont montré que ce genre d'écoulement très souvent appelé vortex libre est nécessairement du type rotationnel. Dans les deux cas, la composante tangentielle de la vitesse varie en raison inverse de la distance à l'axe ($v.r = \text{cste}$) et est très supérieure à la composante radiale.
- un domaine situé au voisinage immédiat de l'axe appelé coeur du vortex où la vorticité est très importante. Suivant la nature de l'écoulement avec lequel il est en interaction, il peut exister une grande variété de structures du coeur du vortex. En ce qui concerne les cyclones, le mouvement du fluide dans cette région de l'écoulement est proche d'une rotation en bloc où la composante tangentielle de la vitesse est très supérieure à la composante radiale u .

- un domaine intermédiaire où le gradient de vitesse dv/dr devient important et où la vitesse angulaire augmente de plus en plus pour atteindre une valeur maximale qu'elle conserve au voisinage de l'axe. Dans cette région de l'écoulement, la composante tangentielle passe par un maximum.

a) - Le coeur du vortex

Le coeur d'un vortex est une structure d'écoulement persistante qui se disloque brutalement pour certaines valeurs des paramètres et pour donner naissance à un phénomène appelé éclatement du vortex. Dans les cyclones, il a été observé entre l'entrée et la sortie du tube de décharge pour des régimes d'écoulement bien définis. A notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature des résultats concernant ces régimes d'écoulement intervenant dans les cyclones. Ils ont principalement fait l'objet d'études expérimentales dans le cas d'éclatements de tourbillons d'apex sur l'extrados des ailes delta. On peut également citer des études plus récentes telles que celles de Leibovich ([12], [13] et [14]), Sarpkaya ([15], [16] et [17]) et Escudier ([18] et [19]) concernant des éclatements de vortex dans des divergents et diverses contradictions de veines cylindriques.

b) - Solutions affines concernant les écoulements à vortex

L'écoulement dans tous les domaines d'un vortex peut être représenté par certaines solutions affines des équations (2.11) et (2.12). Celles-ci sont regroupées dans les trois familles de solutions suivantes :

$$(1) \quad \psi^* = z^*.G(y) \quad , \quad \Gamma^* = \Gamma^*(y) \quad \text{avec} \quad y = r^*/z^*$$

$$(2) \quad \psi^* = z^*.f_1(r^*) + f_2(r^*) \quad , \quad \Gamma^* = \Gamma^*(r^*)$$

$$(3) \quad \psi^* = r^*.g_1(z^*) + g_2(z^*) \quad , \quad \Gamma^* = r^*.\omega(z^*) + h(z^*)$$

- Les solutions (1) ont été étudiées en partie par Long [20] lorsque la circulation tend vers une valeur constante pour les grandes valeurs de r^* et les conditions aux limites sont du type $u^* = w^* = dv^*/dr^* = 0$ sur l'axe du vortex. Ce sont des solutions calculées en régime laminaire ; elles peuvent difficilement représenter des écoulements réels qui sont turbulents, excepté pour des tourbillons atmosphériques loin de la surface terrestre. Cependant, dans la plupart des cas, elles constituent une première approche des phénomènes.

— La solution (2) est un cas particulier des solutions de Lewellen [21] calculées sous formes de séries de puissances entières du paramètre $2.\pi.Q_v/\Gamma_c.R.$

$$\Gamma = \frac{2\pi v^* r^*}{\Gamma_c} = \sum_{n=0}^{\infty} \Gamma_n(\eta, z) \cdot \left(\frac{2\pi Q_v}{\Gamma_c R}\right)^{2n}$$

et

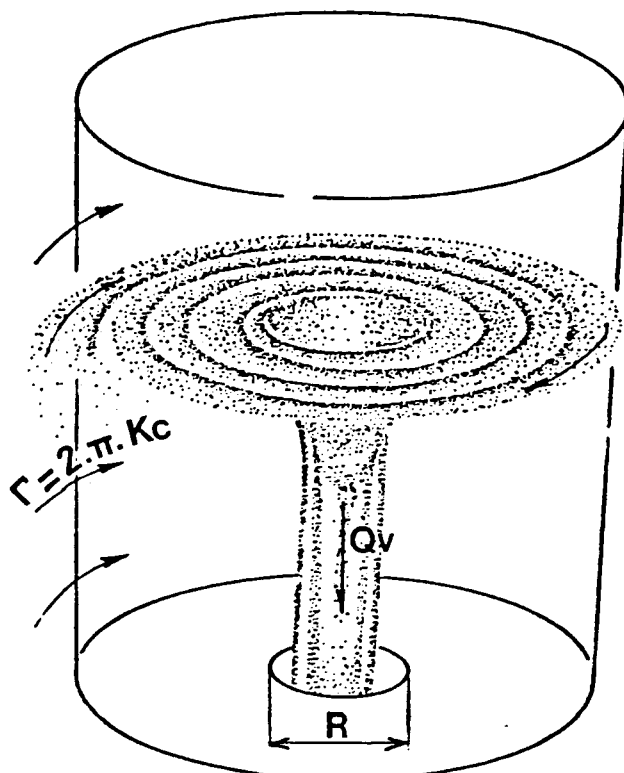
$$\psi = \frac{\psi^*}{Q_v} = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(\eta, z) \left(\frac{2\pi Q_v}{\Gamma_c R}\right)^{2n}$$

où $r = r^*/R$ et $z = z^*/R$ et $\eta = r^2$, Q_v étant le débit radiale, Γ_c une circulation caractéristique et R une longueur caractéristique. Le système d'équations adimensionnelles dont Γ et ψ sont solutions est donc analogue à celui obtenu dans le cas des cyclones (2.17 à 2.18) et où les paramètres indépendants sont le nombre adimensionnel $2.\pi.Q_v/\Gamma_c.R$ et le nombre de Reynolds $Q_v/\nu.R$.

La fonction de courant ψ et la circulation Γ représentant des écoulements dans lesquels les composantes radiale et axiale de la vitesse sont très inférieures à la composante tangentielle et dont la configuration est représentée sur la figure 2.3. La condition d'existence de ces solutions est exprimée par l'inégalité suivante :

$$2.\pi.Q_v/\Gamma_c.R \ll 1$$

Fig.2.3 - Représentation schématique de l'écoulement étudié par Lewellen [21]



Pour la maquette du dépoussiéreur étudié, le paramètre $2.\pi.Q_v/\Gamma_c.R$ calculé avec $R = r_e$ est compris entre 0.02 et 0.06. Dans notre cas, cette condition d'existence est donc légitime. D'une manière plus générale, on peut considérer qu'elle est vérifiée pour les conditions de fonctionnement habituelles des cyclones. Il semble donc que ces solutions constituent une bonne approche des phénomènes.

A l'ordre 0 la circulation adimensionnelle Γ_0 est une fonction de r uniquement, donnée par l'équation différentielle :

$$(2.27) \quad \frac{vR}{Q_v} \cdot 2\eta^2 \frac{d^2\Gamma_0}{d\eta^2} - \frac{\partial\psi_0}{\partial z} \frac{\partial\Gamma_0}{\partial\eta} = 0$$

dans laquelle la fonction de courant adimensionnelle est de la forme

$\psi_0 = a_1(r) + z.a_2(r)$. La donnée des conditions aux limites sur ψ_0 en deux positions axiales z_1 et z_0 permet d'explicitier les fonctions $a_2(r)$ et $a_1(r)$. Par suite, l'équation (2.27) peut être intégrée avec les conditions aux limites :

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \Gamma_0 = 1 \quad , \quad \Gamma_0(0) = 0$$

Les solutions de Burgers [22], Donaldson et Sullivan [23] sont des cas particuliers de cette étude où $\psi_0 = z.a_1(r)$. Les composantes radiale, tangentielle et axiale de la vitesse sont de la forme $u = u(r)$, $v = v(r)$, $w = z.w(r)$ et le gradient axial de pression est proportionnel à z . La famille complète de solutions des équations de Navier-Stokes ainsi obtenues représentent une grande variété d'écoulements à vortex associés à différentes conditions aux limites et constitués de régions annulaires dans lesquelles la vitesse axiale change de sens. La solution la plus simple de cette famille est obtenue dans le cas du vortex potentiel ($u = a.r$, $v = \Gamma_c/2.\pi.r$ et $w = 2.a.z$ avec $a = cste$).

La solution analytique de Burgers :

$$(2.28) \quad u = - a.r \quad , \quad w = 2.a.z \quad , \quad \Gamma = (1 - \exp(- ar^2/2.v))$$

où a est une constante, est particulièrement intéressante pour modéliser les composantes radiale et tangentielle de la vitesse dans tous les domaines de l'écoulement généré dans un cyclone. Une dimension caractéristique de l'écoulement est alors le rayon r_m où la composante tangentielle passe par un maximum et le rapport $a.r_m^2/2.v$ s'identifie au nombre de Reynolds radial $u_m.r_m/2.v$ qui est de l'ordre de l'unité. Dans cet écoulement, le vortex forcé est donc localisé

dans la région où $u.r/v$ est supérieur à -2 et le vortex libre dans la région où $u.r/v$ est inférieur à -2 . Nous possédons ainsi des relations analytiques donnant l'allure des profils des composantes azimutale et radiale de la vitesse dans un cyclone, ainsi que leurs ordres de grandeur.

— Les composantes de vitesse de la famille de solutions (3) sont de la forme :

$$u^* = u_2(z^*)/r^* - r^*.w^{*'}(z^*) \quad , \quad v^* = r^*.\omega(z^*) + v_2(z^*)/r^* \quad , \quad w^* = w^*(z^*)$$

En l'absence d'effets visqueux, l'unique famille de solutions satisfaisant les conditions aux limites $u^* = v^* = dw^*/dr = 0$ sur l'axe d'un vortex est obtenue pour $u_2(z^*) = v_2(z^*) = 0$. Elles représentent des écoulements à rotationnel uniforme (rotation en bloc) proches de celui observé dans le coeur d'un vortex. On retrouve également la solution obtenue dans le cas du vortex potentiel lorsque $u_2(z^*) = \omega(z^*) = 0$.

La plupart des solutions affines présentées dans ce paragraphe caractérisent des écoulements dont les composantes de vitesse tendent vers des fonctions de r obtenues dans le cas du vortex potentiel, pour les grandes valeurs de la coordonnée radiale. Par conséquent, elles ne peuvent en aucun cas modéliser les composantes de vitesse de l'écoulement dans un cyclone excepté les composantes radiale et tangentielle dans des régions limitées de l'écoulement. Les expressions de ces composantes obtenues dans le cas du vortex potentiel où de la solution analytique de Burgers constituent les relations de bases utilisées par plusieurs auteurs (Abrahamson [1]) pour étudier le mouvement radial de la phase solide.

Une étude plus approfondie du comportement des suspensions nécessite une connaissance suffisamment précise de l'écoulement rotationnel extérieur au coeur du vortex où se déroule l'essentiel du processus de centrifugation. Une modélisation de cette région de l'écoulement réalisée par Bloor et Ingham [2] est présentée dans le paragraphe suivant. Dans le coeur du vortex, seule la méthode de résolution numérique de Hall [24] appliquée avec des conditions aux limites données par le modèle de Bloor et Ingham peut permettre d'affiner le champ de vitesse. L'intérêt que peut présenter cette méthode semble négligeable devant la complexité des calculs et les importants moyens informatiques qu'elle nécessite.

II.2.2 - Modélisations de l'écoulement extérieur à la couche limite se développant sur le cône d'un cyclone

II.2.2.1 - Solution obtenue en fluide parfait. Solution de Bloor et Ingham [2]

a) - Equation générale du mouvement en fluide parfait

Lorsque le fluide est parfait, les forces de viscosité s'annulent dans l'équation (2.1) qui s'écrit :

$$(2.29) \quad \vec{V}^* \wedge \text{rot } \vec{V}^* = \vec{\text{grad}} H^*$$

où H^* représente la pression totale ($H^* = \vec{V}^{*2}/2 + P^*/\rho$).

En coordonnées sphériques (s^*, ϕ, θ) représentées sur la figure 2.1, les composantes de la vitesse sont notées $v_s^*, v_\phi^*, v_\theta^*$ et les composantes de la vorticité (rot \vec{V}^*) ont pour expressions :

$$(2.30) \quad \xi = \frac{1}{s^{*2} \cdot \sin\phi} \frac{\partial(v^* \cdot s^* \cdot \sin\phi)}{\partial\phi}, \quad \eta^* = -\frac{1}{s^* \sin\phi} \frac{\partial(v^* s^* \sin\phi)}{\partial s^*}$$

$$\text{et} \quad \zeta^* = \frac{1}{s^*} \frac{\partial(v_\phi^* \cdot s^*)}{\partial s^*} - \frac{1}{s^*} \frac{\partial v_s^*}{\partial\phi}$$

L'écoulement étant considéré axisymétrique, l'équation de continuité est satisfaite en écrivant les composantes de la vitesse v_s^* et v_ϕ^* sous la forme :

$$(2.31) \quad v_s^* = \frac{1}{s^{*2} \sin\phi} \frac{\partial\psi^*}{\partial\phi} \quad \text{et} \quad v_\phi^* = -\frac{1}{s^* \sin\phi} \frac{\partial\psi^*}{\partial s^*}$$

L'expression de la composante azimutale de la vorticité est donc :

$$(2.32) \quad \zeta^* = -\frac{1}{s^* \cdot \sin\phi} \left[\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial s^{*2}} + \frac{1}{s^{*2}} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \phi^2} - \frac{\cotg \phi}{s^{*2}} \frac{\partial \psi^*}{\partial \phi} \right]$$

L'équation (2.29) est ainsi identique aux trois équations scalaires suivantes :

$$(2.33) \quad v_\phi^* \cdot \zeta^* - v_s^* \cdot \eta^* = \frac{\partial H^*}{\partial s^*}$$

$$(2.34) \quad v_s^* \cdot \xi^* - v_\phi^* \zeta^* = \frac{1}{s^*} \frac{\partial H^*}{\partial \phi}$$

$$(2.35) \quad v_s^* \cdot \eta^* - v_\phi^* \xi^* = 0$$

L'équation (2.35) peut encore s'écrire $D\Gamma^*/Dt = 0$ traduisant la constance de la circulation Γ^* le long d'une ligne de courant. Γ^* est donc une fonction de ψ^* uniquement et les composantes radiale et méridienne de la vorticité données par les relations (2.30) deviennent :

$$(2.36) \quad \xi^* = \frac{v_s^*}{2\pi} \frac{d\Gamma^*}{d\psi^*} \quad \text{et} \quad \eta^* = \frac{v_\phi^*}{2\pi} \frac{d\Gamma^*}{d\psi^*}$$

Ces deux relations signifient que, dans un plan méridien, le vecteur vorticité $\vec{\text{rot}} \vec{V}^*$ et le vecteur vitesse \vec{V}^* sont parallèles.

D'après le théorème de Bernoulli,

$$H = (v_s^{*2} + v_\phi^{*2} + v^{*2}) / 2 + P^* / \rho = H^*(\psi^*)$$

et la pression totale H^* est également une fonction de ψ^* uniquement. Le second terme de l'équation (2.33) peut alors de mettre sous la forme :

$$\frac{\partial H^*}{\partial s^*} = - \frac{\partial H^*}{\partial \psi^*} \cdot (v_\phi^* \cdot s^* \cdot \sin\phi)$$

et, en substituant η^* par son expression (2.36) dans l'équation (2.33), on obtient l'unique équation à intégrer :

$$(2.37) \quad \frac{\zeta^*}{s^* \cdot \sin\phi} = \frac{\Gamma^*}{(2\pi s^* \cdot \sin\phi)^2} \frac{d\Gamma^*}{d\psi^*} - \frac{dH^*}{d\psi^*}$$

dans laquelle $\Gamma^* = 2 \cdot \pi \cdot v^* \cdot s^* \cdot \sin\phi$ et la composante tangentielle de la vorticité ζ^* est reliée à la fonction de courant par la relation (2.32).

Avec le changement de variables :

$$s = s^* / s_0, \quad \psi = 2 \cdot \pi \cdot \psi^* / Q_v, \quad \Gamma = \Gamma^* / \Gamma_0 \quad \text{et} \quad H = H^* \cdot (2 \cdot \pi \cdot r_0 / \Gamma_0)$$

L'équation (2.37) se met sous la forme adimensionnelle suivante :

$$(2.38) \quad \cotg\phi \frac{\partial \psi}{\partial \phi} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} - s^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} = \left(\frac{2\Omega \cdot r_0}{\pi \cdot r_e} \right)^2 \left[\frac{s^2}{\sin\phi} \cdot \Gamma \frac{d\Gamma}{d\psi} - s^4 \sin^2\phi \frac{dH}{d\psi} \right]$$

Les conditions aux limites sont :

- . la condition de glissement du fluide sur la paroi du cône $\psi(s, \phi_0) = 0$, la paroi étant alors une ligne de courant,
- . l'axe est une ligne de courant $\psi(s, 0) = 0$,
- . la donnée de $H(\psi)$ et $\Gamma(\psi)$ dans la section d'entrée du cyclone (section annulaire comprise entre le tube de décharge et la paroi cylindrique du cyclone)

b) - Solution de Bloor et Ingham [2]

Bloor et Ingham ont recherché une solution de cette équation dans le cas où la circulation est une constante quel que soit la fonction de courant ψ , et où la pression totale dans la section d'entrée du cyclone est de la forme :

$$(2.39) \quad H = H_0 - \frac{C}{\delta+1} \cdot \psi^{\delta+1}$$

Dans ce cas particulier, l'équation (2.17) montre que la quantité ζ/r est une fonction de ψ uniquement. Lorsque l'angle du cône est petit (inférieur à 10 degrés) et le gradient de la fonction de courant suivant s est très inférieur au gradient suivant ϕ , l'équation (2.37) est considérablement simplifiée et s'écrit :

$$(2.40) \quad \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{\phi} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \right) = \left(\frac{2\Omega}{\pi} \frac{r_0}{r_e} \right)^2 s^4 \psi \frac{dH}{d\psi} = \frac{2\Omega}{\pi} \frac{r_0}{r_e}^2 s^4 \phi C \psi^\delta$$

La solution de cette équation différentielle est cherchée sous la forme $\psi = f(s) \cdot g(\phi)$.

Cela revient à résoudre l'équation différentielle :

$$(2.41) \quad \frac{g''}{\phi^2} - \frac{g'}{\phi} + g^\delta = 0$$

avec :

$$(2.42) \quad f(s) = \left(\frac{2\Omega}{\pi} \frac{r_0}{r_e} \right)^{\frac{2}{1-\delta}} \cdot C^{\frac{1}{1-\delta}} \cdot s^{\frac{4}{1-\delta}}$$

La solution de (2.41) peut être cherchée sous la forme d'une série entière :

$$g = \sum_{\lambda=0}^{\infty} a_\lambda \phi^\nu (\phi_0 - \phi)^\lambda$$

Seuls les deux premiers termes sont gardés : $g = a_0 \cdot \phi^\nu + a_1 \cdot \phi^\nu \cdot (\phi_0 - \phi)$.

L'application de la condition de glissement sur la paroi du cône indique que $a_0 = 0$ et la fonction g devient :

$$g = a_1 \cdot \phi^\nu \cdot (\phi_0 - \phi)$$

La substitution de cette expression de g dans l'équation (2.41) permet d'identifier les exposants ν et δ ainsi que la constante a_1 , et l'expression de la fonction de courant ainsi obtenue est :

$$(2.43) \quad \psi = B. (s. \phi)^{3/2} . (\phi_0 - \phi)$$

Cette solution peut être réécrite dans le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) représenté sur la figure 2.1 :

$$(2.44) \quad \psi = B. r^{3/2} . (\phi_0 - r/z)$$

La constante B est déterminée en écrivant la conservation du débit dans le tube de décharge $\int_0^{re/ro} w. r. dr = 1$, soit $\psi\left(\frac{re}{ro}, \frac{ze}{ro}\right) = 1$. Cela donne :

$$(2.45) \quad B = (ro/re)^{3/2} . [\phi_0 (1 - re/ro)]^{-1}$$

Bloor et Ingham ont calculé les composantes de la vitesse dans le cas de l'hydrocyclone à entrée tangentielle de Kelsall [25]. Ils ont obtenu des valeurs des composantes radiale et axiale en bon accord avec les résultats expérimentaux de Kelsall dans la région de l'écoulement extérieur au coeur du vortex et la couche limite. Quant à la composante tangentielle, elle est supérieure aux mesures de Kelsall. Cet écart peut être dû à une différence de régimes d'écoulement. En effet, les tensions de cisaillement turbulent ne sont pas prises en compte dans ce modèle alors que les résultats de Kelsall ont été obtenus avec des nombres de Reynolds pour lesquels l'écoulement doit être turbulent.

Nous utiliserons ce modèle pour calculer les répartitions de pressions pariétales sur la génératrice de la maquette du cyclone étudié. La confrontation de ces répartitions avec des résultats expérimentaux nous permettra de discuter de la validité de cette solution.

D'après les résultats de Bloor et Ingham, on peut penser que l'écoulement dans un plan méridien n'est pratiquement pas influencé par les effets de la turbulence. Par contre, ces effets semblent affecter la composante azimutale de la vitesse. Dans le paragraphe suivant nous nous intéresserons donc à des solutions calculées en régime turbulent susceptibles de mieux représenter cette composante de vitesse.

II.2.2.2 - Solutions calculées en régime turbulent

En coordonnées cylindriques, la substitution des trois composantes de l'expression (2.3) de la vitesse dans les équations de continuité et de Navier-Stokes dont on aura pris la moyenne temporelle conduit aux équations de Reynolds. Pour un écoulement axisymétrique, elles s'écrivent :

$$(2.46) \quad \bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial r^*} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial z^*} - \frac{\bar{v}^{*2}}{r^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial r^*} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial r^*} - \frac{\bar{u}^*}{r^{*2}} - \frac{\partial^2 \bar{u}^*}{\partial z^{*2}} \right] \\ - \left[\frac{\overline{\partial u^{*'}{}^2}}{\partial r^*} + \frac{\overline{u^{*'}{}^2}}{r^*} - \frac{\overline{v^{*'}{}^2}}{r^*} + \frac{\partial}{\partial z^*} (\overline{u^{*'} v^{*'}}) \right]$$

$$(2.47) \quad \bar{u}^* \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial r^*} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial z^*} + \frac{\bar{u}^* \bar{v}^*}{r^*} = \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{v}^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial r^*} - \frac{\bar{v}^*}{r^{*2}} + \frac{\partial^2 \bar{v}^*}{\partial z^{*2}} \right] \\ - \left[\frac{\overline{\partial u^{*'} v^{*'}}}{\partial r^*} + \frac{\overline{\partial v^{*'} w^{*'}}}{\partial z^*} + \frac{2 \overline{u^{*'} v^{*'}}}{r^*} \right]$$

$$(2.48) \quad \bar{u}^* \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial r^*} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial z^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial z^*} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{w}^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \bar{w}^*}{\partial z^{*2}} \right] \\ - \left[\frac{\overline{\partial u^{*'} v^{*'}}}{\partial r^*} + \frac{\overline{\partial w^{*'}{}^2}}{\partial z^*} + \frac{\overline{u^{*'} w^{*'}}}{r^*} \right]$$

L'écoulement étant turbulent pour de grands nombres de Reynolds, les tensions visqueuses peuvent être négligées. D'après l'étude de Bloor et Ingham présentée dans le paragraphe précédent, on peut également négliger les termes dus à la turbulence dans les équations (2.46) et (2.48). La plupart des études concernant les cyclones ont montré que la composante azimutale de la vitesse est pratiquement indépendante de la coordonnée axiale. En supposant le gradient axial de la tension de Reynolds $\overline{v^{*'} w^{*'}}$ négligeable, hypothèse très utilisée dans le cas d'écoulement à vortex, les équations prennent alors une forme considérablement simplifiée. En introduisant la tension de cisaillement turbulente $\tau_{r\theta} = -\rho \overline{u^{*'} v^{*'}}$, elles s'écrivent :

$$(2.49) \quad \bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial r^*} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial z^*} = \frac{\bar{v}^{*2}}{r^*} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial r^*}$$

$$(2.50) \quad \bar{u}^* \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial r^*} + \frac{\bar{u}^* \bar{v}^*}{r^*} = \frac{1}{\rho r^{*2}} \frac{\partial}{\partial r^*} (r^{*2} \cdot \tau_{r\theta})$$

$$(2.51) \quad \bar{u}^* \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial r^*} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial z^*} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial z^*}$$

L'hypothèse classique de proportionnalité entre le gradient de vitesse moyenne et la tension turbulente peut être utilisée pour modéliser $\tau_{r\theta}$:

$$(2.52) \quad \tau_{r\theta} = \mu_{r\theta} \cdot (dv^*/dr^* - v^*/r^*)$$

L'hypothèse de Boussinesq consiste à définir un coefficient de mélange turbulent $\mu_{r\theta}$ constant très supérieur à la viscosité μ et jouant le même rôle que celle-ci. Dans ce cas, l'équation de Reynolds suivant la direction θ est ramenée à l'équation de Navier Stokes appliquée au mouvement moyen dans lequel la viscosité μ est remplacée par le coefficient $\mu_{r\theta}$. Cette équation a fait l'objet d'intégration lorsque $u^* = Q_v / (2 \cdot \pi \cdot (H-S) r^*)$ (Reydon et Gauvin [26]) et lorsque $u^* = u_o^* = Cste$ (Rietema [27]).

D'une autre manière, l'extension de la théorie de la longueur de mélange de Prandtl permet de relier $\mu_{r\theta}$ aux coordonnées r^* et z^* :

$$(2.53) \quad \mu_{r\theta} = \rho \cdot l^2 \cdot (dv^*/dr^* - v^*/r^*)$$

a) - Solution analytique de Bloor et Ingham [2]

Bloor et Ingham ont cherché une solution des équations (2.49) à (2.50). La composante tangentielle v^* est donc considérée indépendante de la coordonnée axiale z^* et les équations (2.49) et (2.51) sont identiques aux équations de Navier Stokes écrites en fluide parfait et appliquées au mouvement moyen. La fonction de courant adimensionnelle $\bar{\Psi} = 2 \cdot \pi \cdot \bar{\Psi}^* / Q_v$ définie à partir des composantes axiale et radiale moyennes est donc solution de l'équation (2.17) dans laquelle les termes d'ordre $(\Gamma_o \cdot r_o / Q_v)$ et $2 \cdot \pi \cdot v \cdot r_o / Q_v$ sont négligés. Une première intégration conduit à la relation :

$$\zeta/r = h(\bar{\Psi})$$

Le produit $r \cdot h(\bar{\Psi})$ représente la répartition de la projection de la vorticité moyenne dans un plan méridien. La fonction $h(\bar{\Psi})$ étant donnée par les conditions aux limites dans une section amont de l'écoulement, cette répartition

est identique à celle obtenue en fluide parfait. Par conséquent, la fonction de courant :

$$\bar{\psi} = B.r^{3/2} . (\bar{\psi}_0 - r/z)$$

obtenue en fluide parfait pour $\bar{v}.r = 1$ est une solution du système d'équations (2.49) et (2.51).

Les composantes radiale et axiale moyennes de la vitesse sont donc :

$$(2.54) \quad \bar{u} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} = -\frac{Br^{3/2}}{z^2} \quad \text{et} \quad \bar{w} = \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial r} = -Br^{-1/2} (3\psi_0 - 5 \frac{r}{z})$$

Pour résoudre l'équation (2.50), Bloor et Ingham ont utilisé une hypothèse du type longueur de mélange de Prandtl :

$$\mu_{r\theta} = \rho . \ell^2 . (dv^*/dr^* - v^*/r^* + M^*)$$

où M^* est une constante traduisant une augmentation de la tension de cisaillement turbulent dans le coeur du vortex.

L'équation (2.50), dans laquelle $\tau_{r\theta}$ et \bar{u}^* ont été remplacés par leurs expressions, montre que ℓ est inversement proportionnel à z^* . En posant :

$$\ell = \sqrt{G}/z^*$$

et en effectuant les changements de variables :

$$r = \frac{r^*}{r_0} \quad , \quad z = \frac{z^*}{r_0} \quad , \quad \bar{u} = \frac{2\pi r_0^2}{Q_v} \bar{u}^* \quad \text{et} \quad \bar{v} = \frac{\bar{v}^*}{v_0}$$

on peut écrire cette équation sous la forme adimensionnelle suivante :

$$(2.56) \quad -Re_r . r^{1/2} \frac{d(\bar{v}.r)}{dr} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 . g(r) \left(\frac{d\bar{v}}{dr} - \frac{\bar{v}}{r} \right) \right]$$

où

$$(2.57) \quad \begin{aligned} g(r) &= dv/dr - v/r + M \\ \mu t &= \rho . G . v_0 / r_0 \\ M &= M^* . r_0 / v_0 \end{aligned}$$

$Re_r = (\rho . B . Q_v . r_0) / (2 . \pi . \mu t)$ est un nombre de Reynolds calculé avec le rayon r_0 et la vitesse radiale $\bar{u}^*(r_0)$.

Les conditions aux limites du problème sont :

- $v = 1$ en $r = 1$, condition à la paroi
- $v = 0$ en $r = 0$, c'est-à-dire sur l'axe

Bloor et Ingham ont intégré numériquement cette équation différentielle pour différentes valeurs des paramètres Re_r et S .

Ces deux auteurs ont également cherché une solution de l'équation (2.56) pour $g(r) = 1$; la solution obtenue est la suivante :

$$(2.58) \quad \bar{v}_r = \frac{\int_0^r r \cdot \exp\left(-\frac{2}{5} Re_r \cdot r^{5/2}\right) dr}{\int_0^1 r \cdot \exp\left(-\frac{2}{5} Re_r \cdot r^{5/2}\right) dr}$$

Cette expression de la composante azimutale n'est pas compatible avec la relation obtenue par intégration de l'équation $g(r) = 1$. Par contre, la fonction $g(r)$ dans laquelle la composante azimutale est donnée par l'expression (2.58) est proche de celle obtenue en intégrant l'équation (2.56) sous sa forme générale. On peut donc penser que l'expression (2.58) constitue une bonne approximation de la composante azimutale. La comparaison des résultats ainsi obtenus avec les profils de vitesse expérimentaux de Kelsall [25] montre que cette expression donne des résultats largement suffisants dans tout le domaine de l'écoulement extérieur à la couche limite. C'est pourquoi Bloor et Ingham [2] l'ont utilisée dans leur calcul de couche limite présenté dans le paragraphe II.2.3.2.

b) - Modélisation numérique de Boysan, Ayers et Swithenbank [4]

La modélisation numérique de Boysan, Ayers et Swithenbank est établie à partir des équations complètes de Reynolds dans lesquelles les tensions visqueuses sont négligées et dont la fermeture est une équation de transport de l'énergie turbulente due à Erdogan et Rodi [28]. C'est donc un modèle qui fournit à la fois les composantes de la vitesse moyenne et les tensions de Reynolds pour tout type de conditions aux limites dans la section d'entrée d'un cyclone. Ces trois auteurs ont utilisé le champ de vitesse ainsi obtenu pour calculer les trajectoires des particules et l'efficacité du cyclone en faisant intervenir de manière stochastique les fluctuations instantanées de la vitesse.

Boysan, Ayers et Swithenbank ont ainsi obtenu une modélisation très fidèle de la composante tangentielle de la vitesse, de la répartition de pression et de l'efficacité pour des cyclones à entrée tangentielle de différentes géométries. L'emploi de ce modèle, qui est de loin le plus performant, n'est pas répandu en raison de sa complexité et des importants moyens informatiques qu'il nécessite.

II.2.3 - Modélisation de la couche limite se développant sur le cône

II.2.3.1 - Introduction

Dans un cyclone, la phase solide est collectée dans la couche limite se développant sur le cône puis entraînée vers l'orifice de récupération où elle est déchargée du cyclone. La connaissance de l'écoulement dans cette couche limite est donc d'une grande importance pour la compréhension du processus de récupération de la phase solide. Sa modélisation a fait l'objet de plusieurs études dont celle de Bhattacharya [29] et [30] est inspirée des travaux réalisés par Taylor [31]. Taylor avait déjà calculé par la méthode de Pohlhausen le développement d'une couche limite en interaction avec un vortex libre ($v.r = Cste$) confiné dans un cône où seule la composante tangentielle la vitesse existe. Bhattacharya a étendu ces calculs dans le cas de couches limites en interaction avec des vortex semi-libres ($v.r^n = Cste$), n étant compris entre 0 et 1) et des vortex forcés ($v/r = Cste$) pour lesquels les composantes axiale et radiale sont nulles.

La relation $v = Cste/r^n$ est entièrement empirique et représente la composante tangentielle de la vitesse dans l'écoulement extérieur à la couche limite et le coeur du vortex où $v = Cste.r$. Bhattacharya a donc étudié le développement de la couche limite sur une génératrice du cyclone, tout d'abord en interaction avec le vortex semi-libre puis le coeur du vortex à la fois en régime laminaire et turbulent.

Ces modèles donnent des résultats semblables à ceux obtenus par Bloor et Ingham [2].

II.2.3.2 - Modélisation de Bloor et Ingham [2]

La couche limite se développant sur la paroi conique du cyclone est en interaction avec l'écoulement turbulent déjà modélisé par ces deux auteurs (paragraphe II.2.2.2). Les calculs sont effectués dans un système de coordonnées

lié à la paroi représenté sur la figure 2.4, s^* étant mesuré le long d'une génératrice du cône à partir de son sommet et n^* sur une direction normale à celle-ci dirigée vers l'axe. Dans ce système de coordonnées, la composante de vitesse v^* est la composante azimutale définie en coordonnée cylindrique.

Les composantes de la vitesse de l'écoulement extérieur à la couche limite d'épaisseur $\delta(s^*)$ sont données par les expressions calculées à la paroi et en régime turbulent par ces mêmes auteurs (paragraphe II.2.2.2). Dans le système de coordonnées lié à la paroi, ces composantes de vitesse s'écrivent :

$$U_s = U_{s0} (s^*/s_0)^{-1/2}$$

$$(2.59) v = \frac{v_0}{r} \frac{\int_0^r r \exp(-\frac{2}{5} Re_r \cdot r^{5/2}) dr}{\int_0^1 r \cdot \exp(-\frac{2}{5} Re_r \cdot r^{5/2}) dr}$$

$$U_n = 0$$

Ce sont les conditions aux limites du problème écrites en $n^* = \delta(s^*)$. Le suffixe 0 est attaché aux conditions sur le bord d'attaque de la couche limite ($s^* = s_0$) où :

$$u_s^* = v^* = u_n^* = 0$$

$$\delta(s_0) = 0$$

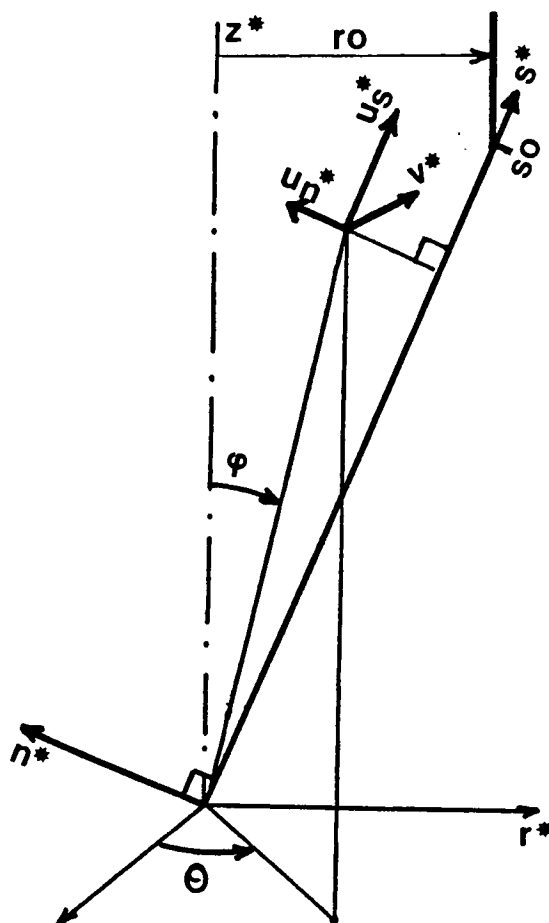


Fig.2.4 - Système de coordonnées lié à la paroi du cyclone, utilisé par Bloor et Ingham [11]

Les hypothèses de couche limite classiques conduisent au système d'équations suivant :

$$u_s^* \frac{\partial u_s^*}{\partial s^*} + u_n^* \frac{\partial u_s^*}{\partial n^*} - \frac{v^{*2}}{s^*} = U_s \frac{dU_s}{ds^*} - \frac{v^2}{s^*} + \nu \frac{\partial^2 u_s^*}{\partial n^{*2}}$$

$$(2.60) \quad \frac{u_s^*}{s^*} \frac{\partial (s^* v^*)}{\partial s^*} + u_n^* \frac{\partial v^*}{\partial n^*} = \nu \frac{\partial^2 v^*}{\partial n^{*2}}$$

$$\frac{1}{s^*} \frac{\partial}{\partial s^*} (s^* \cdot u_s^*) + \frac{\partial u_n^*}{\partial n^*} = 0$$

Bloor et Ingham ont intégré ces équations à la fois par la méthode de Pohlhausen et une méthode aux différences finies. Les résultats obtenus étant identiques, la première de ces deux méthodes est préférée pour sa simplicité ; les solutions ainsi calculées sont paramétrées par les nombres adimensionnels Re_r et $K = -V_o/U_{so}$.

Les profils des composantes adimensionnelles u_s^*/U_s ainsi obtenus sont représentés sur la figure 2.5 pour le nombre de Reynolds $Re_r = 100$, $K = 4$ et différentes positions s^*/s_o le long de la génératrice . La figure 2.6 représente les variations de l'épaisseur de la couche limite en fonction de la coordonnée s^*/s_o pour différentes valeurs des paramètres.

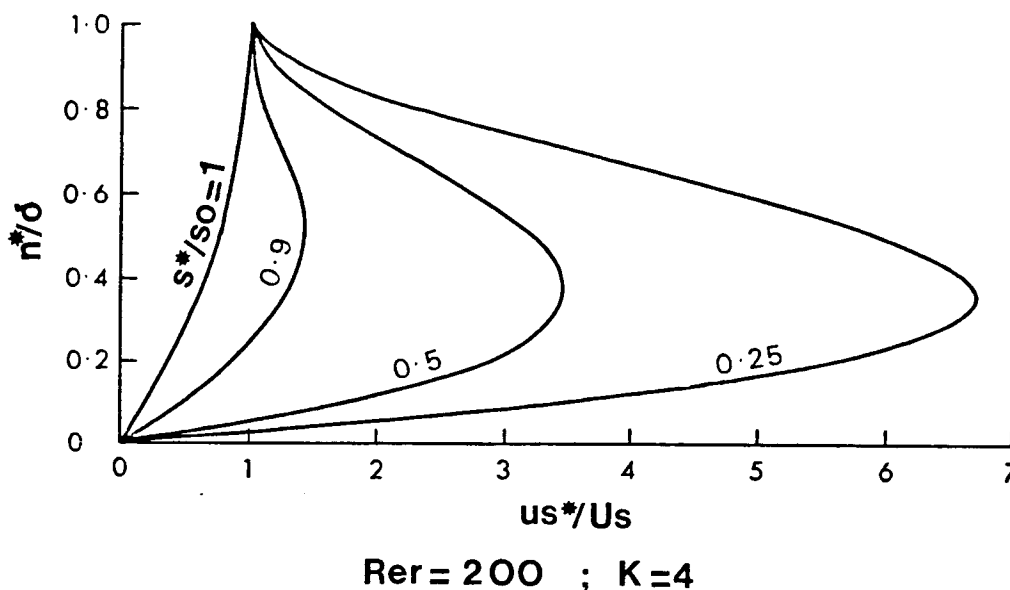


Fig.2.5 - Variations de la composante de vitesse u_s^*/U_s avec l'épaisseur de la couche limite n^*/δ calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [11] pour différentes valeurs de la coordonnée s^*/s_0

Le débit du fluide à travers la couche limite est défini de la manière suivante :

$$Q_s = s^* \sin \phi_o \int_0^\delta u_s^* . dn^*$$

et ses variations sont des fonctions des paramètres Re_r et K représentées sur la figure 2.6. Lorsque $K = + 4$ et $Re_r = 100$, la valeur maximum de ce débit représente 8 % du débit total.

Pour des valeurs décroissantes de s^*/s_o , la couche limite s'épaissit jusqu'à ce qu'elle entre en interaction avec le coeur du vortex dans lequel elle s'amincit brusquement pour devenir très fine. Dans cette région de la couche limite, le fluide est très accéléré et le débit Q_s décroît rapidement. Cela signifie qu'une partie du fluide passe de la couche limite dans l'écoulement extérieur, en l'occurrence le coeur du vortex. Si l'orifice de récupération de la phase solide est située dans cette région de l'écoulement, une partie des particules collectées sera entraînée dans le coeur du vortex puis pour la plupart, dans le tube de décharge. Ce phénomène, déjà observé par Frontein et Dijksman [32], ne peut avoir qu'une influence néfaste sur le fonctionnement du cyclone. Le diamètre de l'orifice de récupération des particules rapporté au diamètre du cyclone ($D_c/2.r_o$) est égal à sa position adimensionnelle sc/s_o . Il doit donc être calculé pour que le débit du fluide à travers la couche limite soit toujours une fonction décroissante de s^*/s_o .

A notre connaissance, il n'existe pas de résultats expérimentaux concernant le développement de la couche limite sur la paroi cônica des cyclones. Dans la mesure où l'écoulement extérieur à la couche limite est assez bien représenté, on peut penser que le modèle de Bloor et Ingham [2] donne des résultats assez proches de la réalité.

Dans le paragraphe suivant, nous présenterons donc une étude comparative des résultats obtenus pour différentes modélisations de l'écoulement extérieur à la couche limite dans la maquette et le dépoussiéreur de fumées.

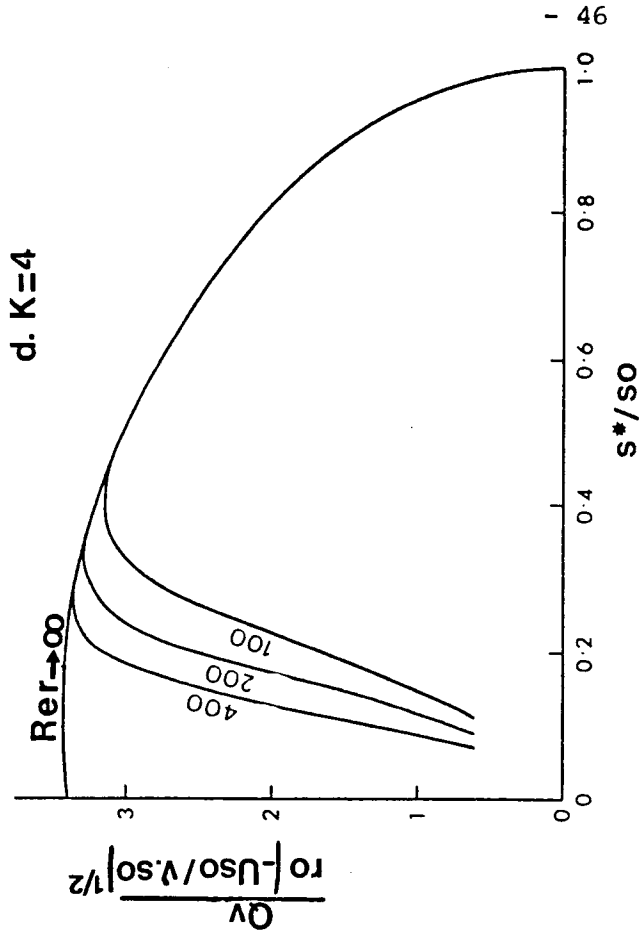
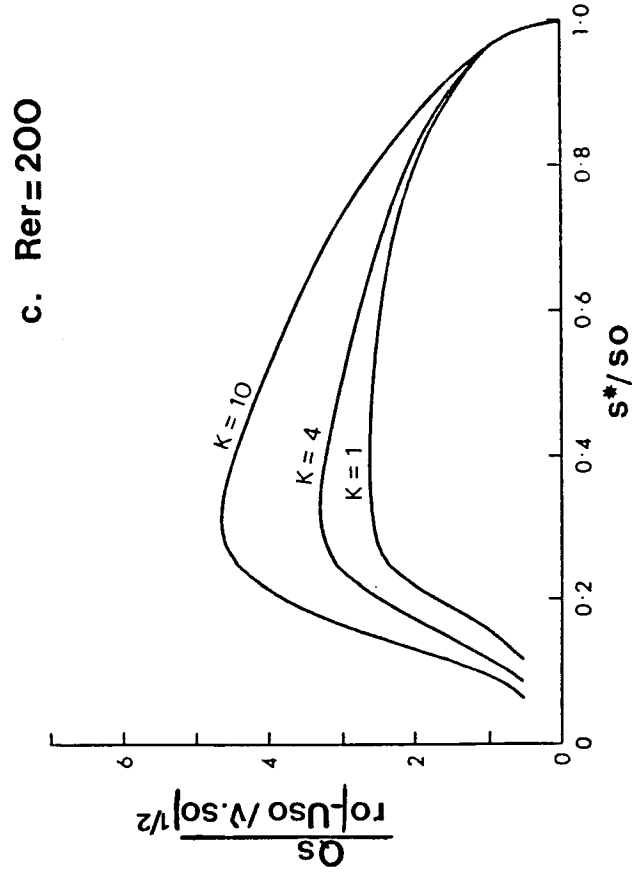
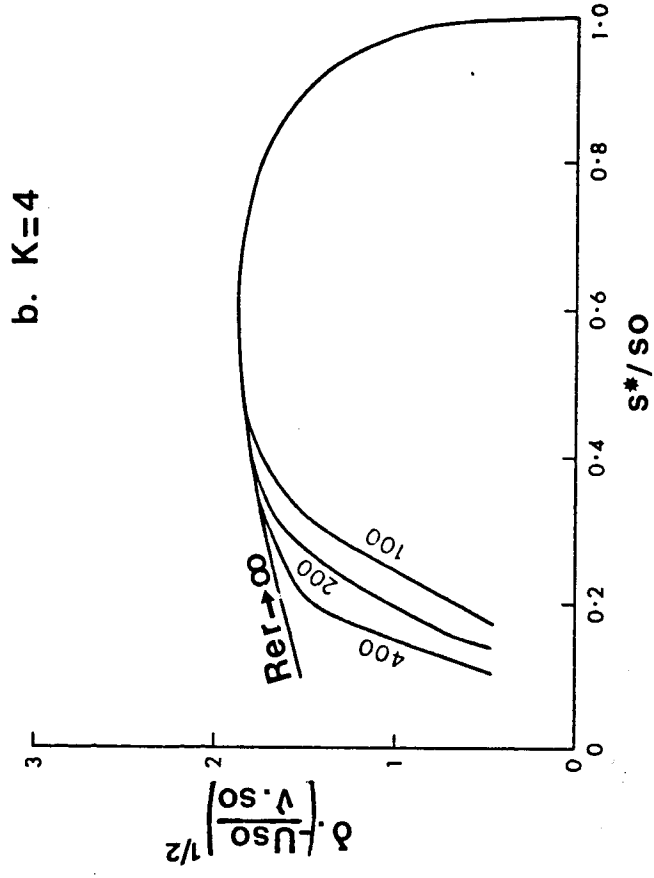
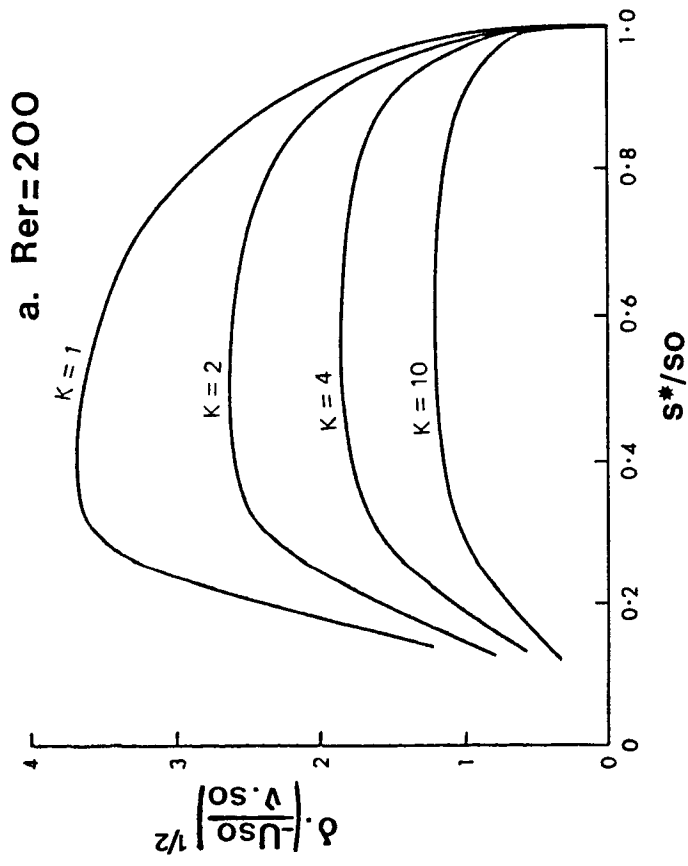


Fig.2.6 - Variations de l'épaisseur et du débit à travers la couche limite avec s^*/s_o calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [11]

II.3 - ETUDE COMPARATIVE DES PROFILS DE VITESSE THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

Cette étude comparative est rendue difficile par le peu de résultats expérimentaux concernant les trois composantes de vitesse dans les cyclones. Dans la plupart des travaux, généralement réalisés sur des hydrocyclones, seule la composante tangentielle de vitesse est mesurée. A notre connaissance, seuls quelques auteurs tels que Kelsall [25], Ohasi et Maeda [33], Dabir et Petty [34] et Knowles [35] ont mesuré les trois composantes de vitesse dans des hydrocyclones à entrée tangentielle dont les dimensions sont reportées dans le tableau 2.7.

Dimensions	Dépoussiéreur	Maquette	Cyclone de Rietema [27]	Cyclone de Kelsall [25]
ro	122 mm	62,5 mm	32 mm	32 mm
re	0,59 × ro	0,32 × ro	0,34 × ro	0,167 et 0,042 × ro
rc	0,39 × ro	0,33 × ro	0,16 × ro	0,042 et 0,167 × ro
s	0,78 × ro	0 à 1,2 × ro	0,8 × ro	0,832 × ro
h	1,68 × ro	1,02 × ro	1,34 × ro	2,66 × ro
H	6,52 × ro	4,76 × ro	10 × ro	5,36 × ro
ϕ_o	7,25 ^e	10 ^e	5,65 ^e	10 ^e
sq	12,87 × ro	11,47 × ro	10,11 × ro	5,67 × ro
β (pales)	23,5 ^e	10,20 et 30 ^e	-	-
Nb pales	4	6	-	-
r ₁ rayon de l'entrée tangentielle	-	-	0,28 × ro	0,208 × ro

Tableau 2.7 - Dimension des différents cyclones et hydrocyclones

D'une manière générale, le tube de décharge d'un hydrocyclone débouche à l'air libre et il se forme une colonne d'air s'étalant sur toute la longueur de l'appareil et centrée sur son axe de symétrie ; les conditions aux limites à l'interface air-liquide sont donc des conditions de surface libre. Les études de Kelsall [25], Oasi et Maeda [33] ont été réalisées dans ce cas. Lorsque l'hydrocyclone fonctionne en boucle fermée cette colonne d'air est inexistante pour les valeurs usuelles du paramètre Ω et du nombre de Reynolds Re. Dans ce dernier cas étudié plus récemment par Knowles (1973) [35], Dabir et Petty (1982) [34], les conditions aux limites sur l'axe se substituent aux conditions de surface libre.

Elles sont alors analogues à celles intervenant dans les cyclones. Les répartitions de vitesses obtenues pour ces deux types d'écoulement dans un même hydrocyclone sont sensiblement différentes.

Les répartitions de vitesse théoriques de Burgers [22] calculées en régime laminaire et de Bloor et Ingham [2] en régime turbulent seront donc confrontées aux résultats expérimentaux de Knowles [35], Dabir et Petty [34]. La composante tangentielle est rendue adimensionnelle par sa valeur v_0 au rayon r_0 et les composantes radiale et axiale par la vitesse de débit w_e calculée dans le tube de décharge ($v = v^*/v_0$ et $w = w^*/w_e$) ; les coordonnées radiale et axiale sont normées par r_0 .

Les composantes de vitesse axiale et tangentielle de Knowles [35] ont été mesurées par chronophotographie dans l'hydrocyclone à entrée tangentielle de Rietema [27]. Cet appareil diffère de la maquette de notre cyclone par son rayon r_0 , sa longueur H et l'angle au sommet du cône ϕ_0 . Quant aux mesures de vitesse de Dabir et Petty [34], réalisées par anémométrie laser dans ce même hydrocyclone, elles sont particulièrement intéressantes ; elles révèlent des écoulements de recirculation assez complexes au voisinage immédiat de l'axe. Cette étude diffère de la précédente par un rétrécissement du tube de décharge dans sa section de sortie ; elle montre l'influence de la géométrie de ce tube sur la structure de l'écoulement dans le corps de l'appareil.

Ces deux études ont été réalisées pour un nombre de Reynolds Re égal à 24700 et une valeur du paramètre Ω de l'ordre de 13.6, donc deux fois plus importante que celle de la maquette du dépoussiéreur de fumées.

II.3.1 - Composante tangentielle de la vitesse

Les variations des composantes tangentielles théoriques et expérimentales avec r sont reportées sur la figure 2.8 pour les trois valeurs de z égales à 5.02, 3.4 et 1.86.

Les profils expérimentaux montrent que cette composante de vitesse ne dépend pratiquement pas de la coordonnée axiale. Le coeur du vortex est alors une colonne cylindrique dont le rayon est de l'ordre de $0.1 \times r_0$.

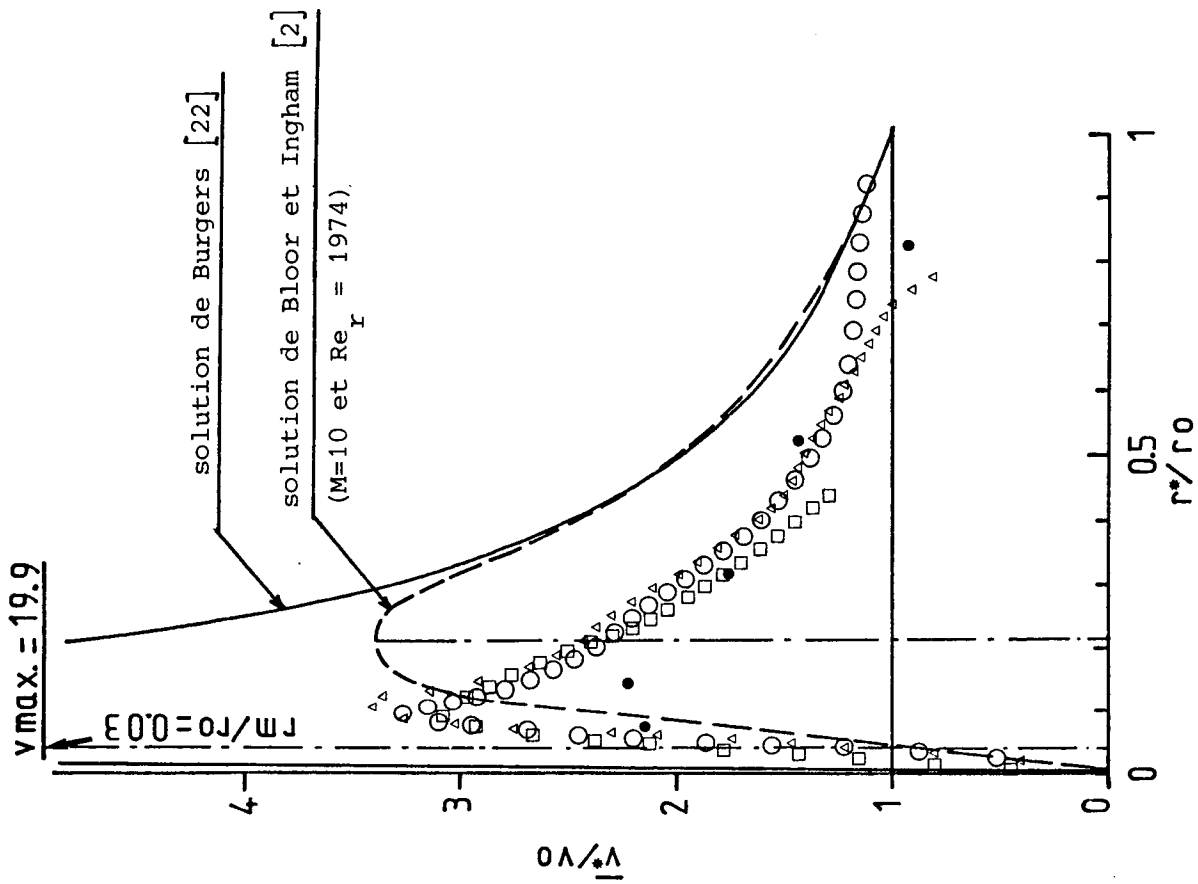


Fig.2.8 - Profils théoriques et expérimentaux de la composante axiale de la vitesse ($Re = 24700$ et $\Omega = 13,6$)

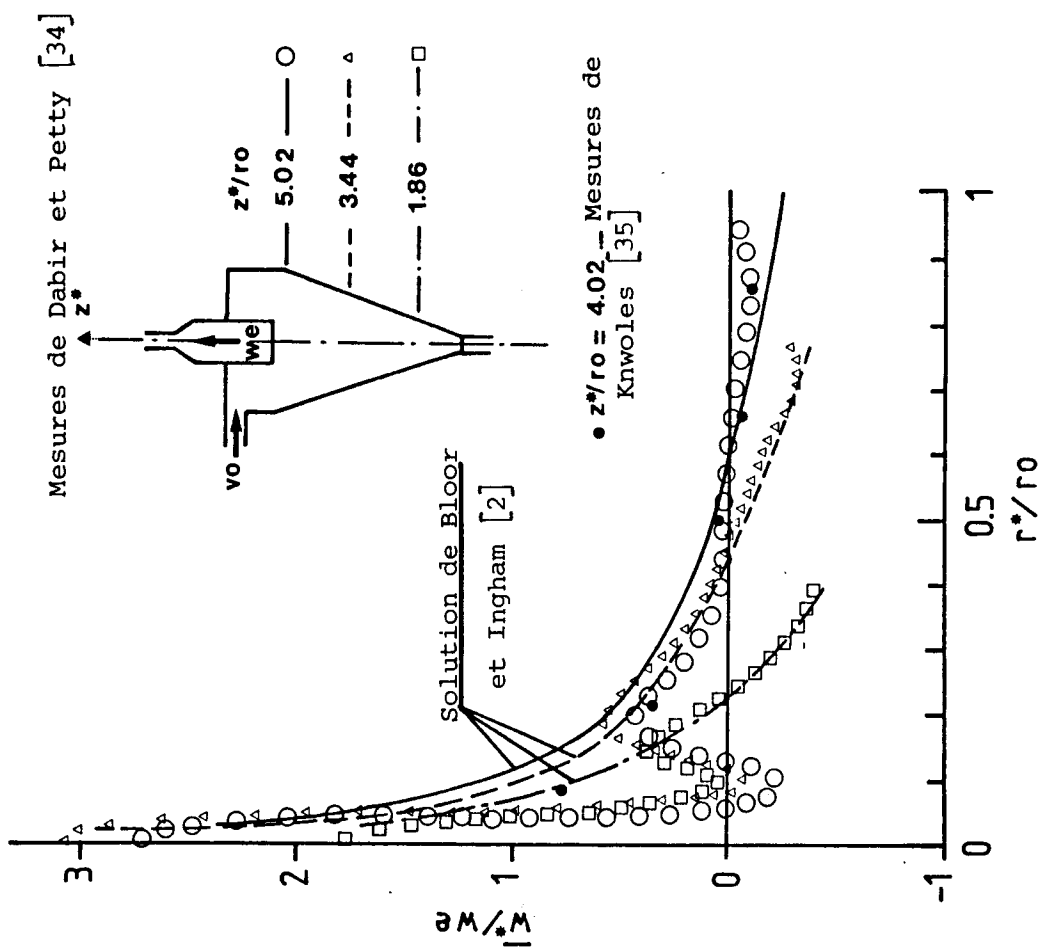


Fig. 2.9 - Profils théoriques et expérimentaux de la composante axiale de la vitesse ($Re = 24700$ et $\Omega = 13,6$)

Les profils de vitesse calculés avec le modèle de Bloor et Ingham [2] se rapprochent des profils expérimentaux pour les valeurs de paramètres $Re_r = 1974$ et $M = 10$. La valeur maximale de la vitesse obtenue en $r^* = 0,22.ro$ est alors du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales. Ce modèle donne des surestimations du rayon du coeur du vortex ainsi que de la composante tangentielle dans la région de l'écoulement extérieure à celui-ci. En ce qui concerne la vitesse angulaire du fluide à l'intérieur du coeur, son ordre de grandeur est inférieur aux valeurs expérimentales.

La solution analytique de Burgers donne des résultats semblables aux précédents pour les grandes valeurs de r^*/ro . Par contre, ils deviennent très différents pour des valeurs de r^*/ro plus petites ; la vitesse atteint une valeur maximale six fois plus grande que la valeur expérimentale en $r^* = 0,04.ro$ et, dans le coeur du vortex qui est confiné dans une région de l'écoulement très proche de l'axe, la vitesse angulaire du fluide prend une valeur très supérieure à la valeur expérimentale.

En résumé, il semble que le profil de vitesse calculé avec le modèle de Bloor et Ingham soit le plus représentatif des phénomènes ; l'allure du profil expérimental et l'ordre de grandeur de la vitesse maximale sont respectés, la répartition radiale du coefficient de mélange turbulent étant alors représentée sur la figure 2.10.

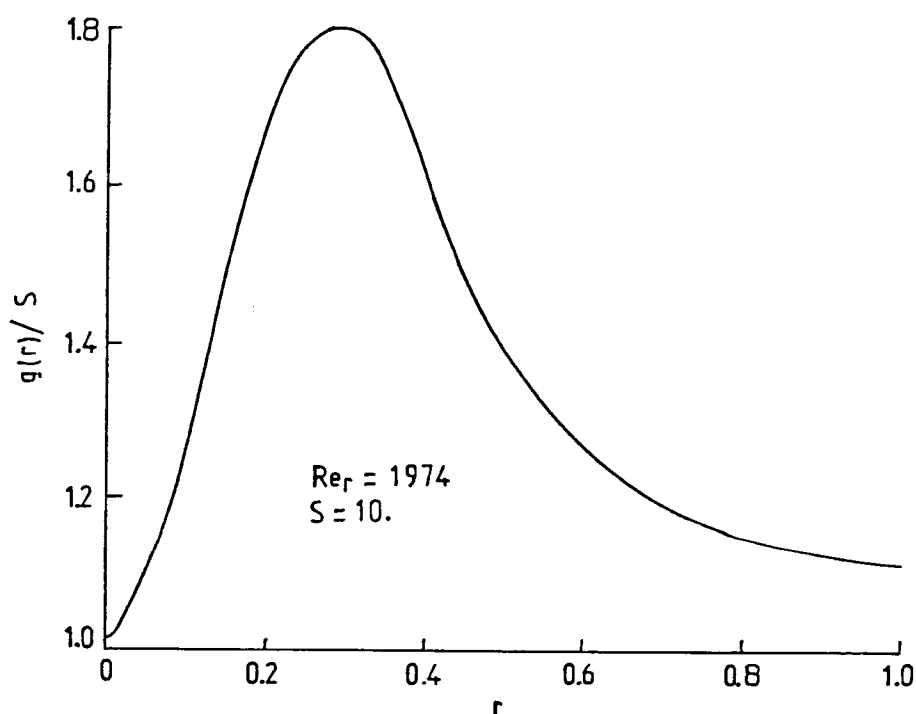


Fig.2.10 - Répartition radiale du coefficient de mélange turbulent dans l'hydrocyclone de Dabir et Petty [34] calculée d'après le modèle de Bloor et Ingham [2] ($Re = 24700$ et $\Omega = 13,6$)

On peut penser que les écarts entre les composantes tangentielles calculées avec ce modèle et la solution de Burgers sont dûs à la différence de régime de l'écoulement. Rappelons que le modèle de Bloor et Ingham est établi en régime turbulent alors que la solution analytique de Burgers est calculée en régime laminaire.

II.3.2 - Composantes axiale et radiale de la vitesse

Nous avons représenté sur la figure 2.9 les variations des vitesses axiales mesurées par Knowles, Dabir et Petty avec r ainsi que celles calculées avec le modèle de Bloor et Ingham pour les trois valeurs de z égales à 5.02, 3,44 et 1,86.

Les profils de vitesse expérimentaux de Dabir et Petty [34] et de Knowles [35] sont pratiquement confondus tant que le rayon r^* est supérieur à 0,2.ro. Lorsqu'il devient inférieur à cette valeur, les profils de la composante axiale de Dabir et Petty révèlent une structure d'écoulement extrêmement complexe localisée sous le tube de décharge et au voisinage de l'axe. A partir des profils de cette composante de vitesse et de la composante radiale calculée à partir de l'équation de continuité, on peut déterminer le vecteur vitesse de l'écoulement dans un plan méridien. Nous l'avons reporté en plusieurs points d'un plan méridiens de l'hydrocyclone sur la figure 2.12. Cette représentation de l'écoulement montre qu'il existe deux tourbillons toroïdaux tournant en sens inverse, situés au voisinage de l'axe sous le tube de décharge et occupant presque la moitié supérieure du corps de l'hydrocyclone. Les grands axes de ces tourbillons sont également reportés sur la figure 2.11, ainsi que le coeur du vortex. D'après les visualisations de Dabir et Petty, ces structures qui sont stables pour le régime d'écoulement étudié nous conduisent à penser que ces deux tourbillons résultent d'instabilités hydrodynamiques. L'étude de la stabilité de l'écoulement dans les cyclones sera abordée dans le chapitre 4. Les mesures de Knowles [35] réalisées dans la section d'entrée du tube de décharge semblent faire apparaître une structure d'écoulement analogue à l'intérieur de ce tube et assez loin en aval de l'hydrocyclone. Selon Dabir et Petty [34], il semble que l'efficacité de l'appareil soit affectée par ce phénomène.

La comparaison des profils de vitesse axiale expérimentaux et théoriques de Bloor et Ingham [2] montrent que le modèle de ces deux derniers auteurs donnent de bons résultats dans une région de l'écoulement assez éloignée du tube

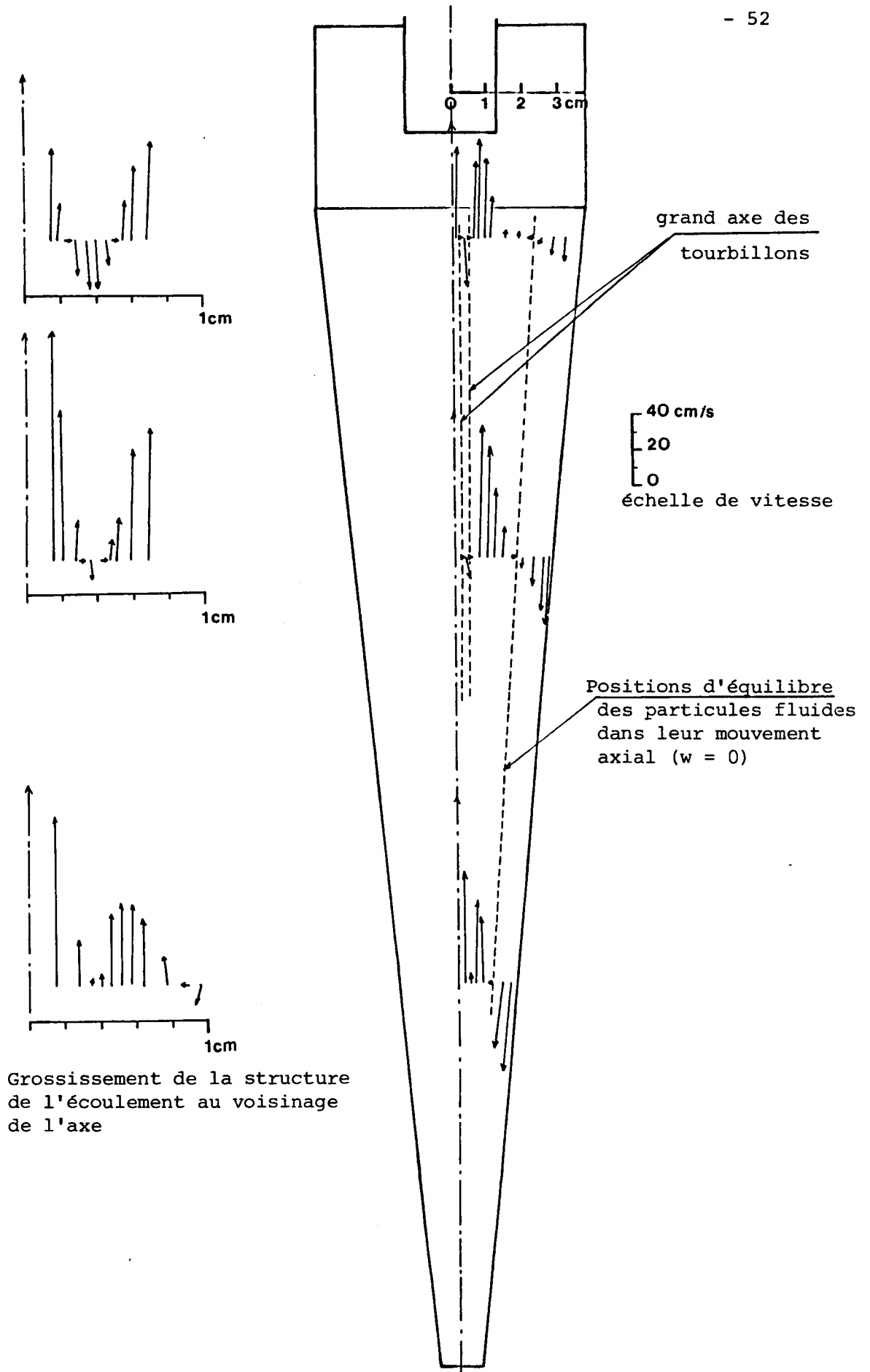


Fig. 2.11 - Vitesse dans un plan méridien du cyclone de Rietema [27] mesurée par Dabir et Petty [34]

de décharge et extérieur au coeur du vortex ainsi qu'aux zones de recirculation. Des résultats similaires ont été obtenus par Bloor et Ingham [7] en confrontant leurs profils de vitesses théoriques aux profils expérimentaux de Kelsall [25] qui, rappelons le, ont été obtenus lorsqu'une colonne d'air se forme sur l'axe de l'hydrocyclone.

II.3.3 - Conclusion

Dans ce paragraphe, nous avons vu que la solution de Bloor et Ingham [2] ne donne que l'allure et le maximum des profils de la composante tangentielle de vitesse. Par contre, elle modélise assez bien une grande partie de l'écoulement dans un plan méridien du cône collecteur. Rappelons que ces résultats ont été obtenus dans le cas d'hydrocyclones pour une valeur usuelle du nombre de Reynolds et une valeur du paramètre deux fois plus grande que celle de notre cyclone à entrée axiale et de sa maquette. Cependant, on peut penser que cette solution représente d'une manière générale l'écoulement dans le cône collecteur des séparateurs centrifuges, qu'ils soient du type cyclone ou hydrocyclone et quelque soit la manière dont le fluide est mis en rotation (aubes directrices ou entrée tangentielle).

Le paragraphe suivant est donc consacré à l'exploitation du modèle de Bloor et Ingham [2] dans le cas du cyclone à entrée axiale étudié et de sa maquette. Nous présenterons les profils des trois composantes de la vitesse de l'écoulement dans le cône collecteur ainsi que les résultats concernant la couche limite se développant sur sa paroi, obtenus avec le modèle établi par ces deux mêmes auteurs. Cette modélisation sera complétée par une étude de l'écoulement entre le tube de décharge et la paroi cylindrique des deux appareils.

II.4 - ETUDE THEORIQUE DE L'ECOULEMENT DANS LE DEPOUSSIEREUR ET SA MAQUETTE

II.4.1 - Ecoulement dans le cône collecteur : Exploitation du modèle de Bloor et Ingham

La modélisation de Bloor et Ingham dans laquelle les effets de la turbulence n'affectent que la composante tangentielle de vitesse est utilisée pour calculer les trois composantes de vitesse dans le cône collecteur du dépoussiéreur et de sa maquette. Rappelons que les hypothèses principales sont

sont la donnée de la fonction $H(\psi)$ représentant la répartition de la pression totale dans le cône du cyclone, l'hypothèse de la longueur de mélange de Prandtl pour modéliser la tension de Reynolds $\tau_{r\theta}$ ainsi que l'indépendance de la composante tangentielle avec la coordonnée axiale. Les résultats obtenus dans le paragraphe précédent nous conduisent à penser que ces hypothèses ne sont pas trop restrictives. L'épaisseur de la couche limite se développant sur la paroi du cône et en interaction avec cet écoulement, est calculée avec le modèle également établi par ces deux auteurs.

a) - Écoulement dans un plan méridien du cyclone

Nous avons représenté sur la figure 2.12 les profils des composantes axiale et radiale rapportées à la vitesse de débit w_e calculée dans le tube de décharge, à la fois pour le dépoussiéreur de fumées et sa maquette. Rappelons que les rayons du tube de décharge de ces deux appareils sont respectivement 0,59.ro et 0,32.ro.

Ces profils de vitesse mettent en évidence les deux régions de l'écoulement séparées par l'enveloppe cônica sur laquelle la vitesse axiale s'annule et dans lesquelles le mouvement du fluide est centripète et successivement renversé ; il est ascendant dans la région située à l'intérieur de l'enveloppe dont l'angle au sommet est donné par la relation $\phi = 3.\phi_0/5$.

D'autre part, la comparaison des profils de vitesse obtenus pour le dépoussiéreur et sa maquette montre que le rayon du tube de décharge est un paramètre très influent. Par contre, ces répartitions de vitesses adimensionnelles sont indépendantes de Ω et du nombre de Reynolds Re ; en toute rigueur, ceci n'est vrai que pour de très grandes valeurs de Re et de Ω .

b) - Composante tangentielle de la vitesse

Les profils de vitesse tangentielle obtenus pour les deux valeurs de M égales à 0,1 et 10,0 sont représentés en fonction du nombre de Reynolds Re_r sur les figures 2.13a et 2.13b. Les répartitions radiales correspondantes du coefficient de mélange turbulent $g(r)/M$ sont reportées sur les figures 2.13c et 2.13d.

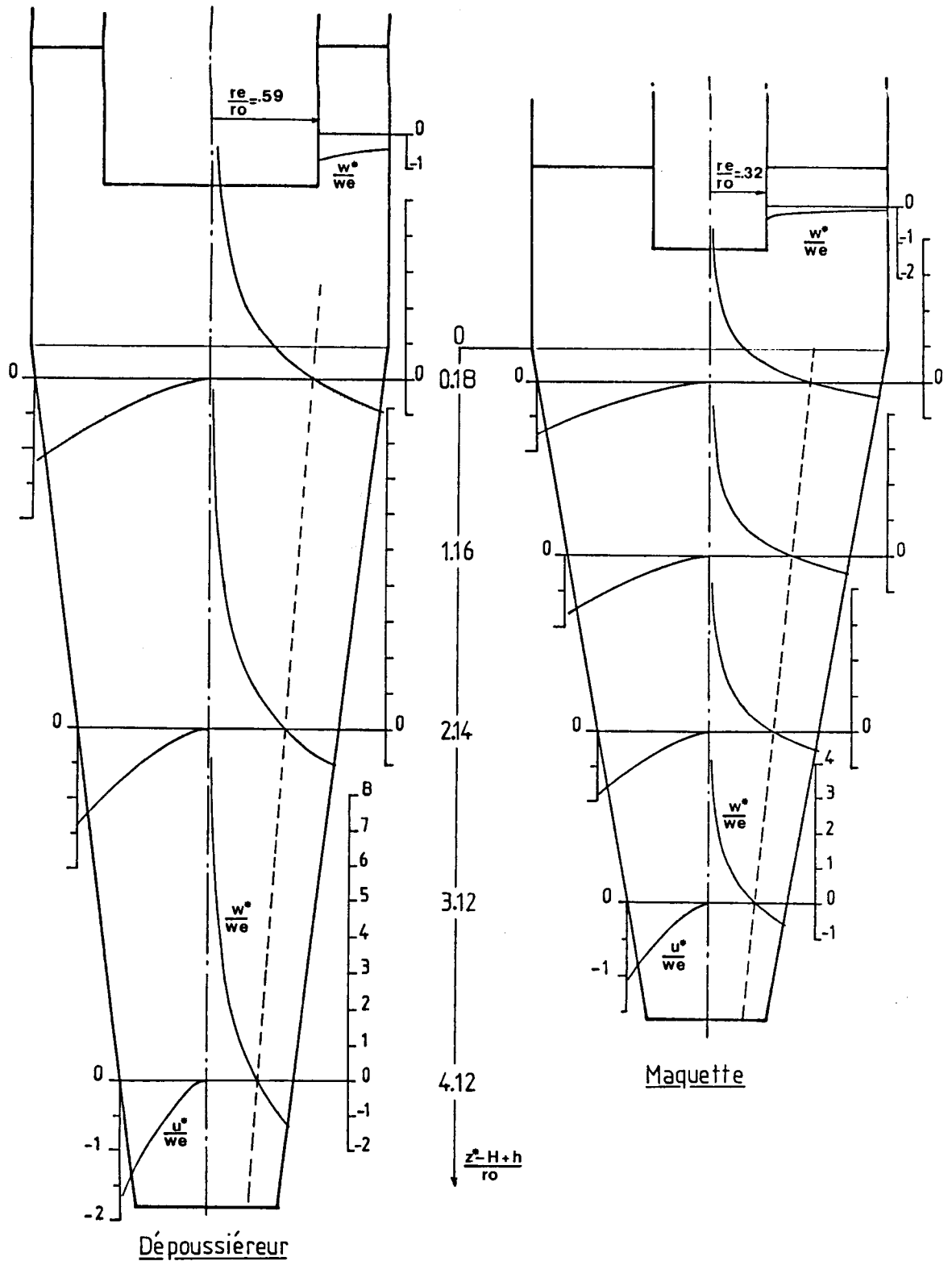


Fig. 2.12 - Profils théoriques des composantes radiale et axiale de la vitesse dans un plan méridien du dépoussiéreur et de sa maquette calculés d'après le modèle de Bloor et Ingham [2]

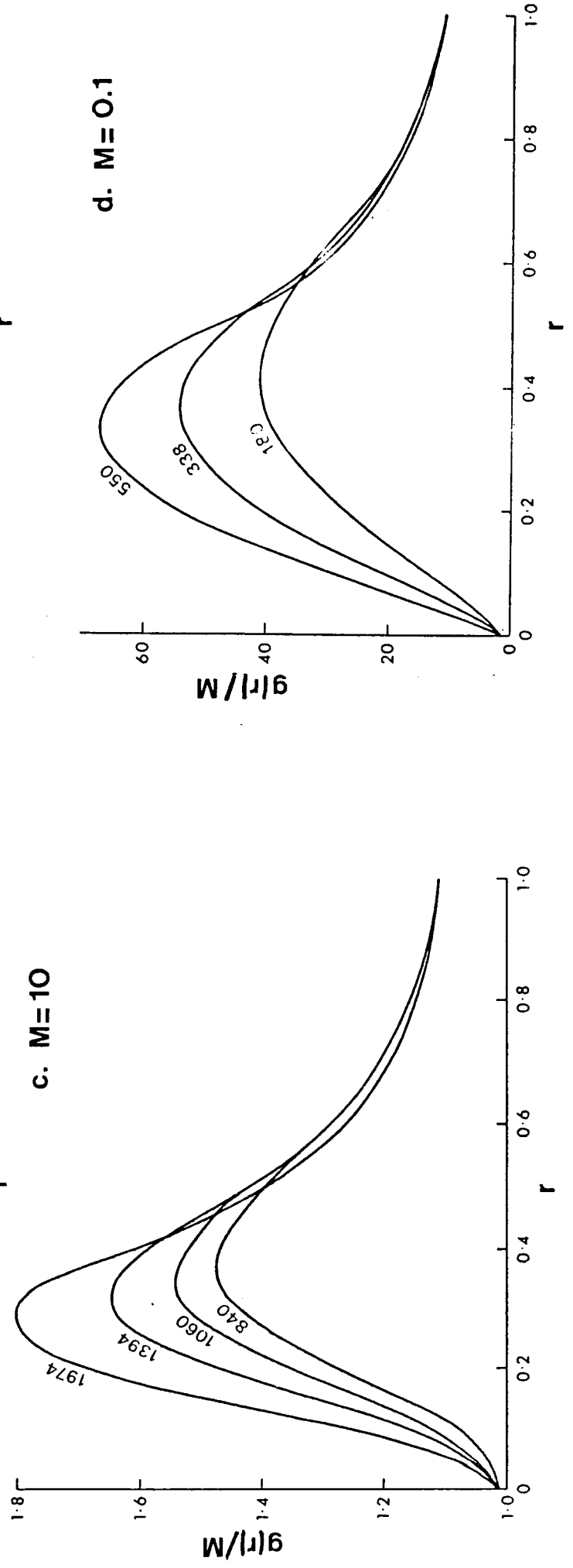
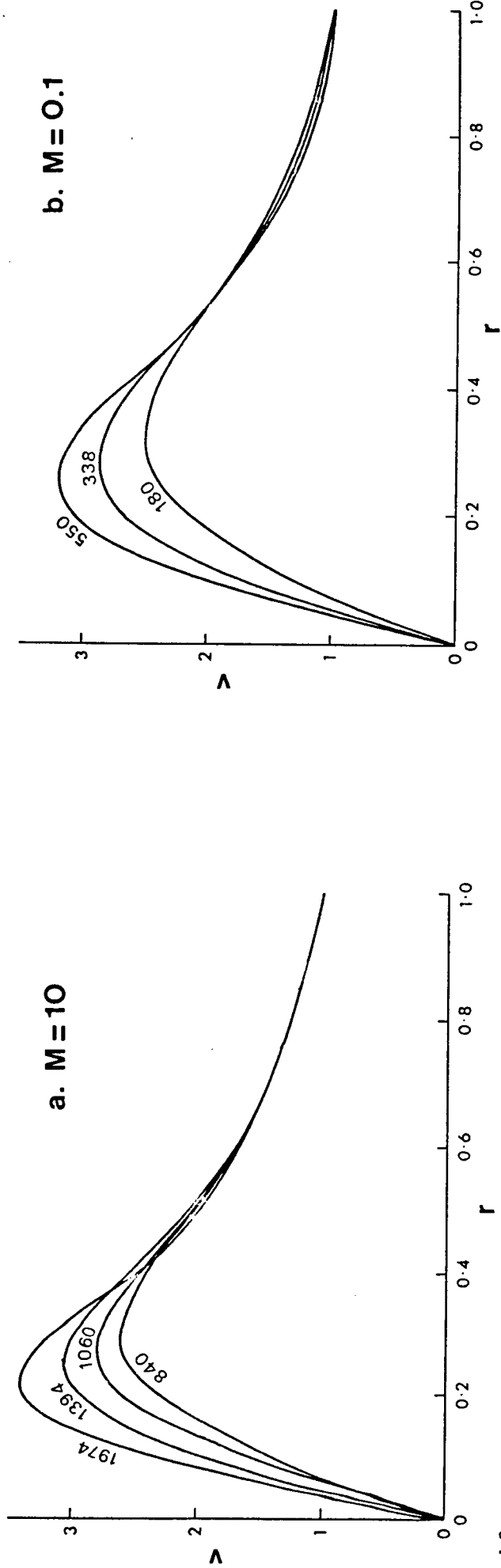


Fig.2.13 - Profils théoriques de la composante tangentielle de vitesse et du coefficient de mélange turbulent calculés d'après le modèle de Bloor et Ingham [2]

Pour $M = 10$, les profils de vitesse tangentielle sont pratiquement confondus et suivent une loi du type $v = 1/r$ pour des valeurs du rayon comprises entre $0,6.r_0$ et r_0 . Ils passent par un maximum au rayon r_m qui est une fonction décroissante du nombre de Reynolds Re_r puis diminuent pour atteindre une valeur nulle sur l'axe du vortex ; la valeur maximale de la vitesse croît avec le nombre de Reynolds Re_r . En ce qui concerne la vitesse angulaire du fluide dans le coeur du vortex, elle diminue avec Re_r .

Les résultats obtenus avec $M = 0,1$ et $M = 10$ pour un même nombre de Reynolds Re_r montrent que la vitesse tangentielle maximale est une fonction décroissante de M ; elle est atteinte pour des valeurs de r_m diminuant avec M . Pour $M = 0,1$, les profils de vitesse ne sont plus indépendants de Re_r lorsque la coordonnée radiale tend vers r_0 .

Les paramètres Re_r et M sont très influents ; le rayon du coeur du vortex dépend de leurs valeurs ainsi que la vitesse tangentielle maximale atteinte dans le cône du cyclone. Leur détermination ne peut être réalisée qu'avec le support de résultats expérimentaux, c'est-à-dire par ajustement de répartitions expérimentales de la composante tangentielle par des profils théoriques.

c) - Résultats concernant la couche limite se développant sur le cône collecteur

L'épaisseur $\delta(s^*/s_0)$ de la couche limite se développant sur le cône est une fonction du rapport $K = V_0/U_{s_0}$ et du nombre de Reynolds Re_r . Le paramètre adimensionnel K est relié à Ω et au rapport re/r_0 par la relation suivante :

$$K = 2.\Omega(re/r_0)^{1/2} . (1 - re/r_0)/\pi$$

Les valeurs de K du dépoussiéreur et de sa maquette lorsque l'angle de calage des pales est égal à 10 degrés ($\Omega = 6,0$) sont respectivement 1,47 et 1,10. Les valeurs de la coordonnée réduite s^*/s_0 de ces deux appareils sont supérieures à 0,385 et 0,334.

La figure 2.7 (paragraphe II.2.3.2) montre que l'épaisseur de la couche limite est indépendante du nombre de Reynolds Re_r pour ces valeurs de s^*/s_0 . Les variations de cette épaisseur avec s^*/s_0 sont représentées sur la figure 2.14 à

la fois pour le dépoussiéreur et sa maquette ($K = 1,10$ et $1,4$). D'après ces courbes, les couches limites se développant sur le cône collecteur de ces deux cyclones ne rentrent pas en interaction avec l'écoulement dans le coeur du vortex ; elles s'épaississent pour des valeurs décroissantes de s^*/s_0 , leurs épaisseurs maximales étant égales à $3,6$ et $3,2$. Dans la mesure où ces résultats représentent suffisamment bien la réalité, on peut penser que les particules collectées dans la couche limite de ces deux appareils ont peu de chance d'être reprises par l'écoulement extérieur.

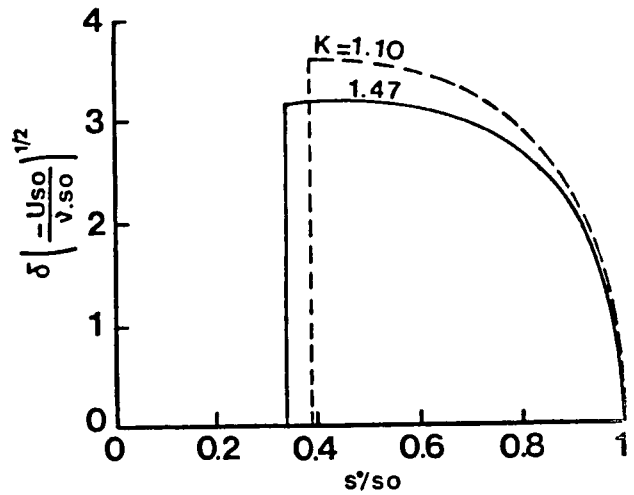


Fig.2.14 - Variations de l'épaisseur de la couche limite le long de la génératrice du dépoussiéreur (---) et de sa maquette (—) calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [11]

II.4.2 - Etude de l'écoulement entre le tube de décharge et la paroi cylindrique du cyclone

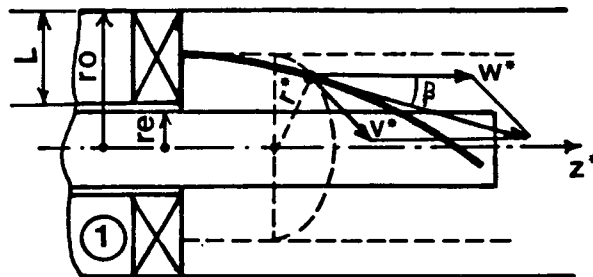


Fig.2.15 - Système de coordonnées choisi pour étudier l'écoulement entre le tube de décharge et la paroi cylindrique du cyclone

Cet écoulement sera décrit dans un système de coordonnées cylindriques (r^*, θ, z^*) représenté sur la figure 2.15. Les composantes radiale, tangentielle et axiale de la vitesse sont notées u^* , v^* et w^* . Les valeurs usuelles du nombre de Reynolds calculé avec la vitesse axiale moyenne dans la section annulaire et son diamètre hydraulique sont suffisamment élevées pour que le fluide soit considéré comme parfait. Les conditions aux limites sont donc les conditions de glissement sur les parois ainsi que la répartition de vitesse dans la section d'entrée des aubages. Celle-ci est supposée uniquement axiale et en répartition uniforme ; elle est notée w_1 . C'est une hypothèse légitime lorsque l'écoulement est turbulent ; c'est généralement le cas pour les conditions usuelles de fonctionnement des cyclones. D'autre part, l'écoulement est supposé axisymétrique, établi et à énergie constante suffisamment loin en amont des aubages.

En général, la composante radiale de la vitesse ne peut pas prendre des valeurs élevées en raison de la proximité des parois ; on peut donc la négliger et l'équation du mouvement suivant la direction r^* est de la forme :

$$(2.61) \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial r^*} = \frac{v^{*2}}{r^*}$$

Elle signifie que l'augmentation de pression compense exactement les forces centrifuges.

L'application du théorème de Bernoulli entre les sections amont et aval des aubages conduit à la relation :

$$(2.62) \quad \frac{P^*}{\rho g} + \frac{v^{*2} + w^{*2}}{2g} = \frac{P_1}{\rho g} + \frac{w_1^2}{2g} + Cste$$

L'angle de calage des pales étant β , le rapport entre la composante axiale et radiale de la vitesse en tout point de l'écoulement dans la section de sortie des aubages est une donnée du problème : $w^*/v^* = \text{tg}\beta$

La substitution de $v^* = w^*/\text{tg}\beta$ et du gradient radial de pression donné par la relation (2.59) dans l'équation de Bernoulli dérivée par rapport à r^* conduit aux expressions des composantes axiale et tangentielle de la vitesse suivantes :

$$(2.63) \quad v^* = \frac{K}{r^* \cos^2\beta} \quad \text{et} \quad w^* = \frac{K \text{ tg}\beta}{r^* \cos^2\beta}$$

La constante k est déterminée en écrivant la conservation du débit :

$$Q_v = 2.\pi. \int_{r_0-L}^{r_0} w^*(r^*)r^*.dr^*$$

son expression est la suivante :

$$(2.64) \quad k = \frac{Q_v}{2 \pi \operatorname{tg} \beta} \cdot \frac{2 - \cos^2 \beta}{r_0^{2-\cos^2 \beta} - (r_0-L)^{2-\cos^2 \beta}}$$

Ces expressions des composantes axiale et tangentielle de la vitesse permettent de calculer la pression totale $H = P^*/\rho + \vec{V}^{*2}/2$ ainsi que la circulation $\Gamma^* = 2.\pi.v^*.r^*$. On trouve que la pression totale est une constante égale à $v_0^2/2.\pi$ et que la circulation est une fonction de r^* : $\Gamma^* = k.r^{*1-\cos^2 \beta}$.

Pour de petits angles de calages ($\beta < 10$ degrés), la circulation devient une constante égale à la circulation de référence $\Gamma_0 = Q_v/L.\operatorname{tg} \beta$ calculée en $r^* = r_0 - L/2$ avec la vitesse tangentielle caractéristique $w_1/\operatorname{tg} \beta$. Dans ce cas, l'écoulement est celui d'un vortex libre pour lequel la composante axiale w^* est très inférieure à la composante tangentielle $v^* = k/r^*$.

Les profils de vitesse tangentielle obtenus pour les trois valeurs de β égales à 10, 20 et 30 degrés sont représentés sur la figure 2.16. Quant aux profils de la composante axiale, ils sont reportés sur la figure 2.12 pour de petits angles de calage des pales. Ces résultats seront confrontés aux résultats expérimentaux obtenus sur la maquette du dépoussiéreur étudié dans le chapitre 4. Pour les valeurs de β égales à 20 et 30 degrés, la composante axiale est également très inférieure à la composante tangentielle et l'erreur introduite en calculant la circulation avec l'hypothèse des petits angles de calage n'excède pas 15 %.

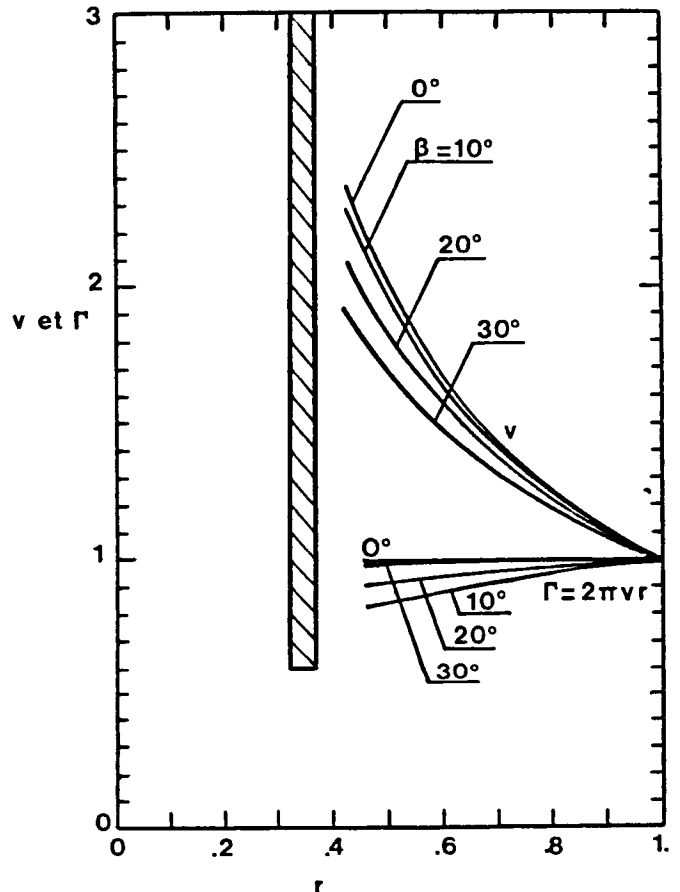


Fig.2.16 - Profils théoriques de la composante tangentielle de vitesse et de la circulation $\Gamma = 2\pi vr$ entre le tube de décharge et la paroi cylindrique de la maquette

II.4.3 - Conclusion

Rappelons que les profils de vitesse présentés dans ce paragraphe représentent l'écoulement du fluide dans le dépoussiéreur à entrée axiale et sa maquette en l'absence de suspensions. Dans cette étude, le raccordement des écoulements dans le cône et l'espace annulaire compris entre le tube de décharge et la paroi cylindrique des appareils n'a pas été abordé. D'autre part, la modélisation de l'écoulement du fluide à l'intérieur du cône collecteur due à Bloor et Ingham [2] présente une singularité sur l'axe du cyclone ; par conséquent, elle ne permet pas de représenter l'écoulement dans un plan méridien du coeur du vortex.

Puisque le processus de centrifugation se déroule essentiellement dans la région de l'écoulement extérieure au coeur du vortex, cette modélisation semble suffisante pour réaliser une première étude du mouvement des suspensions dans le cône de l'appareil. Celle-ci, réalisée par Bloor et Ingham [2], est présentée dans le paragraphe suivant ainsi que quelques rappels bibliographiques concernant le comportement de la phase solide dans les cyclones.

Le domaine de validité des résultats présentés dans ce paragraphe sera étudié en confrontant les répartitions pariétales théoriques et expérimentales obtenues dans le cas de la maquette.

II.5 - RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES CONCERNANT LE COMPORTEMENT DE LA PHASE SOLIDE - EFFICACITE

Le processus de séparation dans les cyclones est influencé par de nombreux facteurs ; la floculation, les chocs entre les particules et leurs rebondissements sur les parois sont généralement négligés.

L'échange de masse résultant de la turbulence régnant dans les cyclones pour de grandes valeurs du nombre de Reynolds n'a été étudié que récemment. C'est un facteur très influent lorsqu'il s'agit de séparer des particules de petit diamètre (di inférieur à 5 μm). Les travaux de Hejma [36] ont montré que les particules de diamètre inférieur à 5 μm sont plus influencées dans leur mouvement par les effets de la turbulence que par la force centrifuge. Les mesures de répartitions de concentration de fines et grosses poussières effectuées par Mothes et Loffler [37] sont venues confirmer ce mouvement de diffusion.

Selon Leith et Licht [38], la diffusion turbulente se traduit par une redistribution instantanée des suspensions non collectées dans chaque section droite d'un cyclone. La concentration C_i en particules de diamètre d_i y est donc en répartition uniforme. L'étude du comportement des suspensions dans un écoulement représenté de manière très schématique par un vortex semi-libre ($v.r^n = Cste$) montre que l'efficacité dépend d'un paramètre lié à la géométrie du cyclone et du nombre de Stokes S_{t_i} . Cette modélisation semi-empirique de l'efficacité donne de très bons résultats dans le cas des cyclones de Stairmand [39], Peterson et Whitbly [40] qui sont à entrée tangentielle.

Les tentatives de prédiction de l'efficacité réalisées par Abrahamson [1] reposent sur une analogie entre la diffusion moléculaire (loi de Fick) et la dispersion turbulente. Elles nécessitent donc la connaissance d'un coefficient de dispersion des particules. Les quelques résultats concernant ce coefficient ont été établis pour des mécanismes diffusionnels très particuliers et sont, par conséquent, difficilement utilisables dans le cas des cyclones.

Dans l'étude de Bloor et Ingham [2], le comportement des suspensions est étudié dans un écoulement turbulent représenté par un champ de vitesse moyenne donné par une solution analytique des équations de Reynolds calculée par ces deux auteurs ; la diffusion turbulente du fluide est alors modélisée avec une hypothèse du type longueur de mélange de Prandtl. Par contre, la diffusion turbulente des particules n'est pas prise en compte dans l'équation du mouvement de la phase solide. Dans le cas des cyclones à entrée tangentielle de Stairmand [39], Peterson et Whitbly [40], les efficacités entièrement théoriques ainsi calculées sont supérieures aux valeurs expérimentales.

Ces trois modélisations du mouvement de la phase solide sont réalisées dans le cas où les suspensions sont en faible concentration volumique et ont toutes le même diamètre.

Le mouvement des particules est étudié en régime de Stokes dans le cas où la force centrifuge et la traînée sont des termes dominants du même ordre de grandeur. La composante radiale de la vitesse d'une particule de diamètre d_i est donc donnée par la relation (2.27) établie dans le paragraphe II.1.4.

$$u_{p_i} = v_{p_i}^2/r - (\pi/2) \cdot (r_e/r_o) \cdot (\Omega \cdot St_i)^{-1} \cdot U$$

les composantes tangentielle et axiale étant égales à celles du fluide.

Le mouvement des suspensions est donc axisymétrique et le problème est ramené à l'étude du mouvement bidimensionnel des particules dans un plan méridien où l'écoulement du fluide est connu.

II.5.1 - Modélisation de Abrahamson - Diffusion turbulente des suspensions [1]

La dispersion bidimensionnelle des suspensions dans un plan méridien de l'écoulement turbulent est étudiée en supposant une analogie entre la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente. La répartition de la concentration en particules de diamètre d_i est donc donnée par une équation identique à l'équation de diffusion classique. En régime permanent, elle s'écrit :

$$\vec{V}_i^* \cdot \vec{\text{grad}} C_i = \text{div}(\text{Dt} \cdot \vec{\text{grad}} C_i)$$

où Dt est le coefficient de diffusion turbulente. Dans le cas où ce coefficient de diffusion reste constant dans tout le domaine de l'écoulement et où le gradient axial de concentration est négligeable, cette équation peut se mettre sous la forme suivante :

$$(2.65) \quad \text{Dt} \cdot d(\text{Ln } C_i) / dr^* = u_p^*$$

dans le système de coordonnées cylindriques.

La répartition radiale de concentration dans la section du cyclone contenant l'extrémité inférieure du tube de décharge peut donc être calculée en intégrant cette équation différentielle écrite sous la forme adimensionnelle :

$$(2.66) \quad d(\text{Ln } C_i) dr = (\text{Re}/\text{Sc}) \cdot ((\Omega \cdot \text{St}_i / 2 \cdot \pi) v^2 / r + (r_e / r_o) \cdot u / 4)$$

où Sc = Dt/v est un nombre de Schmidt et où les variables adimensionnelles sont :

$$r = r^* / r_o \quad v = v^* / v_o \quad u = \frac{2\pi r_o^2}{Q_v} u^*$$

La fraction de particules de diamètre d_i s'échappant du cyclone à travers le tube de décharge est donc :

$$\int_0^{r_e} C_i \cdot w_e \cdot 2\pi \cdot r^* \cdot dr^* / (C_{o_i} \cdot Q_v)$$

Par conséquence, l'expression de l'efficacité du cyclone relative aux particules de cette dimension est :

$$(2.67) \quad E_i = 1 - 2(ro/re) \int_0^{re/ro} (C_i/Co_i) r.dr$$

Ce mécanisme diffusionnel montre que l'efficacité d'un cyclone de géométrie donnée dépend de quatre paramètres adimensionnels, le nombre de Stokes St_i , le nombre de Schmidt Sc , le nombre de Reynolds Re et le paramètre Ω . Cette modélisation de la diffusion des suspensions dans un écoulement turbulent connu peut permettre de déterminer des valeurs du nombre de Schmidt à partir de répartitions de concentration expérimentales. A notre connaissance aucune recherche n'a été effectuée dans ce sens.

Abrahamson a cherché des expressions de l'efficacité dans le cas de particules en suspension dans un écoulement dans lequel les composantes radiale et tangentielle de la vitesse sont données par la solution analytique de Burgers. Le nombre de Schmidt est calculé par la relation :

$$(2.68) \quad Sc = (\sqrt{v_o'^2}/V_o) (\Omega.Re/4\pi^{1/2}) . (m+1)/m$$

établie par Weinstock [41] lors d'une étude fondamentale du mécanisme diffusionnel dans une turbulence homogène et isotrope dont l'énergie est en puissance m du nombre d'onde. $\overline{v_o'^2}$ et V_o sont respectivement une tension de Reynolds normale et une vitesse caractéristique de l'écoulement.

Les résultats ainsi obtenus ne sont pas en bon accord avec les répartitions expérimentales de concentrations mesurées par Hejma [36] ; les principales causes sont probablement dûes à l'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope, et à la modélisation trop schématique des composantes de vitesse par la solution de Burgers.

II.5.2 - Modélisation de Bloor et Ingham [2]

Le mouvement des suspensions est étudié dans l'écoulement turbulent modélisé dans le paragraphe II.2. L'intensité de la turbulence est supposée suffisamment faible pour ne pas altérer les trajectoires des particules.

Dans un plan méridien, les positions d'équilibre des particules de diamètre d_i dans leur mouvement radial sont données par la relation (2.27) dans laquelle $u_{p_i} = 0$:

$$v^2/r = (\pi/2)(r_e/r_o)(\Omega \cdot St_i)^{-1} \cdot u$$

Quant aux positions d'équilibre des particules dans leur mouvement axial ($w_p = w = 0$), elles ont pour équations :

$$(2.69) \quad r/z = 3 \cdot \phi_o / 5$$

Les courbes d'équilibre radial et axial relatives à la maquette du cyclone dans le cas où $\Omega = 6.0$, sont représentées pour différentes valeurs du nombre de Stokes sur la figure 2.17.

Dans la région de l'écoulement située entre le tube de décharge et la paroi cylindrique du cyclone, les suspensions sont considérées en répartition homogène ; leur concentration C_i est donc uniforme.

Une particule de diamètre d_i issue d'un point A où il y a une répartition homogène de suspensions en concentration C_i , et qui atteint le point d'intersection P de ses courbes d'équilibre radial et axial, décrit une trajectoire AP (fig.2.17) d'équation :

$$(2.70) \quad u_{p_i} \cdot dr + w_{p_i} \cdot dz = 0$$

Soit Q le point d'intersection de la courbe d'équilibre radial avec la paroi cônica. Toutes les particules de cette dimension situées entre les points A et B atteignent leur courbe d'équilibre radiale entre les points P et Q où l'écoulement est descendant

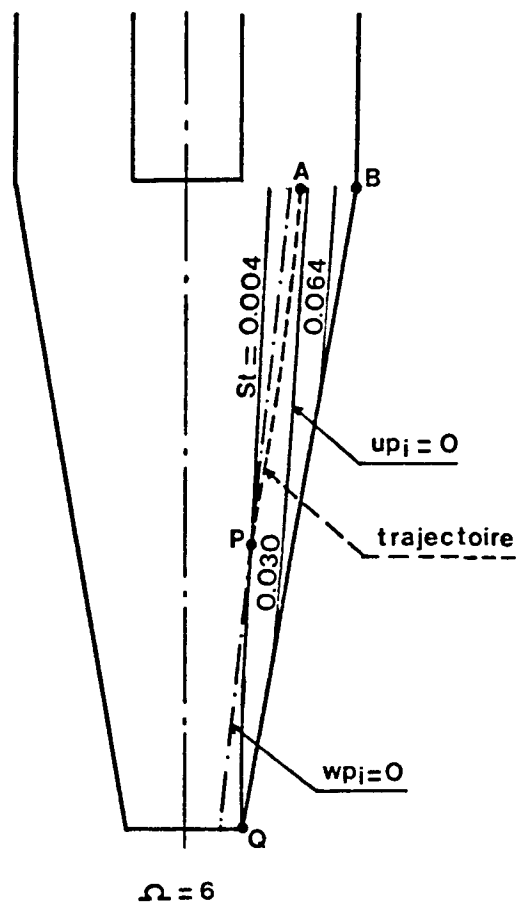


Fig.2.17 - Courbes d'équilibre des particules dans leur mouvement radial et axial dans la maquette, calculées pour différents nombres de Stokes d'après le modèle de Bloor et Ingham [2]

puis se déplacent le long de cette courbe jusqu'au point Q où elles sont collectées dans la couche limite. Elles sont ensuite entraînées hors du cyclone à travers la couche limite.

Quant aux autres particules de cette dimension, elles atteignent leur courbe d'équilibre radial après avoir traversé la courbe d'équilibre axial. Elles sont donc animées d'un mouvement ascendant les entraînant dans le tube de décharge avec le fluide épuré. Elles constituent la fraction de particules non collectées.

Par conséquent, l'efficacité du cyclone relative à des suspensions monodispersées de diamètre d_i est définie comme le rapport du débit massique de la phase solide s'écoulant à travers la section annulaire $2\pi(ro^2 - rA^2)$ au débit massique total Q_{m_i} :

$$(2.71) \quad E_i = \int_{rA}^{ro} C_i \cdot 2\pi \cdot r^* \cdot w^* \cdot dr^* / (C_i \cdot Q_v)$$

Le calcul de cette intégrale montre que l'efficacité est égale à la fonction de courant adimensionnelle calculée au point A.

$$(2.72) \quad E_i = \psi_A = B \cdot \phi_0 (rA/ro)^{3/2} (1 - rA/ro)$$

Les efficacités du cyclone expérimental ainsi calculées sont reportées sur la figure 2.18, en fonction du groupement adimensionnel $(St_i \cdot \Omega)^{1/2}$ pour quatre valeurs du rapport re/ro . Ce groupement peut se mettre sous la forme suivante :

$$(2.73) \quad (\Omega \cdot St_i) = \frac{\rho_s}{\rho} \left(\frac{d_i}{ro} \right)^2 \frac{\Omega \cdot Re}{36\pi}$$

Ces courbes ne sont pas asymptotiques à la valeur 100 %. Par conséquent, elles donnent une surestimation de l'efficacité pour les grandes valeurs du produit $St_i \cdot \Omega$, c'est-à-dire pour les grosses particules. Rappelons que les efficacités ainsi calculées sont supérieures aux valeurs expérimentales de Stairmand [39], Peterson et Whitbly [40] quelque soit le diamètre des suspensions. Cette modélisation de l'efficacité ne semble donc pas fidèle ; elle permet seulement d'estimer des diamètres de coupure d_x relatifs à des faibles isoefficacités, celui-ci étant défini comme le diamètre des suspensions dont x % sont collectés.

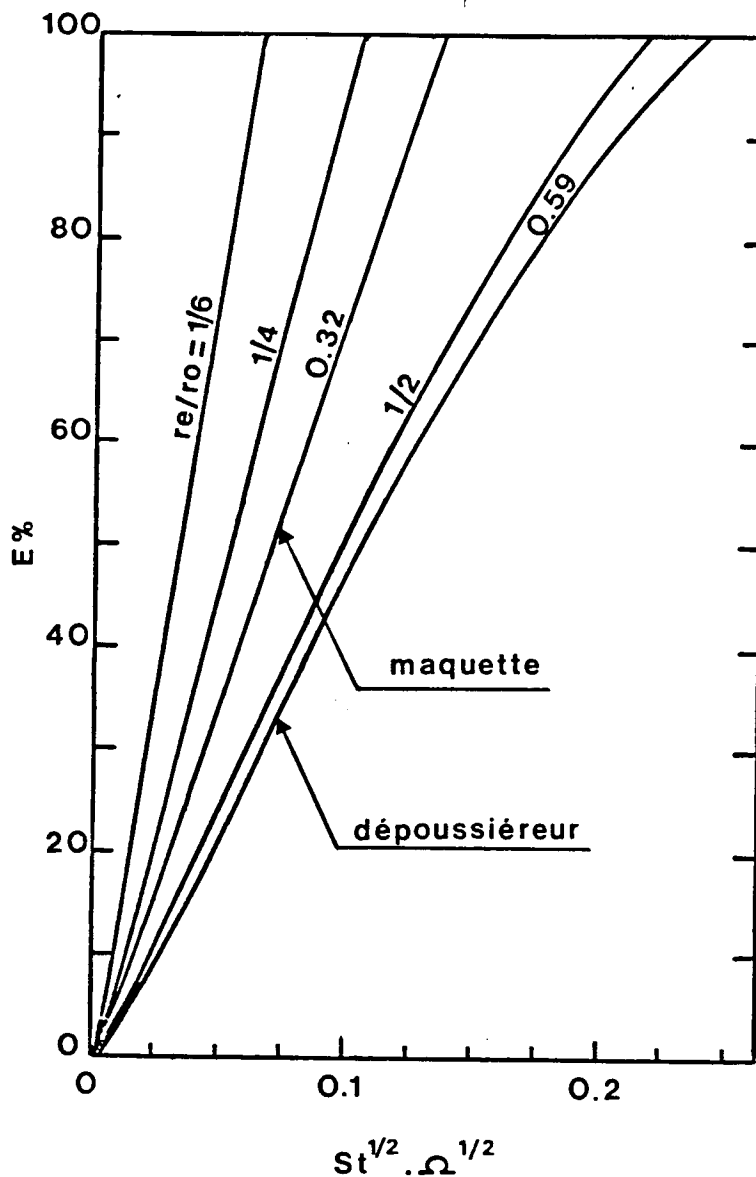


Fig.2.17 - Courbes théoriques d'efficacité intrinsèque calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [2] pour différentes valeurs de re/ro

II.5.3 - Le modèle semi-empirique de Leith et Licht [38]

Rappelons que, dans ce modèle, le rebondissement des particules sur la paroi et les effets de la turbulence sont traduits par une redistribution instantanée des suspensions non collectées dans chaque section droite du cyclone ; la concentration en suspensions y est donc en répartition uniforme.

Pendant l'intervalle de temps dt^* , toutes les particules de diamètre d_i situées dans une section droite du cyclone à la distance dr^* ou moins de

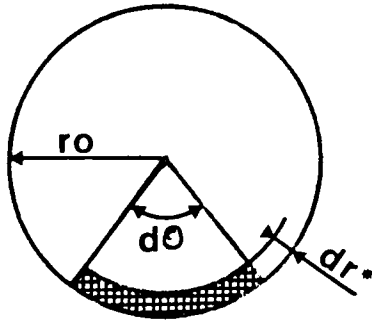


Fig.2.19 - Section droite du cyclone

la paroi et qui sont collectées, se déplacent d'une distance axiale dz^* et tangentielle $r^*.d\theta$ (figure 2.19). La quantité de particules déplacées est donc :

$$- dn_i = c_i (r_0^2 - (r_0 - dr^*)^2) dz^*. d\theta/2$$

où c_i est le nombre de particules par unité de volume du fluide.

La quantité totale de suspensions contenue dans le secteur d'angle $d\theta$ est égale à :

$$n_i = c_i . r_0^2 . dz^* . d\theta/2$$

En négligeant les différentielles du second ordre, la fraction de particules collectées est donc définie comme le rapport :

$$- dn_i/n_i = (2/r_0) (dr^*/dt^*) dt^*$$

Par conséquent, l'efficacité intrinsèque est égale à l'intégrale de cette expression sur un intervalle de temps égal au temps de résidence moyen des particules dans le cyclone.

$$(2.74) \quad E_i = \int_0^t r_- (2/r_0) (dr^*/dt^*) dt^*$$

Cette définition de l'efficacité fait intervenir l'expression lagrangienne de la vitesse radiale du système de particules pouvant être calculée à partir de l'équation (2.27).

Le temps de résidence minimum d'une particule dans le cyclone est défini comme le rapport du volume de l'espace annulaire compris entre le tube de décharge et la paroi cylindrique par le débit volumique :

$$t_{\min} = \pi . S . (r_0^2 - r_e^2) / Q_v$$

Soit V_L le volume du corps du cyclone diminué du volume de la colonne de fluide de diamètre $2.r_e$ située sous le tube de décharge où l'écoulement est ascendant. Le rapport V_L/Q_v représente un temps caractéristique maximum t_{\max} pendant lequel une particule sera susceptible d'être collectée dans son mouvement descendant.

Le temps de résidence moyen t_r peut donc être défini comme la demi-somme de ces deux temps caractéristiques.

$$(2.75) \quad t_r = (t_{\min} + t_{\max})/2 = K_c \cdot r_o^3 / Q_v$$

avec :

$$K_c = \pi \frac{S}{r_o} \left[1 - \left(\frac{re}{r_o} \right)^2 + \frac{\pi}{2} \frac{H-S}{r_o} + \frac{\pi}{6} \frac{H-h}{r_o} \left(1 + \frac{rc}{r_o} + \left(\frac{rc}{r_o} \right)^2 \right) - \frac{\pi}{2} \left(\frac{re}{r_o} \right)^2 \frac{H-S}{r_o} \right]$$

Leith et Licht ont cherché une expression de l'efficacité du cyclone dans le cas où l'écoulement du fluide est modélisé par un vortex semi-libre dans lequel la composante tangentielle de la vitesse est indépendante de la coordonnée axiale et suit une loi du type :

$$v^* \cdot r^{*n} = Cste$$

L'exposant n est donné par la relation $n = D^{0,14} / 2,5$ établie à partir de résultats expérimentaux par Alexander [42].

La vitesse radiale du fluide est supposée indépendante de la coordonnée axiale et très inférieure à celle des particules.

L'efficacité du cyclone donnée par l'intégrale (2.71) a donc pour expression :

$$(2.76) \quad E_i = \exp - 2(C \cdot \Omega \cdot St_i^{(n+1)/2})^{1/2n+2}$$

où $C = (2/\pi)^2 \cdot (r_o/re) \cdot K_c$.

Les courbes d'efficacité $E_i = f((\Omega \cdot St_i)^{1/2})$ sont donc paramétrées par l'exposant n et le coefficient C caractérisant la géométrie du corps du cyclone. Nous avons représenté ces courbes sur la figure 2.20 pour les deux valeurs de l'exposant n correspondant au dépoussiéreur étudié et sa maquette. Ces résultats montrent que l'efficacité est une fonction croissante du paramètre géométrique C . Les variations du diamètre de coupure d_{50} représentées en fonction des différents paramètres sur la figure 2.21 montrent que pour un cyclone de géométrie donnée les paramètres influents sont le nombre de Reynolds Re et Ω lorsque le rapport ρ_s/ρ prend de grandes valeurs.

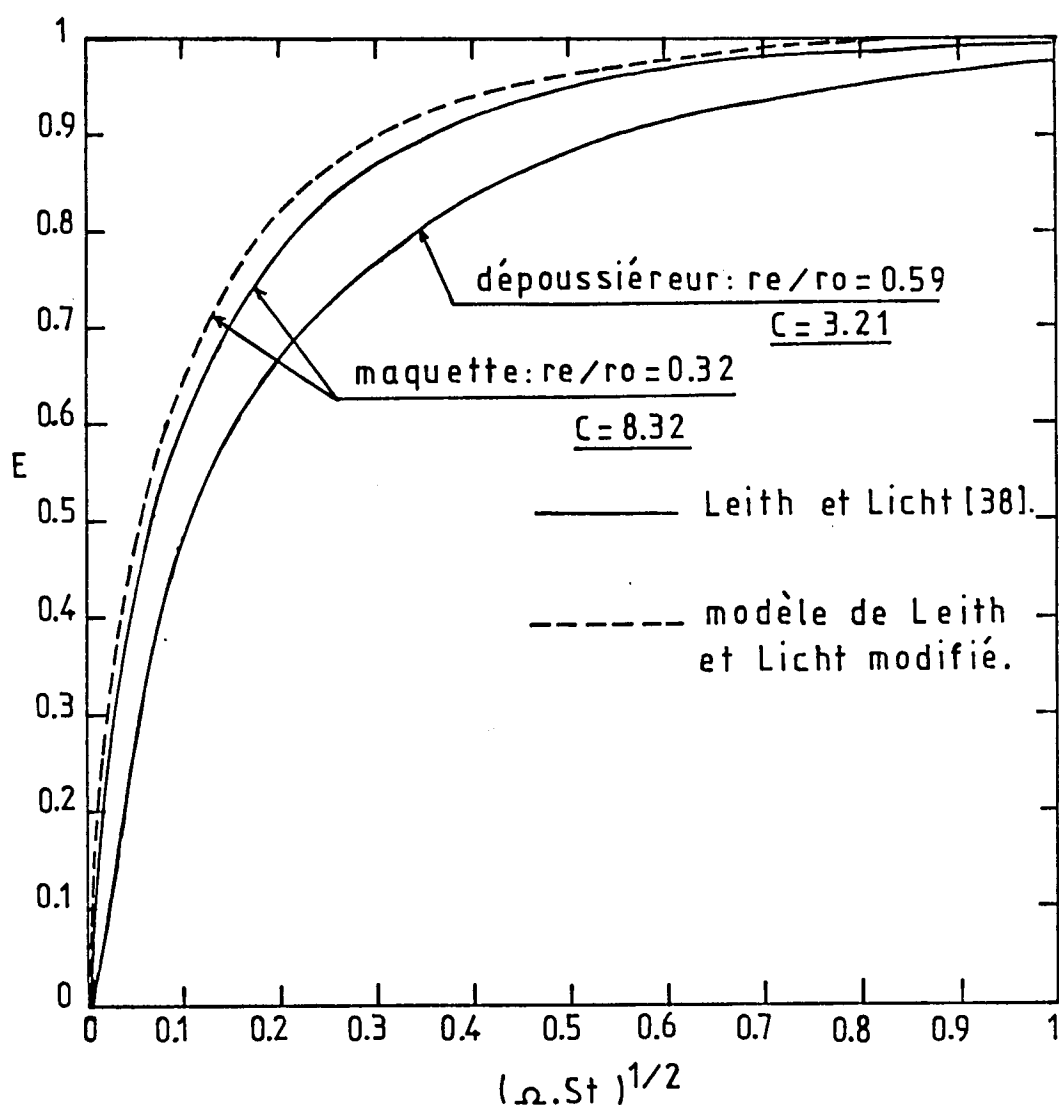
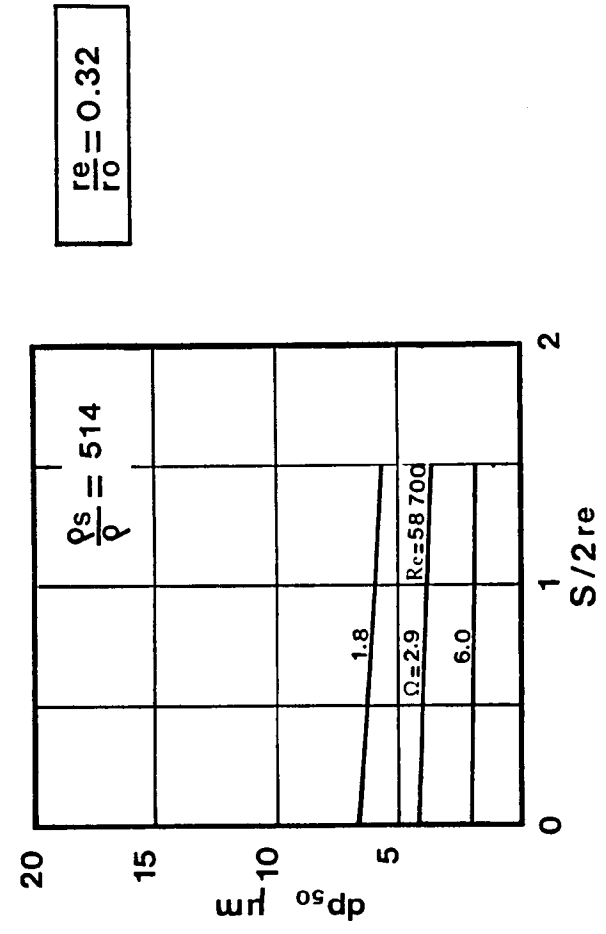
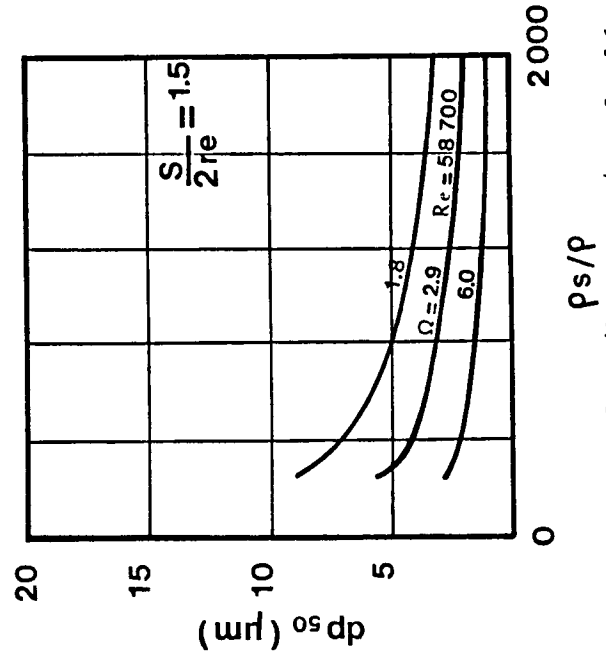
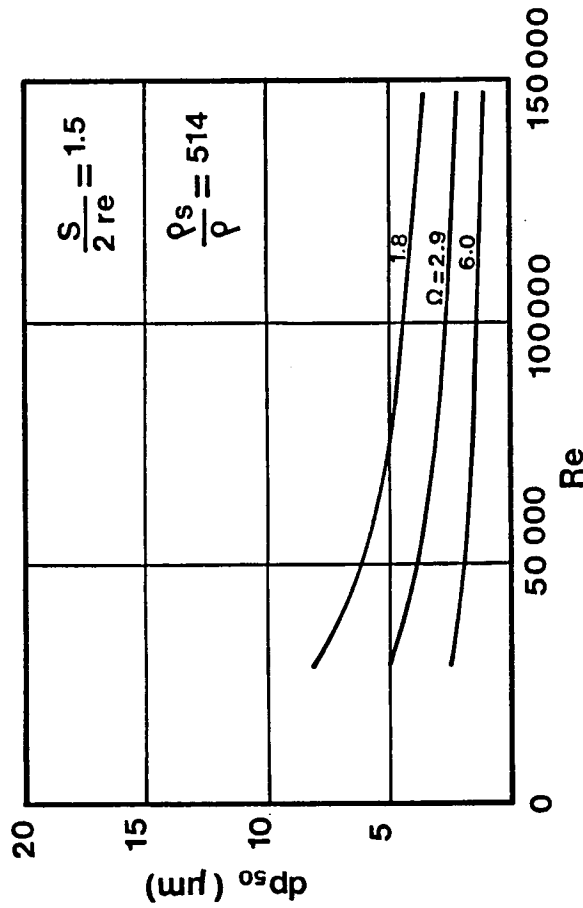
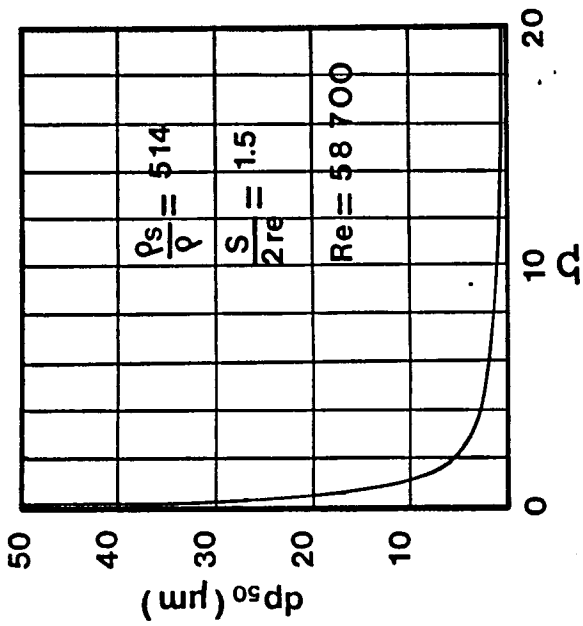


Fig.2.20 - Courbes d'efficacité théorique du dépoussiéreur et de sa maquette calculées d'après le modèle de Leith et Licht [38]

II.5.4 - Modification du modèle de Leith et Licht

Dans la modélisation de Leith et Licht, l'écoulement du fluide est représenté par des expressions empiriques de la vitesse. Cependant, le calcul de l'intégrale (2.74) peut être effectué pour n'importe quelle réalisation connue de l'écoulement dans le cyclone. Nous l'avons donc calculée dans le cas où l'écoulement turbulent est modélisé par la solution analytique de Bloor et Ingham :



$$\frac{re}{ro} = 0.32$$

Fig.2.21 - Variations du diamètre de coupeure théorique d_{50} avec Re , Ω , $S/2re$ et ρ_s/ρ calculé d'après le modèle de Leith et Licht [38]

$$\bar{u} = - \frac{Br^{3/2}}{z^2} \quad , \quad \bar{w} = + \frac{1}{2} Br^{-1/2} (2\phi_0 - \frac{r}{z}) \quad ,$$

$$\text{et} \quad \bar{v}.r = \frac{\int_0^r r \exp(-\frac{2}{5} Re_r r^{5/2}) dr}{\int_0^1 r \exp(-\frac{2}{5} Re_r r^{5/2}) dr}$$

Le calcul des différents termes de l'équation (2.27) en tout point de l'écoulement montre que la composante radiale de la vitesse du fluide peut être négligée. Par conséquent, la vitesse radiale d'une particule est pratiquement indépendante de la coordonnée axiale et le calcul de l'expression Lagrangienne de la vitesse radiale du système de particules est considérablement simplifié.

L'expression Lagrangienne $r^*(a_i, t^*)$ de la position radiale des suspensions émises en $r^* = a_i$ au temps $t^* = 0$ est obtenue en intégrant l'équation :

$$dr^*/dt^* = vp_i^2/r^*$$

entre les instants $t^* = 0$ et t^* par la méthode numérique de Runge-Kutta du quatrième ordre. La position radiale du système de suspensions non collectées est supposée nulle à l'instant $t^* = 0$; l'expression Lagrangienne de sa vitesse est donc égale à la dérivée $dr^*(a_i = 0, t^*)/dt^*$. Les valeurs numériques de cette dérivée, calculées au moyen d'un schéma de dérivation centrale (erreur $\approx \Delta t^{*2}$), permettent ensuite de déterminer une approximation de l'intégrale (2.74) par la méthode des trapèzes.

Les courbes d'efficacité $E_i = f(\Omega.Sti)^{1/2}$ ainsi obtenues sont représentées sur la figure 2.20 pour les deux cyclones étudiés. Elles sont semblables à celles données par la relation de Leith et Licht (2.76) mais fournissent des valeurs de l'efficacité supérieures.

Ces résultats théoriques confrontés aux efficacités expérimentales mesurées à la fois pour le dépoussiéreur et sa maquette permettront de déterminer le modèle le plus adapté ainsi que son domaine d'application.

II.6 - CONCLUSION

Cette étude bibliographique montre l'extrême complexité des mécanismes gouvernant le comportement des suspensions dans les écoulements générés dans les séparateurs cyclonaires. Il semble que l'on ne puisse pas établir, dans l'immédiat, une théorie rendant compte de tous ces phénomènes (structures du coeur du vortex, chocs entre particules et à la paroi, effet de concentration, diffusion turbulente, ...) en raison de leur nombre et de leur connaissance encore trop sommaire.

Les différentes tentatives de modélisation donnent des résultats corrects dans une région limitée de l'écoulement. En ce qui concerne l'écoulement méridien, il est assez bien représenté dans un domaine extérieur au coeur du vortex et aux couches limites par le modèle de Bloor et Ingham [2].

Cependant, dans le cas des cyclones à entrée tangentielle, ce modèle donne des résultats assez éloignés de la réalité pour la composante azimutale de la vitesse.

Les différentes études du comportement de la phase solide présentées dans ce paragraphe sont établies pour des mécanismes physiques différents. Certaines modélisations de l'efficacité sont difficilement exploitables. Il semble que le mécanisme de diffusion turbulente joue un grand rôle dans le mouvement des suspensions. La modélisation de Leith et Licht [38], qui est la plus performante, en tient compte d'une manière très globale. Cependant, dans l'état actuel des connaissances, il est difficile de définir le mécanisme dominant et de quelle manière il est traduit suivant les conditions de fonctionnement d'un cyclone.

Une étude plus approfondie de l'influence des différents paramètres (Re, Ω, St_i et les paramètres géométriques) devraient permettre de définir le champ d'application des modélisations et d'apporter une meilleure connaissance des phénomènes.

Dans le chapitre suivant, nous exposerons le dispositif d'essais du dépoussiéreur étudié et de sa maquette ainsi que les techniques de mesures employées. Les résultats obtenus seront présentés dans le chapitre IV.

CHAPITRE III

DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL ET DES TECHNIQUES DE MESURE

L'objectif de cette étude expérimentale est d'étudier les conditions de fonctionnement d'un cyclone à entrée axiale pour une tranche de granulométrie comprise entre 4 et 10 μm , en apportant une attention particulière aux phénomènes aérauliques existant dans ce type d'appareil. Elle est constituée de deux parties :

- a) - une étude des régimes d'écoulement obtenus pour différentes valeurs des paramètres S/ρ_0 , Re et Ω . Deux méthodes de visualisation sont mises en oeuvre. Les structures de l'écoulement obtenues pour chaque régime sont mises en évidence par une méthode de visualisation par filets colorés, et la composante tangentielle de vitesse est mesurée par chronophotographie au moyen de visualisations par traceurs optiques dans des plans perpendiculaires à l'axe du cyclone. Dans les deux cas, le fluide utilisé est de l'eau. D'autre part, les répartitions de la pression pariétale sont déterminées lors des essais aérauliques.

- b) - L'évaluation des efficacités globale et intrinsèque du dépoussiéreur et de sa maquette pour les différents régimes d'écoulement obtenus ; le fluide est de l'air et la phase solide est constituée de particules de rilsan.

Le montage expérimental est donc conçu pour réaliser des écoulements d'eau ou des écoulements d'air ensemencé de particules dans la maquette. Il est présenté dans le premier paragraphe de ce chapitre ainsi que le dispositif de contrôle des paramètres primaires (débit volumique, concentration des particules, ...).

Le second paragraphe est consacré à la présentation des diverses méthodes de visualisations et de mesures employées, ainsi qu'aux principales caractéristiques de la poussière test.

III.1 - DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL

III.1.1. - La maquette du cyclone

La maquette du dépoussiéreur est représentée sur la planche III.1. Elle comporte successivement, de haut en bas, une chambre annulaire constituée de deux conduits cylindriques coaxiaux dans laquelle le fluide est admis par quatre entrées radiales, un jeu d'aubes directrices fixes vissé sur le conduit central, et la partie du cyclone fabriquée en altuglass, à l'intérieur de laquelle s'effectue la séparation. Son extrémité inférieure débouche dans la boîte de récupération de la phase solide.

Le cyclone est constitué d'une partie cylindrique de 125 mm de diamètre intérieur et d'une section tronconique dont l'angle au sommet est de 20 degrés ; les diamètres des sections supérieure et inférieure de cette dernière sont respectivement 125 et 42 mm. Des orifices de 0,5 mm de diamètre sont ménagés sur une génératrice de la maquette. Reliés à un multimanomètre, ils permettent de mesurer les répartitions de pression pariétale. D'autre part, ils jouent le rôle d'orifices d'injection lors des visualisations par filets colorés. Nous avons reporté leurs coordonnées axiales sur la figure 3.1.

Le fluide s'échappe de la maquette à travers un tube de 40 mm de diamètre qui peut être plus ou moins enfoncé dans le cyclone. Celui-ci est également réalisé en altuglass et coulisse dans le conduit central de la chambre annulaire. Il n'est pas représenté sur la planche photographique III.1

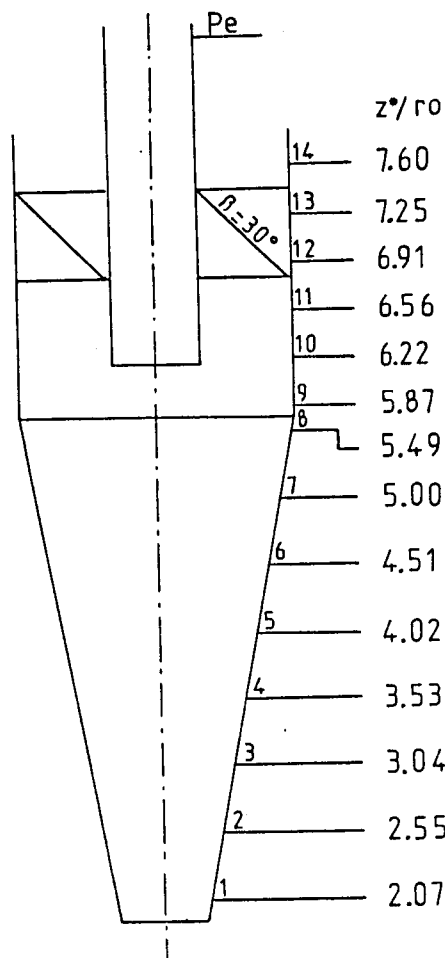


Fig.3.1 - Coordonnées axiales des prises de pression

Ces éléments sont assemblés par un montage entretoise ; la conception entièrement modulaire de cette maquette permet de modifier les caractéristiques géométriques de ses parties et plus particulièrement celles des aubages. Nous en avons réalisés trois, constitués de 6 pales planes et dont les angles de calage sont 10, 20 et 30 degrés. Le jeu de pales à 10 degrés est visible sur la photographie de la maquette présentée sur la planche III.1

Rappelons que les dimensions de cette maquette sont reportées dans le tableau 1.1 du premier chapitre.

III.1.2 - Le dispositif expérimental

Une vue du dispositif permettant de réaliser des écoulements d'air ensemençés de particules dans la maquette du dépoussiéreur est présentée sur la planche III.2. L'air est mis en mouvement par un ventilateur dont les conditions de fonctionnement sont 150 m³/h sous 700 mm d'eau. Le dispositif de contrôle du débit 8 est placé en aval du ventilateur et relié à la canalisation 7. L'air admis dans cette conduite est ensuite mélangé à un jet d'air ensemençé de particules, celui-ci étant obtenu au moyen du lit fluidisé 4. Le mélange est alors introduit dans la boîte de distribution 6 qui alimente les quatre entrées radiales du cyclone. L'air épuré est déchargé de l'appareil dans l'air ambiant à travers le tube 1.

L'assemblage de tous les éléments de ce montage est réalisé au moyen de tubes souples, permettant ainsi de supprimer le dispositif d'ensemencement lors des essais de visualisation en eau. Dans ce cas, le ventilateur est rem-

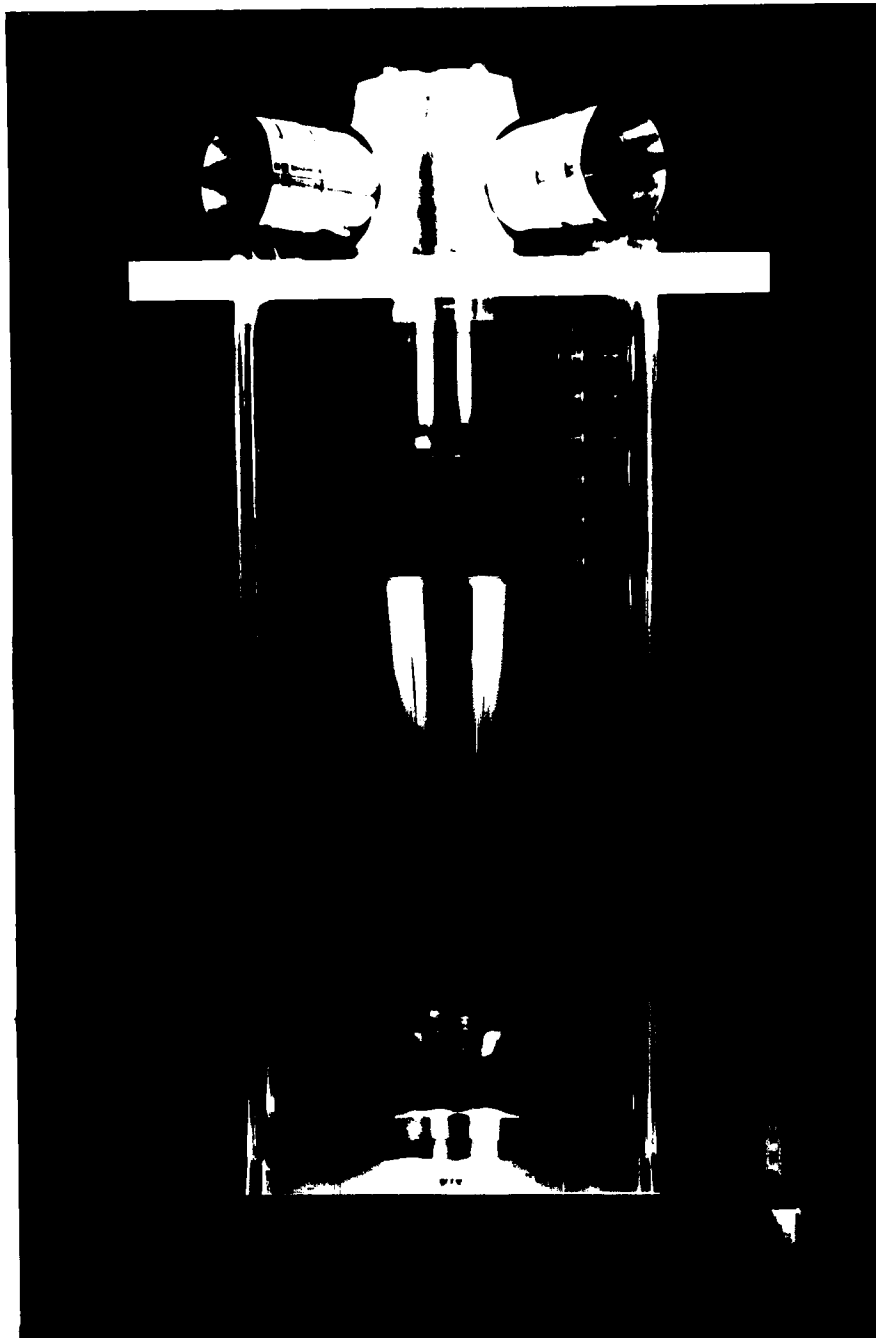


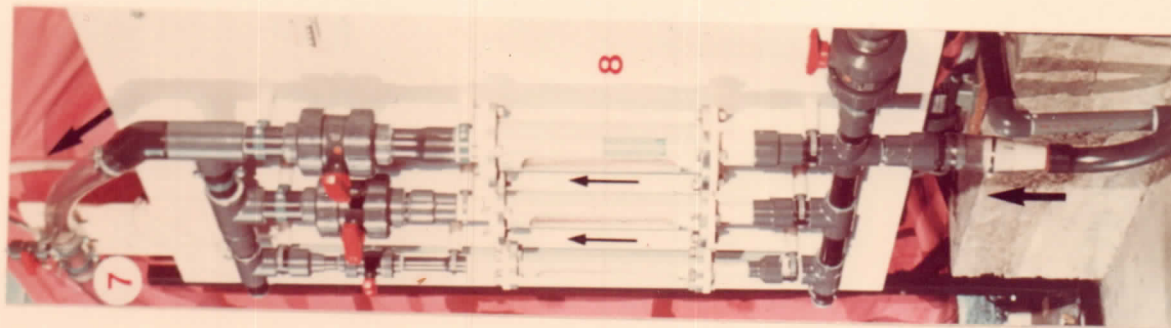
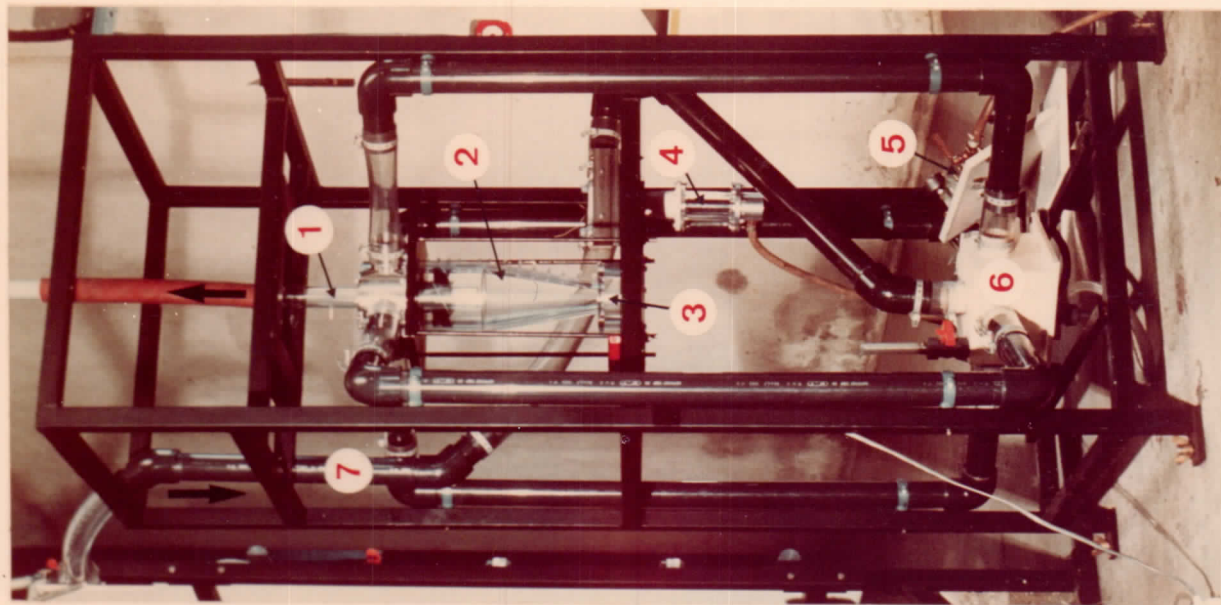
PLANCHE III.1

Maquette du dépoussiéreur.

PLANCHE III.2

Dispositif expérimental :

- 1 Tube de décharge.
- 2 Maquette du dépoussiéreur.
- 3 Boite à poussière.
- 4 Lit fluidisé.
- 5 Alimentation du lit fluidisé.
- 6 Boite d'alimentation du cyclone.
- 7 Conduite d'admission de l'air non ensemencé.
- 8 Dispositif de contrôle du débit: vannes et débitmètres.



placé par un système de pompage classique dans une réserve d'eau, et la boucle d'essais fonctionne en circuit fermé. Le tube de décharge de la maquette débouche dans un réservoir de pressurisation suffisamment grand pour que le fluide qu'il contient puisse être considéré comme un milieu infini immobile ; celui-ci est retourné dans la réserve à travers quatre tubes souples.

Le dispositif de contrôle du débit 8, présenté sur la planche III.2, n'est utilisé que lors des essais de la maquette. Il est constitué de trois débitmètres à section variable montés en parallèle. Le débit du fluide est ajusté au moyen de vannes situées en aval de chaque débitmètre. Une boucle "by-pass" placée en amont retourne une partie du fluide soit dans l'air ambiant, soit dans la réserve d'eau lors des essais de visualisations. Cette boucle a une double fonction ; elle permet de faire fonctionner le ventilateur ou le système de pompage à leur débit nominal et d'isoler le circuit d'alimentation du cyclone.

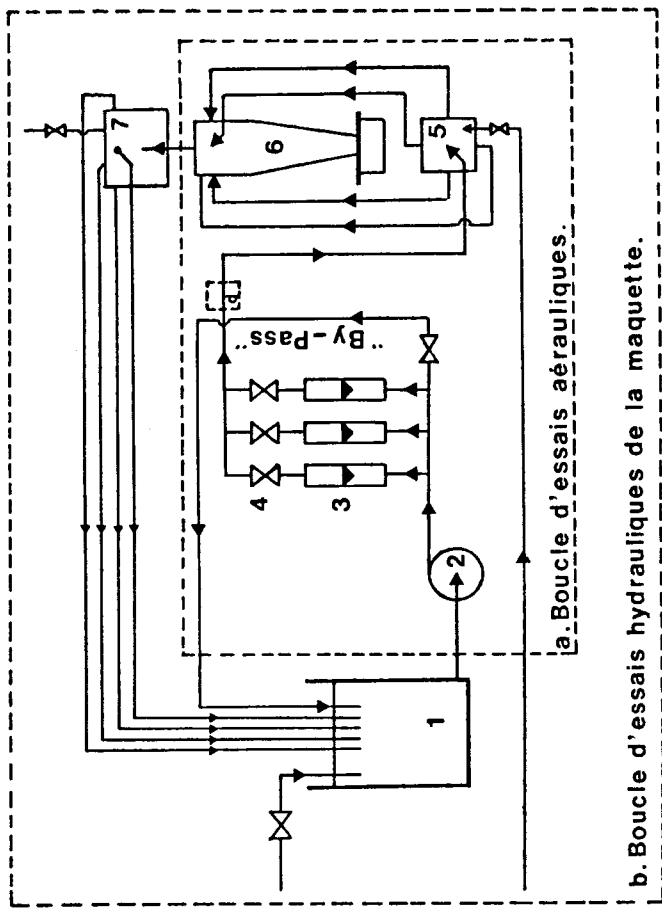
Ce dispositif permet d'ajuster des débits d'air compris entre 1,2 m³/h et 130 m³/h avec une incertitude de l'ordre de 0,2 à 4 m³/h. Lors des essais de visualisation en eau, le débit peut être réglé entre 0,038 m³/h et 4,45 m³/h, l'incertitude étant alors comprise entre 0,006 et 0,15 m³/h.

Lors des essais du dépoussiéreur de la S.A.C.M.E., le ventilateur débite 288 m³/h avec une hauteur de charge de 1,2 m d'eau, et est directement relié à la canalisation 7. Le dispositif de contrôle du débit, placé en amont du ventilateur, est constitué d'un système déprimogène à diaphragme relié à un manomètre à eau. Les autres éléments du montage expérimental sont identiques aux précédents.

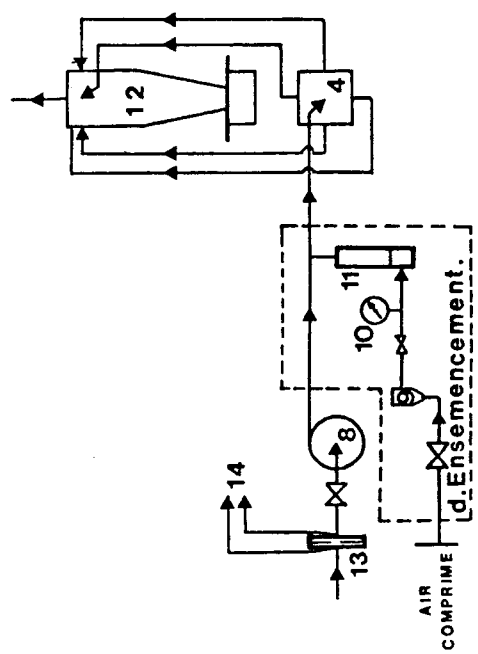
Les schémas des boucles d'essais hydrauliques et aérauliques présentées dans ce paragraphe, sont reportés sur la figure 3.2.

III.1.3 - Le dispositif d'ensemencement de l'écoulement

L'ensemencement de l'écoulement est réalisé au moyen d'un lit fluidisé alimenté par le réseau d'air comprimé (repères 4 et 5 de la planche III.2). L'air comprimé provenant du réseau passe successivement dans un filtre, un manomètre détendeur et un lit fluidisé (fig. 3.2). Le jet d'air ensemené de particules est accéléré dans un convergent avant d'être mélangé au courant



- 1 - Réservoir d'eau
- 2 - Pompe 10 m³ d'eau/h ou ventilateur haute pression 288 m³ d'air/h sous 700 mm d'eau
- 3 - Trois débitmètres à section variable (194, 754 et 3520 litres d'eau/h ou 5,8, 22,5 et 105 m³ d'air/h)
- 4 - Vannes de réglage
- 5 - Boite de distribution
- 6 - Maquette du dépoussiéreur
- 7 - Cuve de pressurisation
- 8 - Ventilateur 450 m³ d'air/h
- 9 - Filtre à air
- 10 - Manomètre détendeur
- 11 - Lit fluidisé
- 12 - Dépoussiéreur
- 13 - Diaphragme
- 14 - Manomètre à eau



c. Dispositif d'essais du dépoussiéreur.

fig. 3.2

d'air frais. Le lit fluidisé est constitué de 47 % de particules de rilsan et 53 % de billes de verre dont le diamètre est compris entre 90 et 150 μm . Ce sont des pourcentages en poids et la masse totale du lit fluidisé est égale à 150 g.

Les particules de rilsan ont une masse volumique égale à 1115 kg/m^3 et une répartition granulométrique reportée sur la figure 3.3. Celle-ci s'étale de quelques μm à 63 μm et présente un maximum aux environs de 3 μm . Cette phase solide a été choisie pour sa granulométrie et sa masse volumique proches de celles des cendres volantes contenues dans les fumées. Sa granulométrie est déterminée par la méthode de mesure présentée dans le paragraphe III.2.3 de ce chapitre.

La vitesse de l'air dans le lit fluidisé est ajustée à une valeur comprise entre les vitesses minimum d'entraînement des particules de rilsan et des billes de verre. Par conséquent, ces dernières restent dans le lit fluidisé et seules les particules de rilsan sont entraînées dans le courant d'air frais. Le débit volumique de l'air traversant le lit fluidisé ne constitue que quelques pour-cents du débit total et peut être négligé. En ce qui concerne le débit massique de la phase solide introduite dans le courant d'air frais, il dépend essentiellement de la perte de pression ΔP_ℓ entre les sections d'entrée et de sortie du lit fluidisé [55]. Dans une section de l'écoulement située légèrement en aval de la zone de mélange des jets d'air frais etensemencé, la concentration massique C de la phase solide est égale au rapport de son débit massique au débit volumique Q_v du fluide traversant l'installation. Elle dépend donc du débit Q_v et de la perte de pression ΔP_ℓ due au lit fluidisé.

Nous avons mesuré les variations de ΔP_ℓ avec le débit volumique Q_v pour une valeur moyenne de la concentration égale à 32,8 g/m^3 et les valeurs de Ω égales à 6,0 et 2,9. Ces résultats, reportés sur la figure 3.4, font apparaître une loi de variation linéaire de ΔP_ℓ avec Q_v , indépendante de Ω et des écarts de concentration de l'ordre de 5 g/m^3 . Précisons que la masse de la phase solide introduite dans l'écoulement est déterminée par pesée.

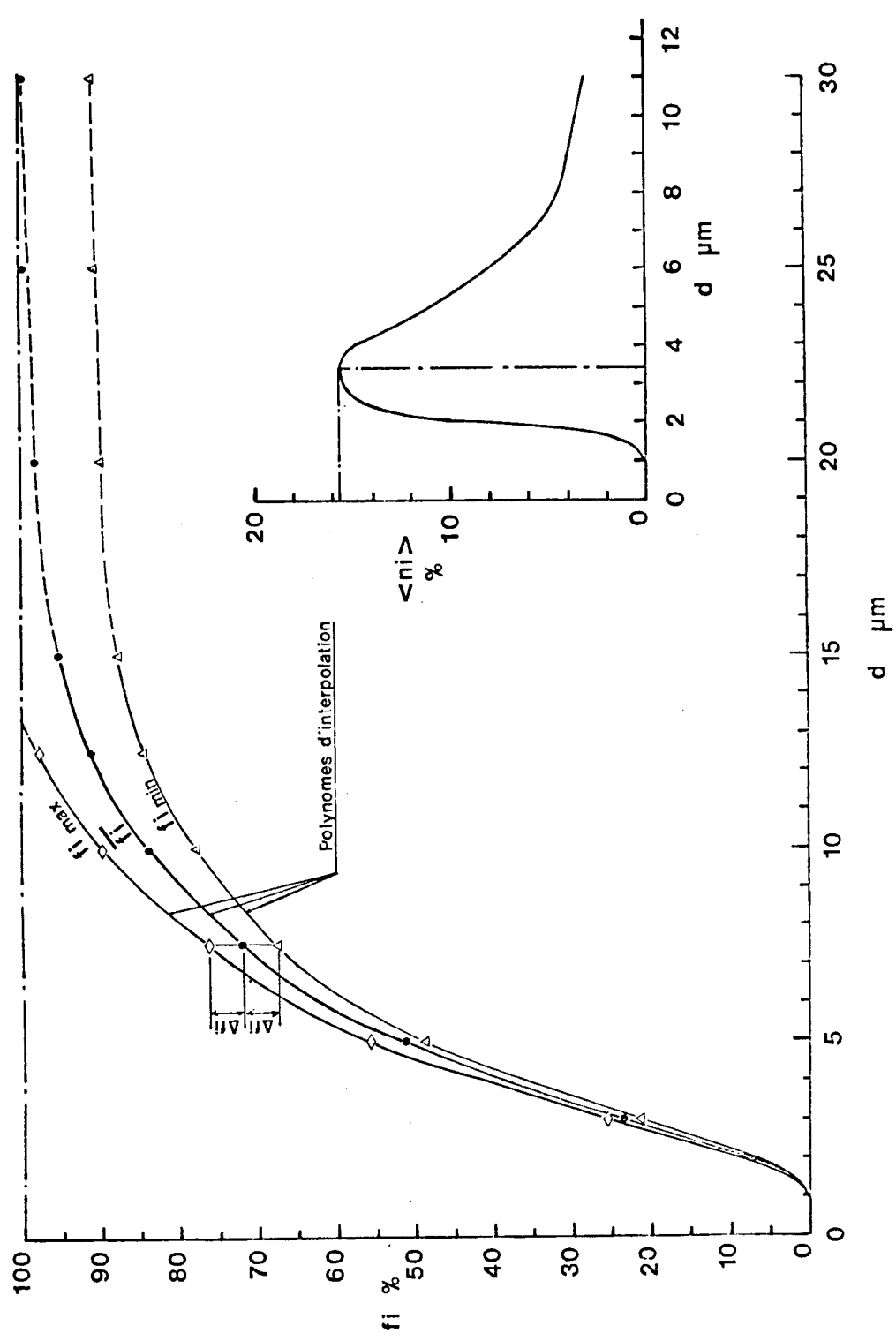


Fig.3.3.3 - Courbe de granulométrie de la poussière test

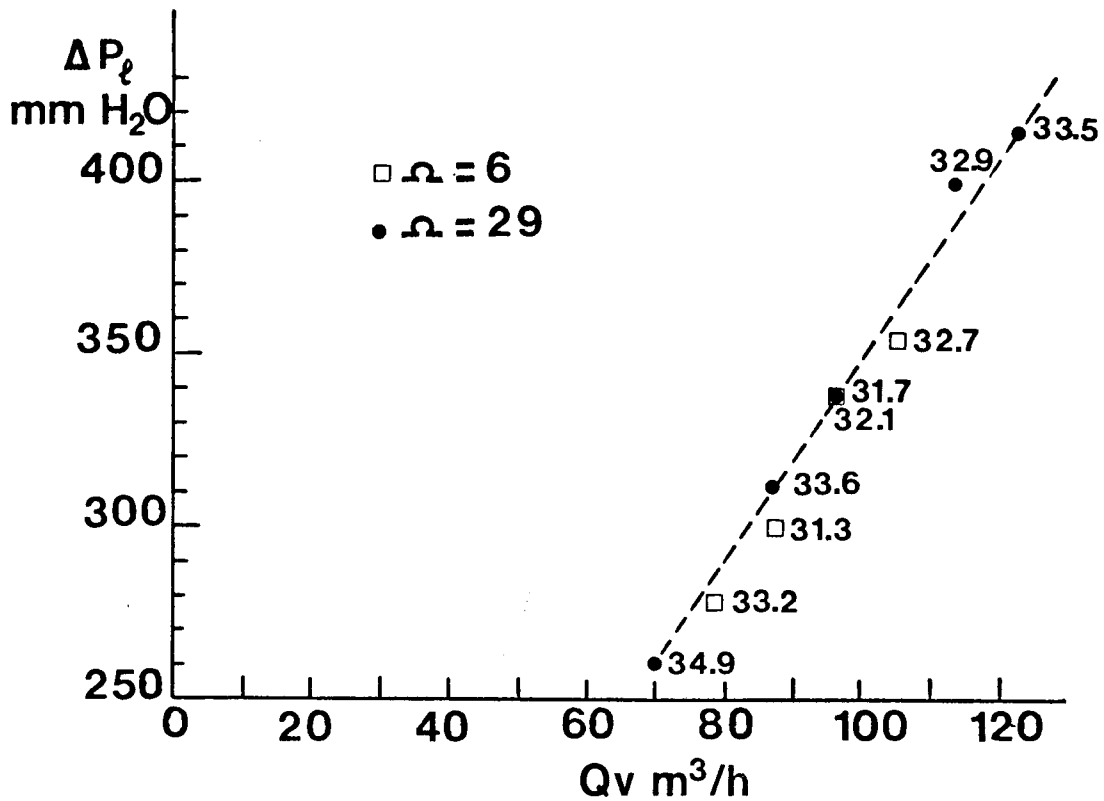


Fig.3.4 - Courbe d'étalonnage du lit fluidisé

Les mesures des efficacités globale et intrinsèque ont été réalisées pour cette valeur moyenne de la concentration. La courbe $\Delta P_\ell = f(Q_v)$ indique la valeur à laquelle il faut ajuster la différence de pression mesurée entre les sections d'entrée et de sortie du lit fluidisé pour un débit Q_v donné. Les essais ne sont validés que lorsque l'écart entre la concentration mesurée et la valeur moyenne $C = 33 \text{ g/m}^3$ n'excède pas 5 g/m^3 . La concentration en particules dans la section d'entrée du cyclone est différente de cette valeur en raison de la déposition dans les canalisations du dispositif expérimental qui devient importante pour les faibles valeurs du débit Q_v ; les moyens d'essais utilisés ne permettent pas de la contrôler de manière précise. La déposition devient négligeable lorsque le débit Q_v prend des grandes valeurs ; dans ce cas, la concentration mesurée est proche de la concentration effective à l'entrée du cyclone. Cependant, celle-ci prend des valeurs suffisamment faibles pour que l'on puisse négliger son influence sur l'efficacité.

En ce qui concerne la granulométrie des particules déposées, quelques mesures réalisées sur des échantillons prélevés en différents endroits de la boucle d'essais montrent qu'elle est sensiblement la même que celle de la poussière test. Par conséquent, nous considérerons que cette dernière est identique à celle des particules dans la section d'entrée du cyclone. Son contrôle est particulièrement délicat et nécessite des mesures "in situ".

L'étude des variations de l'efficacité du cyclone avec l'humidité relative de l'air n'a pas été envisagée. Son influence est probablement loin d'être négligeable lorsqu'elle prend de très grandes valeurs. Dans notre cas elle est proche de celle de l'air ambiant et peut être considérée pratiquement constante pendant la campagne d'essais de la maquette.

III.2 - DESCRIPTION DES TECHNIQUES EXPERIMENTALES

III.2.1 - Techniques de visualisation

Rappelons que deux techniques de visualisation sont utilisées. Elles sont réalisées lors des essais hydrauliques, la similitude respectée étant celle de Reynolds.

Les différentes structures de l'écoulement sont visualisées pour différents régimes par la méthode des filets colorés. Ceux-ci sont injectés au sein de l'écoulement au moyen d'aiguilles hypodermiques introduites dans les prises de pression (fig. 3.1). Pour éviter les problèmes posés par la dispersion due à la turbulence et la force centrifuge, nous avons choisi un lait coloré de grande viscosité et de densité proche de celle de l'eau. Ainsi, les filets suivent les lignes d'émission des particules fluides dans l'écoulement.

L'enregistrement et la restitution de ces visualisations sont réalisés au moyen d'un système vidéo et d'un appareil photographique 24/36.

Lors du dépouillement, nous avons été amenés à effectuer des corrections sur les mesures du rayon r_c du coeur du vortex, pour tenir compte des effets dioptiques dus à l'eau et la paroi du cyclone. En effet, ce dioptre donne une image des structures de l'écoulement dans un plan méridien, légèrement déformée dans la direction radiale ; sur les visualisations, on mesure la coordonnée radiale r^* de l'image M' d'un point M situé à la distance $r^* - dr^*$

de l'axe du cyclone. La valeur de dr^* est une fonction de r^* pouvant être déterminée en utilisant les lois classiques de l'optique géométrique. Nous avons développé une méthode de calcul présentée dans l'Annexe 2 et qui n'est valable, en toute rigueur, que dans la partie cylindrique du cyclone. Cependant, elle donne des résultats largement suffisants dans le cône collecteur lorsque l'approximation des petits angles est applicable à son demi-angle au sommet ($\phi_0 < 10$ degrés). Les corrections obtenues sont confirmées expérimentalement en introduisant une mire dans le plan méridien de l'écoulement.

L'écoulement dans un plan horizontal du cyclone est visualisé par traceurs optiques dans une tranche lumineuse. Ces visualisations sont utilisées pour mesurer la composante tangentielle de vitesse par chronophotographie. Cette méthode de mesure est décrite dans le paragraphe suivant.

Les tranches lumineuses sont réalisées au moyen d'un laser de 3 watts et d'un système optique représenté schématiquement sur la figure 3.5

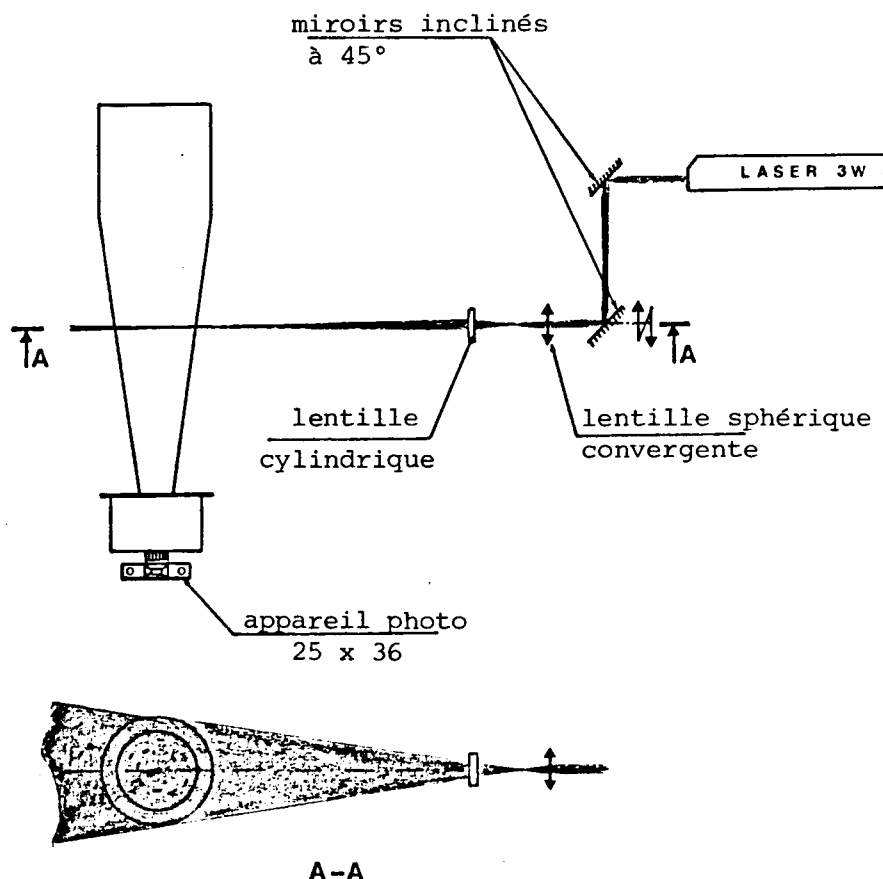


Fig.3.5 - Dispositif optique permettant de réaliser des plans lumineux

Le rayon est renvoyé sur l'axe optique du système constitué des deux lentilles par deux réflexions successives sur des miroirs inclinés à 45 degrés. Les deux lentilles convergentes sphérique et cylindrique sont solidaires d'un banc monté sur un système de déplacements micrométriques vertical et horizontal. Celui-ci permet d'aligner les axes optiques des différents éléments du système et d'ajuster la position verticale de la tranche lumineuse. Le point de convergence des rayons issus de ce système optique est localisé sur l'axe du cyclone. Le plan ainsi réalisé est d'épaisseur pratiquement constante (de l'ordre de 2 mm) sur 130 mm.

Les photographies sont réalisées au moyen d'un appareil 24/36 équipé d'un objectif grand angulaire. Ce dernier est appliqué sur le fond plan de la boîte de récupération des particules.

III.2.2 - Mesure de la composante tangentielle de vitesse

La composante tangentielle de vitesse v est mesurée par chronophotographie dans plusieurs plans horizontaux de l'écoulement dans la maquette. Cette méthode de mesure donne une bonne évaluation de cette composante dans la mesure où elle est très supérieure aux composantes radiale et axiale ($u \ll w \ll v$). Les photographies sont prises pour les valeurs de la vitesse d'obturation égales à $1/125e$ et $1/250e$.

L'ensemencement de l'écoulement est particulièrement délicat en raison des effets centrifuges ; la masse volumique des traceurs doit être proche de celle de l'eau. Nous avons choisi des particules de rilsan de masse volumique $1,115 \text{ Kg/l}$. Leur forme sphérique et leur couleur blanche leur confère un bon pouvoir réflecteur.

Ces mesures sont réalisées avec une précision inférieure à 10 %. Les incertitudes sont essentiellement dues aux erreurs commises sur la mesure de la longueur de la trajectoire d'une particule.

III.2.3 - Mesure de la pression pariétale

Les mesures de la pression pariétale sont réalisées sans ensemencement. Les prises de pression sont des orifices de 0,5 mm de diamètre percés perpendiculairement à la paroi de la maquette. Elles sont reliées à un multimanomètre à alcool incliné de 30 degrés par rapport à l'horizontal.

Ces mesures sont réalisées avec une incertitude comprise entre 3 % et 13 % suivant les valeurs des paramètres.

Quelques mesures ont été effectuées lorsque l'écoulement est réalisé avec de l'eau, pour vérifier la similitude respectée. Dans ce cas, les prises de pression sont reliées à un multimanomètre à eau vertical et pressurisé ; la pression de pressurisation est mesurée au moyen d'une colonne de mercure.

III.2.4 - Mesure de granulométrie

Le calcul de l'efficacité intrinsèque, dont l'expression est présentée dans le premier chapitre (§. I.1), fait intervenir la granulométrie des particules collectées et introduites dans le cyclone. Pour la calculer, nous avons considéré que le nombre total de particules introduites dans le cyclone (N_i) est très grand, afin d'appliquer les méthodes statistiques classiques. Il en est de même pour les particules collectées dont le nombre total est N_c . Nous avons considéré que les suspensions sont toutes de forme sphérique et ont la même masse volumique ρ_s . Dans ce cas particulier, on peut les caractériser par leurs diamètres d et une loi répartition $f(d)$. Nous les avons déterminés par une méthode de comptage statistique.

Plusieurs échantillons sont prélevés dans le lit fluidisé et la boîte de récupération des suspensions pour une même expérience. Ils sont supposés représenter l'ensemble des populations des particules N_i et N_c . Si N est le nombre de particules contenues dans un échantillon dans lequel n est le nombre de particules comprises entre d et $d + \delta d$, le rapport n/N peut être écrit sous la forme :

$$n/N = f(d) \cdot \delta d$$

où $f(d)$ est la fonction de distribution des diamètres des particules. Celle-ci est considérée continue et caractérise leur granulométrie.

Le rapport n/N est la probabilité pour que le diamètre d'une particule prise au hasard dans l'échantillon soit compris entre d et δd . La fonction $f(d)$ est donc une densité de probabilité et l'intégrale $\int_0^{\infty} f(d) \cdot \delta d$ est égale à l'unité.

La granulométrie des suspensions peut être représentée par la courbe de fréquence cumulée $F(d) = \int_0^{\infty} f(x).dx$ appelée courbe granulométrique. Pour la déterminer, il faut donc compter le nombre de Particules dont le diamètre est inférieur à d dans l'échantillon de taille N . En réalité, on compte le nombre de particules comprises entre d_j et $d_j + \Delta d$, j représentant une classe de suspensions et Δd un intervalle pouvant varier suivant j . Le rapport de ce nombre de particules à la taille de l'échantillon N est noté n_j ou n_c suivant que l'on considère les particules introduites dans le cyclone ou celles qui sont collectées. Nous avons déterminé ce rapport pour plusieurs échantillons et les différentes classes présentées dans le tableau 3.6.

Classes j	1	2	3	4	5	6
$d_j/d_j + \Delta d$ (μm)	0/3	3/5	5/7.5	7.5/10	10/12.5	12.5/15

Classes j	7	8	9	10	11	12
$d_j/d_j + \Delta d$ (μm)	15/20	20/25	25/30	30/35	35/40	40/45

Fig.3.6 - Différentes classes de particules contenues dans un échantillon

Dans la mesure où les échantillons représentent les populations totales N_i et N_c , $n_{i,j}$ et $n_{c,j}$ sont également les pourcentages de particules de classe j contenues dans N_i et N_c .

Plusieurs déterminations de $n_{i,j}$ et $n_{c,j}$ sont donc réalisées pour une même population. Leurs valeurs moyennes $\langle n_{i,j} \rangle$ et $\langle n_{c,j} \rangle$ et leurs incertitudes sont calculées en utilisant une méthode rapide d'interprétation statistique appliquée aux petites séries de mesures, mise au point par Fugain et Michaut [54].

Lorsque le nombre de mesures est compris entre 2 et 10, cette méthode présente l'intérêt d'être extrêmement rapide et de fournir une estimation de l'écart type plus exacte que la somme des carrés d'une méthode conventionnelle, car elle n'est pas biaisée. Les valeurs moyennes $\langle ni_j \rangle$ et $\langle nc_j \rangle$ et leurs écarts types sont calculés à partir du nombre de déterminations et de l'étendue de la série de mesures qui est égale à l'écart entre la plus petite et la plus grande des valeurs mesurées. L'utilisation de cette méthode est très courante et universellement utilisée dans les laboratoires de contrôle de la qualité de la plupart des industries automobiles.

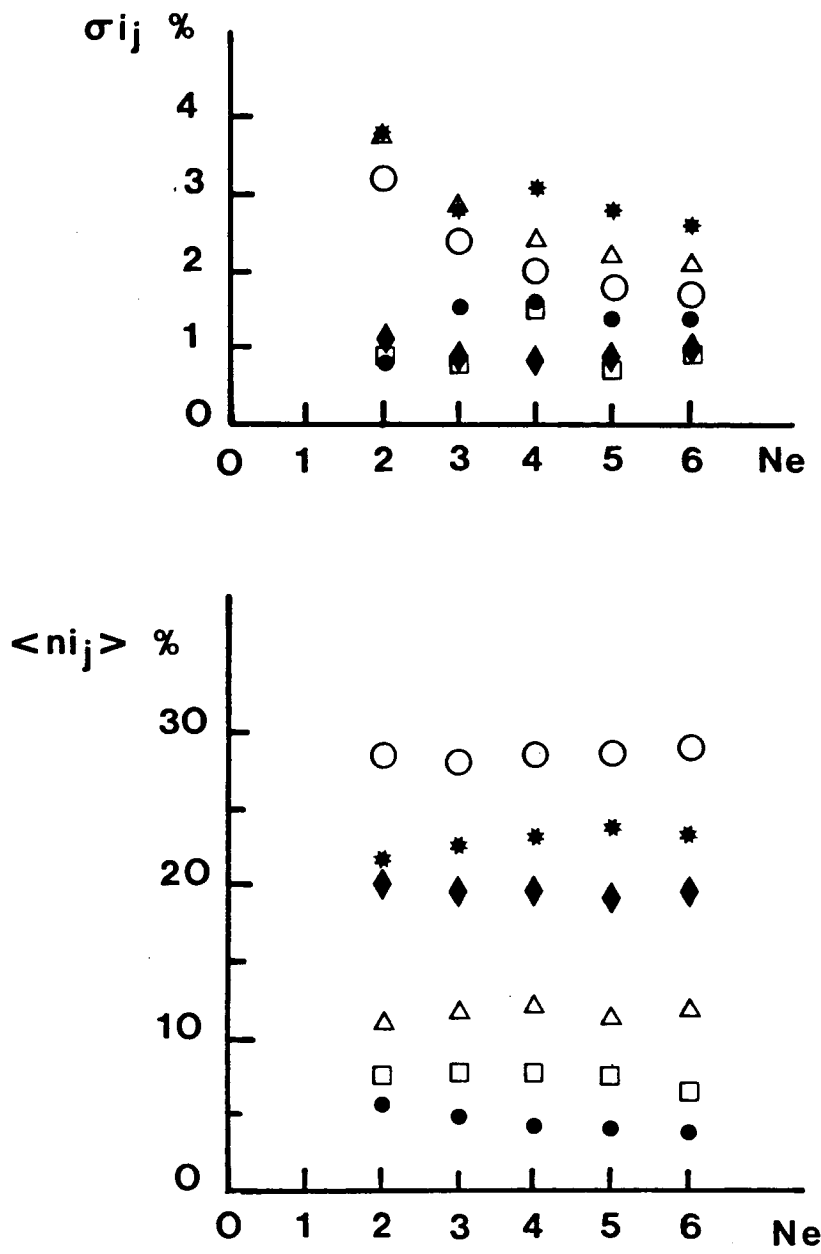
Les valeurs de $\langle ni_j \rangle$ et $\langle nc_j \rangle$ déterminées pour toutes les classes de particules permettent de calculer plusieurs points de la courbe de granulométrie moyenne des particules introduites dans le cyclone, et collectées.

$$\bar{f}_c(d_{j+1}) = \sum_{k=1}^j \langle nc_k \rangle, \quad \bar{f}_i(d_{j+1}) = \sum_{k=1}^j \langle ni_k \rangle$$

Les répartitions des diamètres des particules $nc(d)$ et $ni(d)$ sont ensuite déterminées en dérivant les polynômes d'interpolation passant par les points $f_c(d_j)$ et $f_i(d_j)$.

Les échantillons prélevés sont étalés sur une plaque de verre puis photographiés à travers un système de reproduction microphotographique. Le comptage des particules contenues dans les différentes classes est effectuée sur la projection des diapositives ainsi obtenues. Nous avons défini le diamètre d'une particule comme le diamètre du cercle dont la surface est égale à celle de son image sur la projection de la diapositive. Sa mesure est réalisée au moyen d'une mire photographiée avec le système de reproduction. Cette méthode de comptage est particulièrement délicate et fastidieuse ; il est difficile d'apprécier le diamètre des particules lorsqu'il est proche de d_j ou $d_j + \Delta d$ et d'évaluer l'erreur introduite lors de sa mesure.

Les mesures de $\langle nc_j \rangle$ et $\langle ni_j \rangle$ sont entachées d'une erreur statistique qui dépend de l'écart type et du nombre d'évaluation (Nc). Les intervalles de confiance de ces mesures sont déterminés au moyen de la loi de Student avec la probabilité de contenir les vraies valeurs de la moyenne égale à 90 %. Les variations des valeurs de la moyenne $\langle ni_j \rangle$ et de son écart type σ_{i_j} avec le



Classes	1	2	3	4	5	6
Symboles	*	○	◆	△	□	●

Fig.3.7 - Variations de $\langle n_{ij} \rangle$ et σ_{ij} avec le nombre d'évaluations N_e

nombre d'évaluations de la granulométrie de la poussière test sont reportées sur la figure 3.7. La valeur moyenne est pratiquement indépendante du nombre de déterminations. Quant à l'écart type, il décroît avec le nombre de déterminations puis tend vers une valeur pratiquement constante lorsque ce dernier devient supérieur à 4.

Les valeurs moyennes de $n_{i,j}$ et $n_{c,j}$ sont déterminées pour 4 évaluations de la granulométrie des échantillons prélevés dans le lit fluidisé ou la boîte à poussière.

III.3 - CONCLUSION

Le dispositif expérimental décrit dans ce chapitre permet de réaliser des visualisations et des mesures d'efficacité pour plusieurs valeurs des paramètres St , Re , Ω et S/ro . Les gammes de valeurs du nombre de Reynolds et de Ω obtenues pour les trois angles de calage des pales (10,20 et 30 degrés), et pour les différents types d'essais sont reportées dans le tableau 3.8.

β de	Ω	ESSAIS DIPHASIQUES	ESSAIS HYDRAULIQUES
10	1.8	16 100 à 53 800	12 000 à 31 800
20	2.9	16 100 à 69 200	12 000 à 32 500
30	6.0	16 100 à 76 000	12 000 à 29 000
Incertitude $\Delta Re/Re$		3 % à 15 %	3 % à 15 %

Tableau 3.8 - Plages de valeurs du nombre de Reynolds

Les gammes de valeurs du nombre de Reynolds, pour lesquelles sont mesurées les efficacités globale et intrinsèque de la maquette (essais diphasiques), encadrent les valeurs couramment utilisées dans la plupart des applications industrielles.

En ce qui concerne les visualisations, les valeurs maximales du nombre de Reynolds possibles sont deux fois plus petites que dans le cas précédent ;

Celles-ci sont limitées par le dispositif de contrôle du débit, et par les phénomènes de cavitation intervenant lorsque $\Omega = 6.0$. Cependant, ce sont des valeurs suffisamment proches de celles utilisées dans bien des installations de dépoussiérage.

Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 - INTRODUCTION

Dans le second chapitre, nous avons vu que les écoulements diphasiques générés dans les cyclones sont caractérisés par des structures relativement complexes. Celles-ci sont bien souvent de nature instable et surtout tributaires des conditions expérimentales pour lesquelles elles ont été observées, en particulier les conditions d'entrée. La plupart de ces résultats ont été obtenus dans le cas des cyclones à entrées tangentielles fonctionnant dans des conditions assez éloignées de celles des appareils à entrée axiale usuels. Ces résultats apportent de précieux renseignements sur l'allure générale de l'écoulement des deux phases, mais ne permettent pas de prévoir l'évolution des différentes structures et les performances d'un appareil à entrée axiale en fonction des principaux paramètres de l'écoulement. Ce genre de prévision constitue le but principal de notre étude expérimental, dans le cas de la maquette et pour les gammes de valeurs des paramètres présentées dans le chapitre précédent.

Le but de cette étude consiste à rechercher les conditions optimales de fonctionnement de cette maquette en faisant varier à la fois l'enfoncement du tube de décharge, le nombre de Reynolds et le rapport de la quantité de mouvement angulaire dans la section d'entrée à la quantité de mouvement axiale dans le tube de décharge. Rappelons que ce rapport est traduit par un paramètre géométrique tenant compte de l'angle de calage des pales. A notre connaissance, aucune étude n'a été réalisée dans ce sens ; les différentes études des conditions de fonctionnement de ce type d'appareil ont été réalisées pour une valeur unique de ce dernier paramètre.

Les résultats expérimentaux concernant l'écoulement du fluide en l'absence des suspensions sont présentés dans le premier paragraphe de ce chapitre. Nous les avons comparés à ceux obtenus avec le modèle de Bloor et Ingham [2]. Ils permettent ainsi de déterminer le domaine de validité de ce modèle théorique pour les gammes de valeurs des paramètres présentées dans le chapitre précédent. D'autre part, une partie de ce premier paragraphe est consacrée à l'étude de la stabilité du vortex généré dans la maquette du dépoussiéreur.

Les mesures des efficacités globale et intrinsèque du dépoussiéreur et de sa maquette font l'objet du second paragraphe. Leurs valeurs expérimentales sont comparées aux valeurs théoriques calculées d'après les modèles de Bloor et Ingham [2], de Leith et Licht [38] et le modèle modifié de ces deux derniers auteurs. D'autre part, une partie de ce paragraphe est consacrée aux résultats expérimentaux concernant le comportement des suspensions le long de la paroi de la maquette.

IV.4 - ETUDE DU MOUVEMENT DU FLUIDE EN L'ABSENCE DE SUSPENSIONS

IV.2.1 - Visualisations de l'écoulement dans la maquette

L'objet de ces visualisations est de vérifier la structure de l'écoulement prévue par le modèle théorique de Bloor et Ingham [2] et de mettre en évidence les différents régimes d'écoulement dans le coeur du vortex, obtenus suivant les valeurs des paramètres Re , Ω et S/ro . Elles sont de deux types :

- visualisations par filets colorés
- visualisations par traceurs optiques dans des plans lumineux perpendiculaires à l'axe du cyclone.

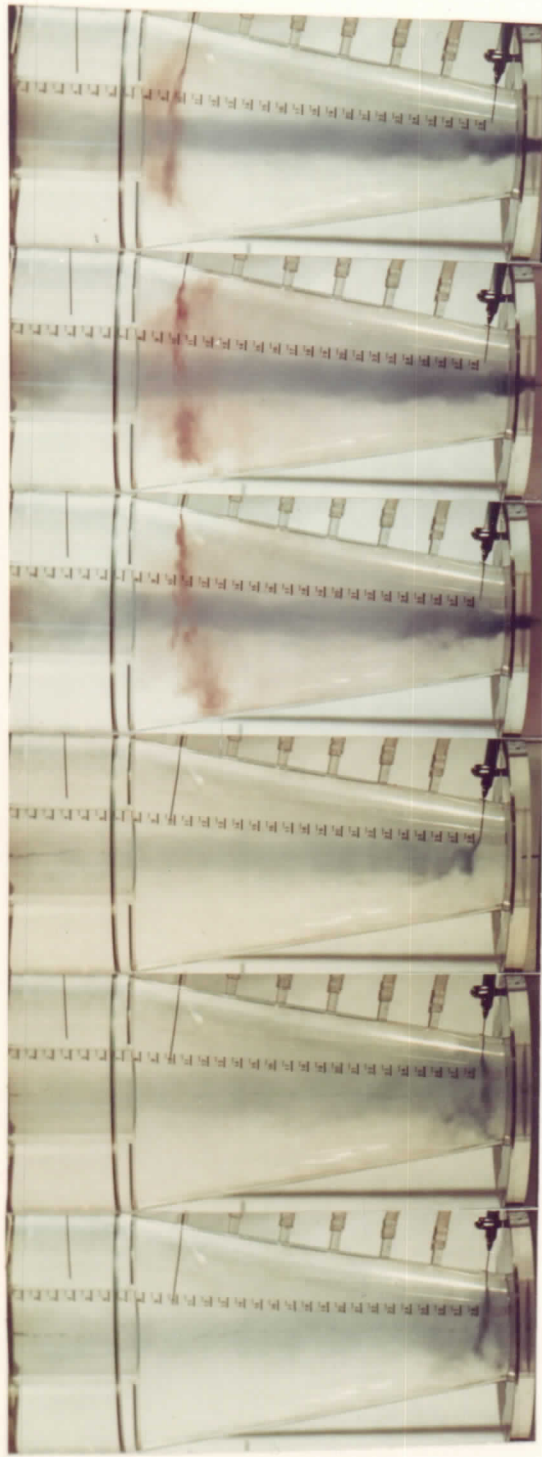
Ces dernières permettent de mesurer la composante tangentielle de vitesse par chronophotographie dans plusieurs sections de la maquette.

Les séries de photographies présentées sur les planches IV.1, IV.2 et IV.3 illustrent les différents régimes d'écoulement observés dans la maquette du dépoussiéreur au moyen des filets colorés. Des filets de couleur rouge sont injectés en plusieurs positions radiales par trois aiguilles hypodermiques perpendiculaires à une génératrice du cyclone et un filet de couleur bleue est

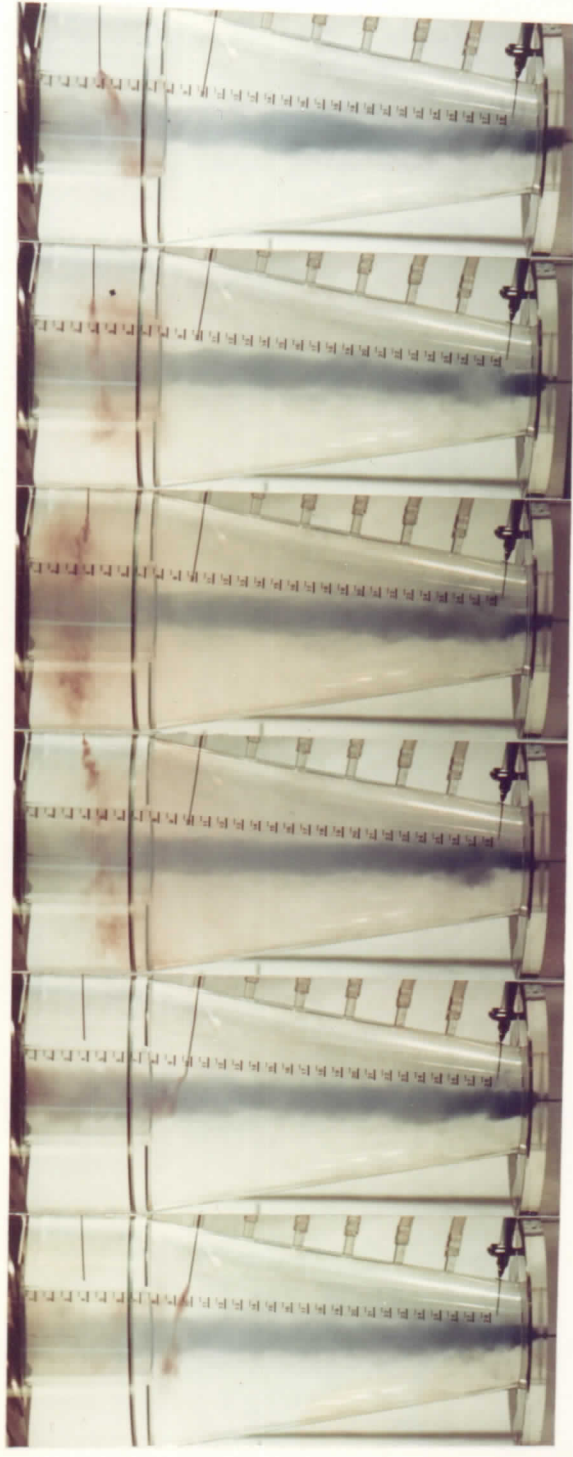
introduit sur l'axe du vortex au moyen d'une aiguille implantée sur le fond de la boîte à poussière. Les filets colorés ont une densité proche de celle de l'eau et, par conséquent, suivent de manière convenable l'écoulement dans la maquette.

Les photographies présentées sur la planche IV.1 sont obtenues pour $Re = 31800$, $S/ro = 1.12$ et $\Omega = 6.0$. Les filets rouges injectés en différentes positions axiales et radiales font apparaître les deux domaines de l'écoulement où le fluide est animé d'un mouvement ascendant et descendant, ceux-ci étant séparés par une surface pratiquement conique sur laquelle la composante axiale de la vitesse d'annule. Le filet bleu émis sur l'axe du cône remplit totalement une colonne de fluide pratiquement cylindrique, coaxiale au corps du cyclone et occupant toute sa hauteur. Son rayon est une fonction décroissante du nombre de Reynolds Re ; ses variations avec Re sont étudiées dans le paragraphe IV.2.3. Les filets rouges émis dans le voisinage immédiat de cette colonne de fluide s'enroulent autour de celle-ci en formant une hélice de faible pas dirigée vers le tube de décharge. La composante axiale de la vitesse du fluide est donc positive et très inférieure à la composante tangentielle dans la région de l'écoulement située juste à l'extérieur de cette colonne. D'autre part, les injections de filets colorés à l'intérieur de celle-ci font apparaître un accroissement considérable de la vitesse axiale au voisinage de l'axe de la maquette. Ces visualisations nous conduisent à penser que cette colonne de fluide représente le coeur du vortex tel que nous l'avons défini dans le second chapitre, c'est-à-dire la région de l'écoulement appelée vortex forcé où $v^*/r^* = Cste$. Rappelons que l'écoulement qui lui est extérieur, et dans lequel $v^*.r^* = Cste$, est appelé vortex libre.

D'autre part, les filets rouges introduits entre le tube de décharge et la paroi cylindrique montrent qu'une grande partie du fluide située dans cette région de l'écoulement se déplace vers le tube et est entraînée dans celui-ci pour s'échapper du cyclone. D'après ces observations, il semble exister un important gradient de pression radial se traduisant par un mouvement radial du fluide vers le tube de décharge. Les photographies présentées sur la planche IV.4 pour lesquelles S/ro est égal à 0 et 0.48 illustrent l'influence de l'enfoncement du tube ; une diminution de S/ro accentue légèrement le phénomène. Pour le réduire, nous avons envisagé plusieurs géométries du tube de décharge ; les résultats obtenus ne font pas apparaître des améliorations notables.



a b c d e f



g h i j k l

$\Omega = 6.0$ $Re = 31800$ $S/ro = 1.12$

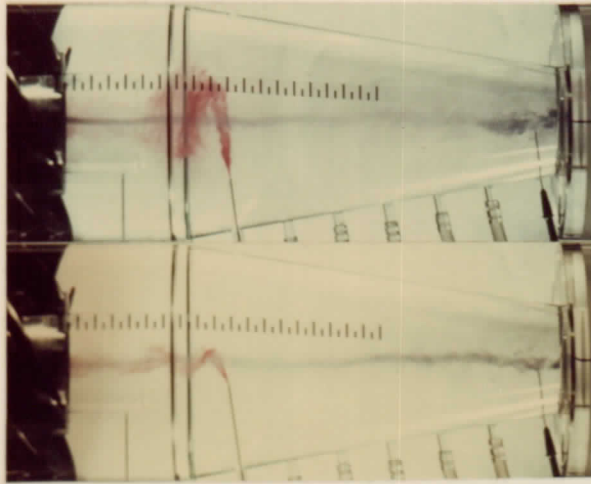
PLANCHE IV.1- Visualisations par filets colorés.

PLANCHE IV.2

Visualisations par filets colorés:

$$\Omega = 1.8$$

$$S/ro = 0.72$$

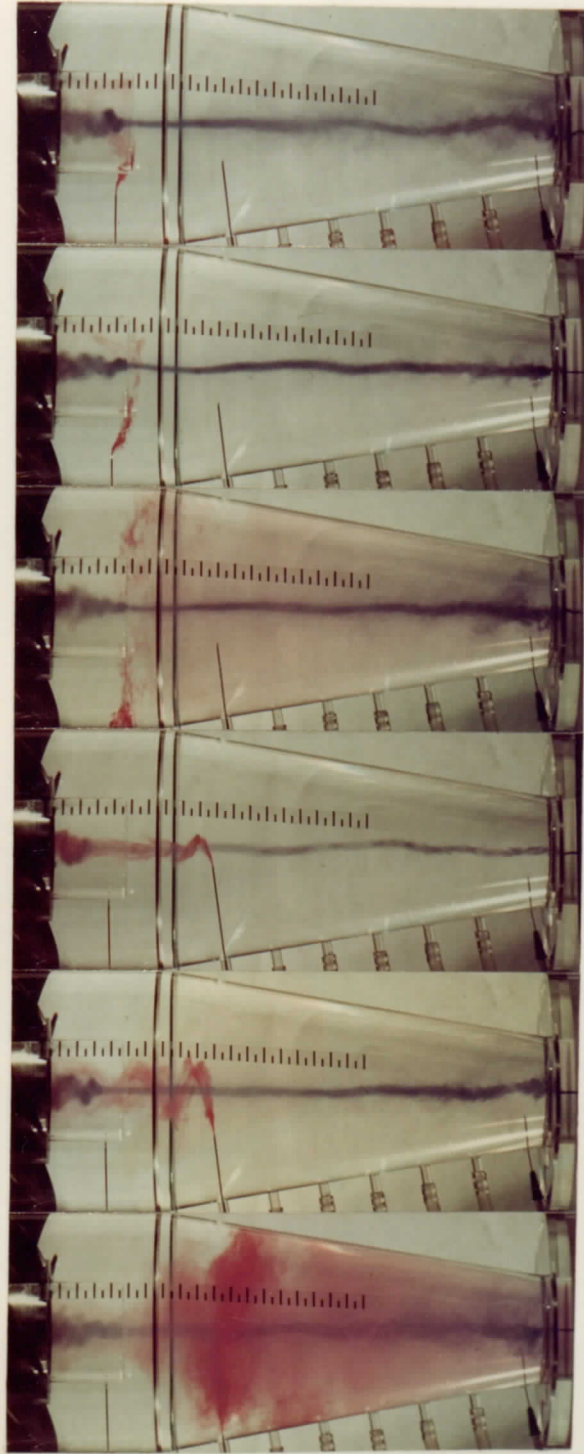


a

b

Re = 20 450

Re = 24 550



c

d

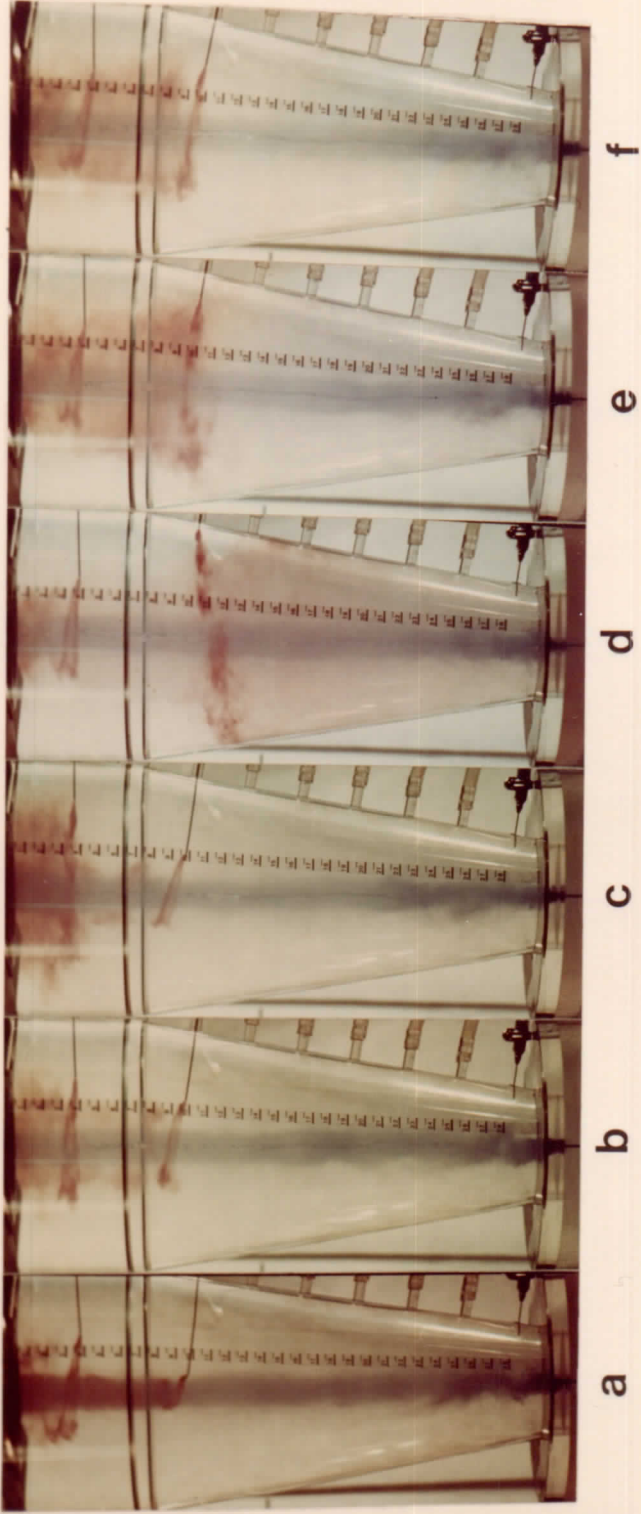
e

f

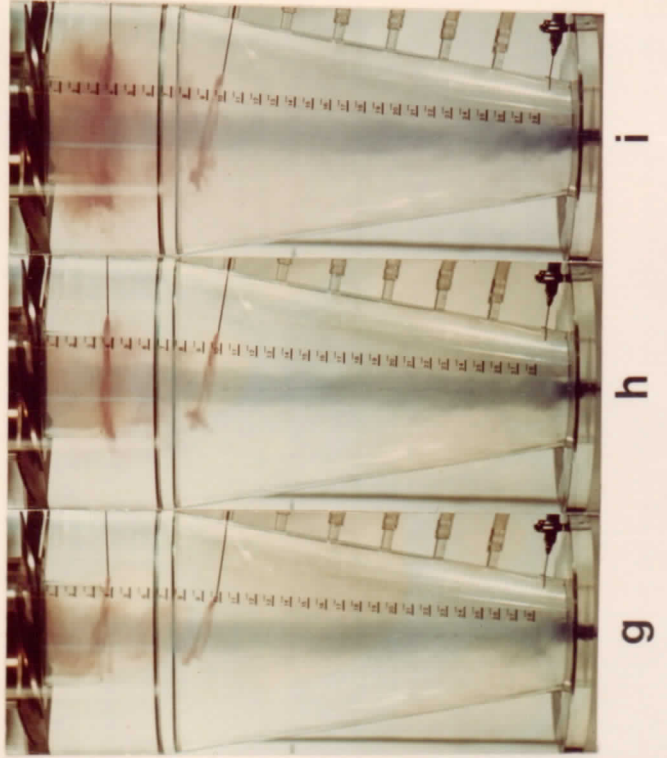
g

h

Re = 29 400



$S/ro = 0$



$S/ro = 0.48$

PLANCHE IV.3

Influence de S/ro :

$\Omega = 6.0$

$Re = 30\ 100$

Les variations de S/ro envisagées dans cette étude n'ont pratiquement pas d'incidence sur l'écoulement dans le cône collecteur. On peut donc penser que le raccordement de l'écoulement du fluide au voisinage du tube de décharge à l'écoulement dans le cône collecteur se déroule sans modifier ce dernier.

Comme le montre les photographies réalisées pour $\Omega = 1,8$ et présentées sur la planche IV.2, une diminution de Ω peut entraîner un changement radical de la structure du coeur du vortex pour des valeurs particulières du nombre de Reynolds. En ce qui concerne la surface sur laquelle la composante axiale de la vitesse s'annule, elle est pratiquement identique à celle obtenue dans le cas précédent ($\Omega = 6,0$). Par contre, le coeur du vortex a un rayon très inférieur au précédent et est extrêmement sensible aux perturbations. Pour une valeur critique du nombre de Reynolds ($Re_c = 24550$), on observe le phénomène d'éclatement du cortex localisé dans la section d'entrée du tube de décharge. Il se traduit par une expansion du coeur du vortex suivie d'une dislocation.

Cette désorganisation des nappes tourbillonnaires persiste pour des valeurs supérieures du nombre de Reynolds. Lorsque l'on diminue le nombre de Reynolds à partir de sa valeur critique, ce phénomène est localisé plus haut dans le tube de décharge. En réalité, l'éclatement du cortex intervient plus en aval dans le tube pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à la valeur critique et n'est plus visible dans le champ de visualisation. Les fluctuations de sa position axiale peuvent atteindre 1 à 2 cm et entraîne des déformations du coeur du vortex qui se traduisent par des ondulations de faible amplitude (photographies IV.2.c.a.h). Ce phénomène se répercute sur une grande partie de l'écoulement extérieur au coeur du vortex et n'est amorti que dans une région proche de la paroi de la maquette.

Lorsque le paramètre Ω prend la valeur intermédiaire 2.9, l'éclatement du vortex n'apparaît pas dans le champ de visualisation de l'écoulement pour les valeurs du nombre de Reynolds considérées. Le rayon du coeur du vortex a une valeur comprise entre celles mesurées pour $\Omega = 6,0$ et $\Omega = 1,8$.

D'après ces visualisations, le rayon du coeur du vortex dépend à la fois du paramètre Ω et du nombre de Reynolds Re . Ses variations sont étudiées dans le paragraphe IV.2.3 ainsi que l'éclatement du vortex.

Nous avons reporté les coordonnées radiales et axiales pour lesquelles la vitesse axiale s'annule sur la figure 4.1, pour les trois valeurs de Ω ; les points sont déterminés expérimentalement et les courbes sont calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [2]. Les valeurs expérimentales sont les moyennes des mesures réalisées sur 20 vues consécutives de l'écoulement restituées par les enregistrements vidéo. L'incertitude étant de l'ordre de 14 %, on peut considérer que les résultats expérimentaux et théoriques sont en bon accord dans le cône collecteur et indépendants des paramètres Re et Ω . Nous avons schématisé, sur cette figure, l'espace occupé par le coeur du vortex. Lorsque les valeurs du paramètre Ω sont égales à 1,8 et 6,0, le volume du coeur du vortex occupe respectivement 0,1 % et 5 % du volume du cône collecteur.

IV.2.2 - Mesures des répartitions de la pression pariétale et de la composante tangentielle de la vitesse

a) - Répartitions de la pression pariétale

Les distributions de pression pariétale mesurées le long d'une génératrice de la maquette sont reportées sur la figure 4.2 pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re et du paramètre Ω . Les pressions reportées en ordonnée sont référencées par la pression atmosphérique et rendues adimensionnelles par le produit $\rho \cdot V_0^2$, V_0 étant la vitesse tangentielle caractéristique calculée sur le bord de fuite des pales.

Les répartitions de pression adimensionnelles obtenues pour $\Omega = 6,0$ sont pratiquement indépendantes du nombre de Reynolds. On observe le même phénomène pour les grandes valeurs de Re lorsque $\Omega = 2,9$; pour les faibles valeurs, la pression pariétale est alors une fonction croissante de ce paramètre.

En ce qui concerne les répartitions de pression mesurées dans le cas où $\Omega = 1,8$, il est difficile de conclure ; on obtient des résultats très dispersés. D'autre part, les mesures sont rendues difficiles en raison des oscillations de pressions causées par l'instabilité du vortex.

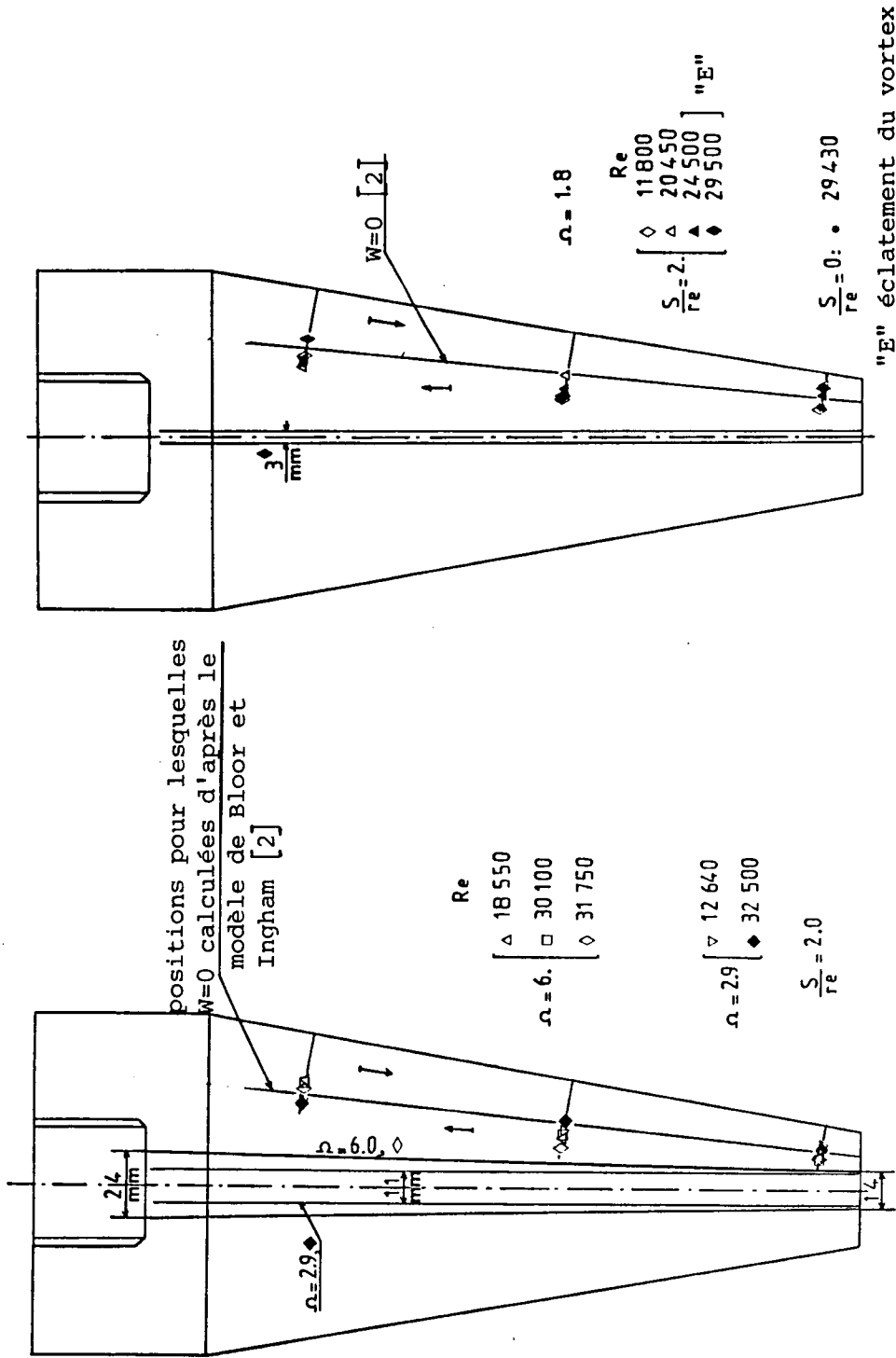


Fig.4.1 - Positions pour lesquelles la composante axiale s'annule, calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [2]

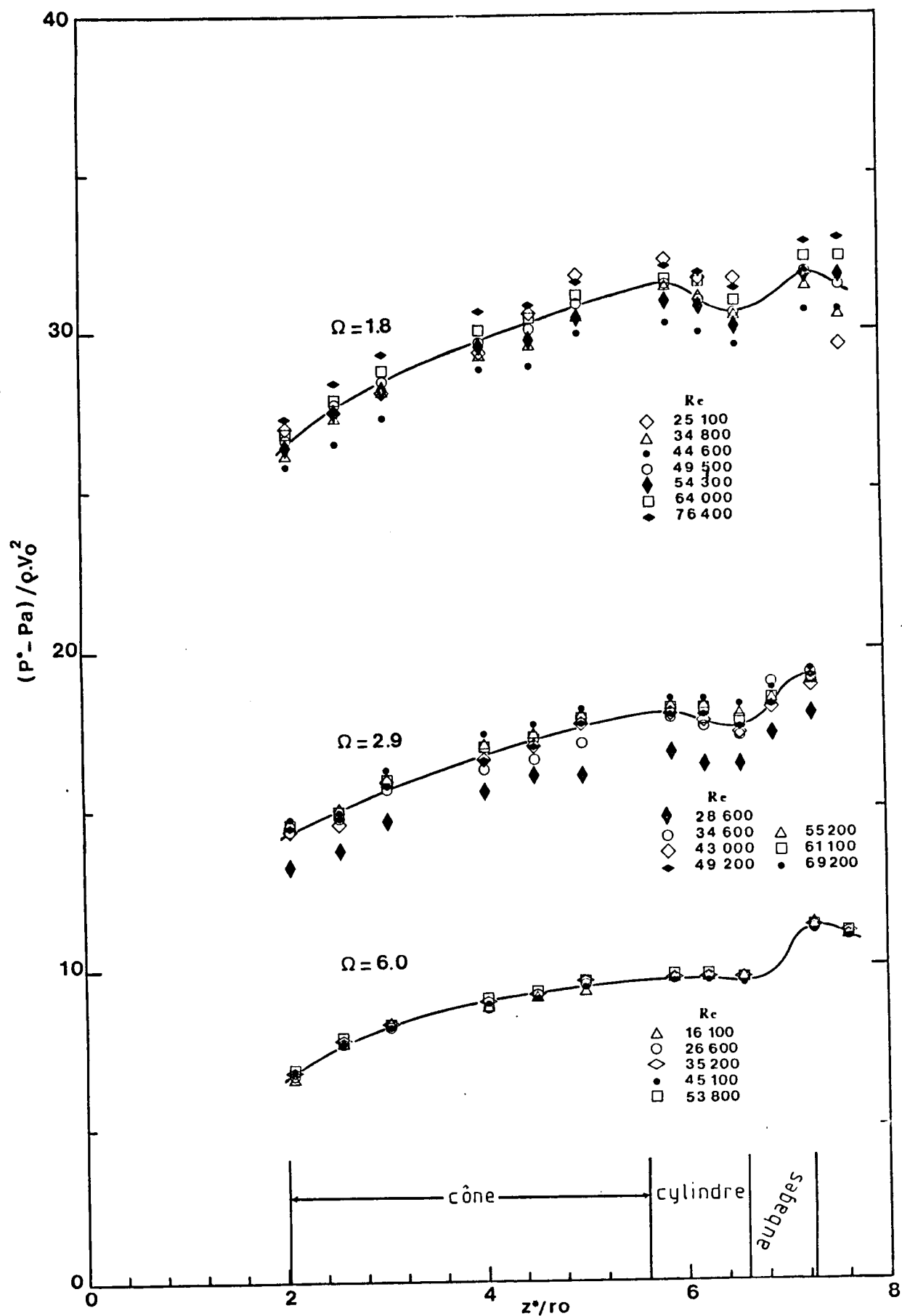


Fig. 4.2 - Répartitions de la pression pariétale mesurées le long d'une génératrice du cyclone

Ces mesures de pression font apparaître la perte de charge causée par les aubages ainsi qu'une remontée en pression le long de la paroi cylindrique du cyclone. Dans le cône, on observe une diminution de pression pour des valeurs décroissantes de la coordonnée axiale z^*/r_0 .

La comparaison de ces résultats avec ceux obtenus lors des essais hydrauliques a permis de vérifier la similitude respectée lors des visualisations.

REMARQUE / Le paramètre Ω diminue pour une augmentation de l'angle de calage des pales. La vitesse tangentielle V_0 est alors plus faible pour les petites valeurs de Ω , ainsi que la pression de référence $\rho \cdot V_0^2$. Cette pression caractéristique diminue plus vite que les pressions $P^* - P_a$ mesurées pour des valeurs décroissantes de Ω . Cela explique les plus grandes valeurs de $P^* - P_a / \rho V_0^2$ obtenues pour $\Omega = 1,8$.

Nous avons reporté sur la figure 4.3 les différences de pression adimensionnelles $(P^* - P_1) / \rho \cdot V_0^2$ mesurées le long d'une génératrice du cône et calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [2], pour les trois valeurs de Ω . Les points expérimentaux correspondent aux différentes valeurs du nombre de Reynolds suivant la légende de la figure 4.3, et P_1 est la pression mesurée dans la plus petite section du cône ($z^*/r_0 = 2,07$). Seules les mesures réalisées dans le cône collecteur sont reportées sur cette figure.

L'allure générale de ces répartitions de pression pariétale est assez bien représentée par le modèle de Bloor et Ingham [2]. Par contre, ces résultats montrent que les différences de pressions théoriques diminuent plus rapidement avec les valeurs croissantes du paramètre Ω ; les valeurs expérimentales sont légèrement supérieures aux valeurs théoriques lorsque $\Omega = 6,0$ et inférieures pour $\Omega = 1,8$. L'erreur maximale introduite en calculant cette différence de pression avec la solution de Bloor et Ingham [2] est de l'ordre de 23 %.

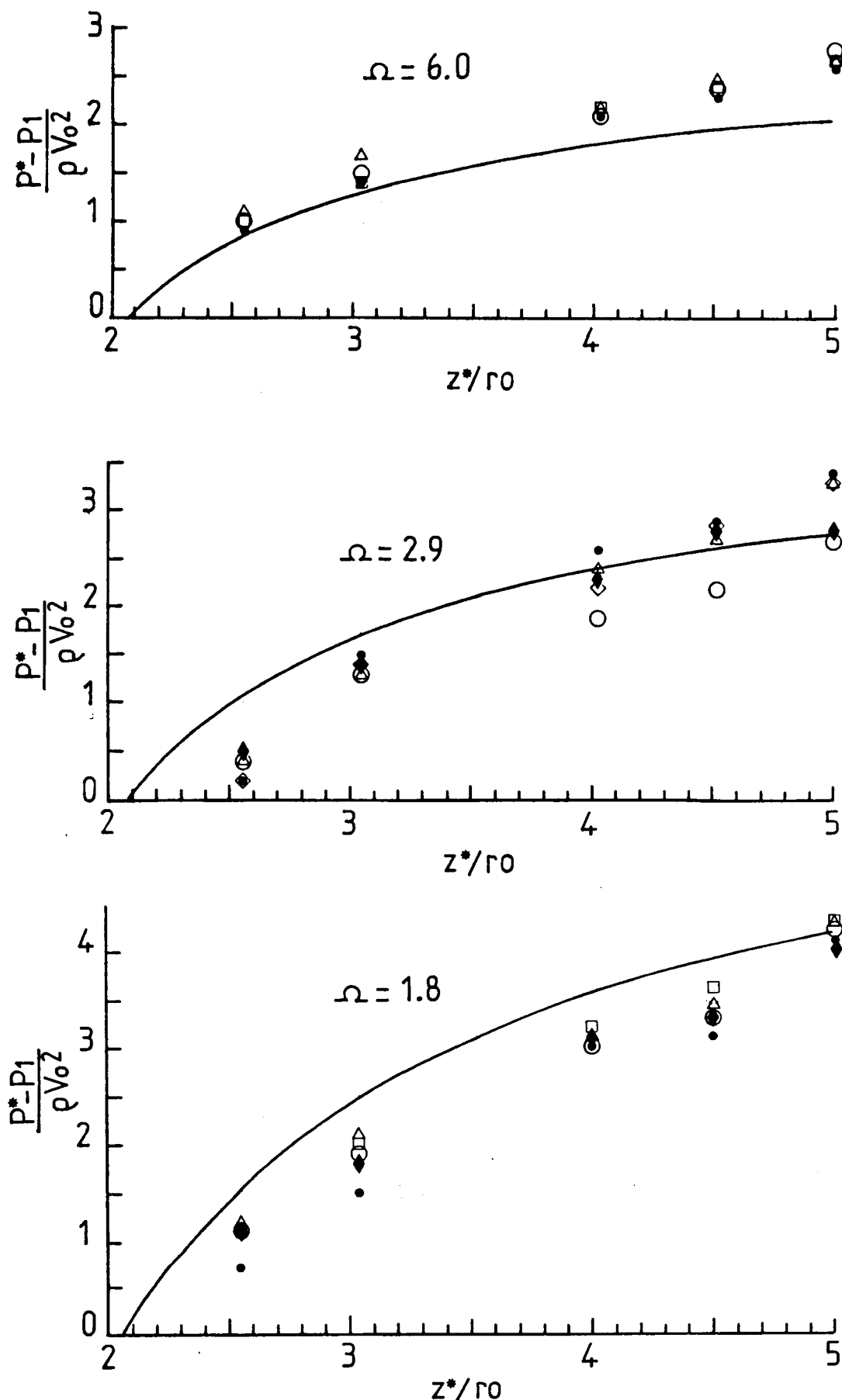


Fig.4.3 - Comparaison des répartitiones de pression pariétales, expérimentales et calculées d'après le modèle de Bloor et Ingham [2] (—)

b) - Pertes de charge totales mesurées entre la section d'entrée des aubages et la section de sortie du tube de décharge

Nous avons représenté sur la figure 4.4 les variations de la perte de charge ΔP^* exprimées en Pa avec le nombre de Reynolds Re pour les trois valeurs de Ω . Elles montrent que ΔP^* est une fonction croissante de ces deux paramètres. Par contre, la perte de charge rendue adimensionnelle par le produit $\rho \cdot V_0^2$, reportée en fonction de Re sur la figure 4.5, dépend essentiellement du paramètre Ω . Lorsque $\Omega = 6.0$, les valeurs expérimentales de la perte de charge adimensionnelle $\Delta P^*/\rho \cdot V_0^2$ sont indépendantes du nombre de Reynolds pour des valeurs supérieures à 17000. Dans le cas où $\Omega = 2.9$, on obtient des résultats semblables avec une grande dispersion. Celle-ci devient plus importante pour $\Omega = 1.8$ et la perte de charge adimensionnelle croît légèrement avec le nombre de Reynolds.

Nous avons également reporté sur la figure 4.5 les valeurs de la perte de charge calculées avec les relations semi-empiriques de Barth [43] :

avec :

$$(4.1) \quad \Delta P^* = k \cdot \rho \cdot V_0^2$$

$$(4.2) \quad k = k_0 + k_e$$

Le coefficient k_0 représente la contribution de la perte de charge causée par les aubages, les frottements et la dégradation de l'énergie cinétique. En ce qui concerne k_e , son expression tient compte de la perte de pression causée par le tube de décharge. Ces deux coefficients ont pour expression :

$$(4.3) \quad k_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{v_e}{w_e} \right)^2 \cdot \left(\frac{s_0}{s_e} \right)^2 \cdot \left(\frac{r_e}{r_0} \right) \left[\frac{1}{\left(1 - X \cdot \frac{v_e}{w_e} \cdot \frac{(H-S)}{r_e} \right)^2} - 1 \right]$$

$$(4.4) \quad k_e = \frac{1}{2} \left(\frac{s_0}{s_e} \right)^2 \cdot \left[a \left(\frac{v_e}{w_e} \right)^{4/3} + \left(\frac{v_e}{w_e} \right)^2 + b \left(1 - \frac{v_e}{w_e} \right) \right]$$

avec
$$v_e/w_e = \frac{1}{\frac{s_0}{s_e} \cdot \frac{r_0}{r_e} + X \cdot \frac{(H-S)}{r_e}}, \quad s_0 = 4\pi l(D-l) \operatorname{tg} \beta \quad \text{et} \quad s_e = \pi r_e^2.$$

a et b sont des constantes qui dépendent de la géométrie du tube de décharge et X est un coefficient de frottement qui prend des valeurs différentes suivant

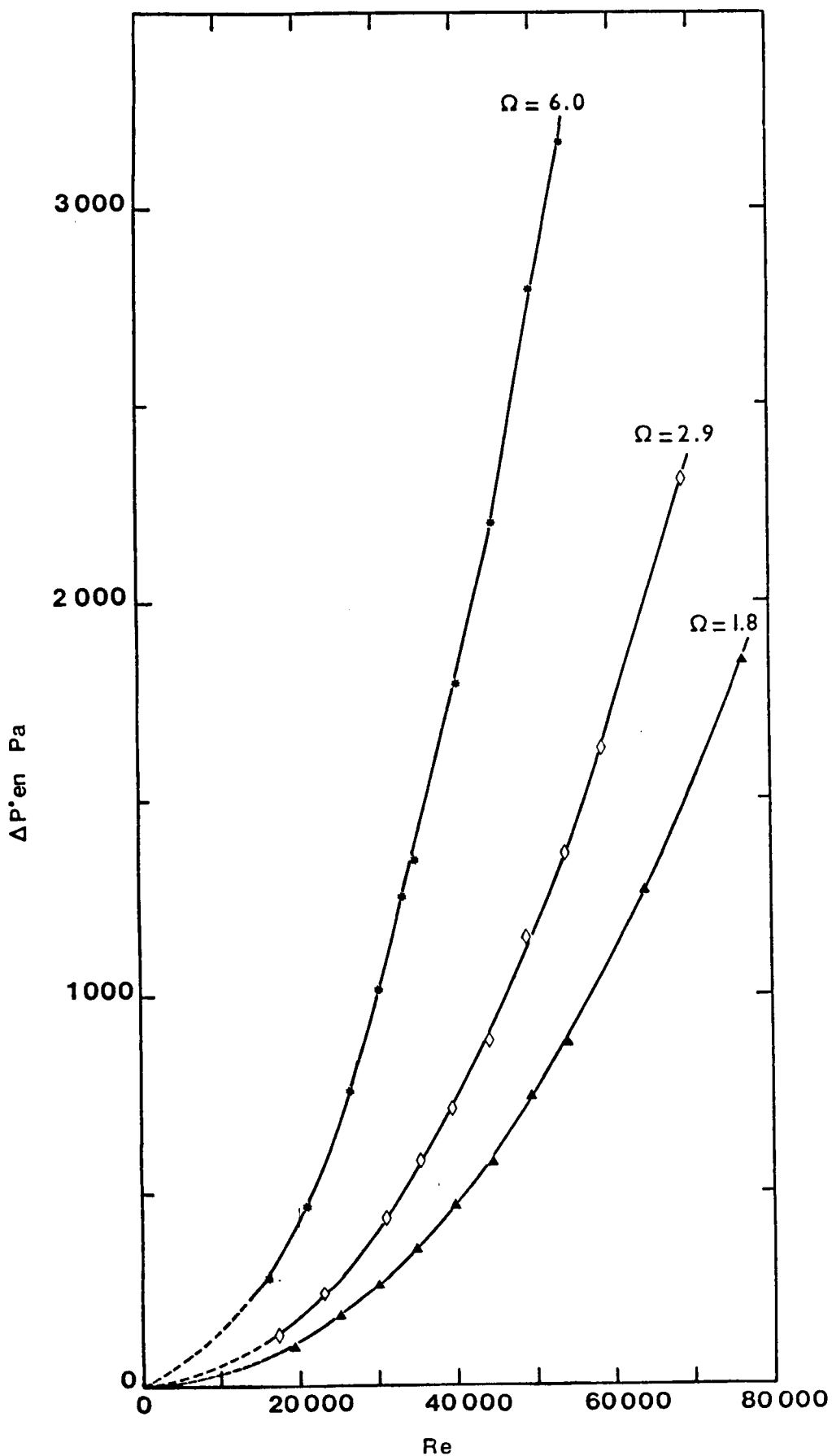


Fig. 4.4 - Variations de la perte de charge dimensionnelle avec Ω et le nombre de Reynolds Re

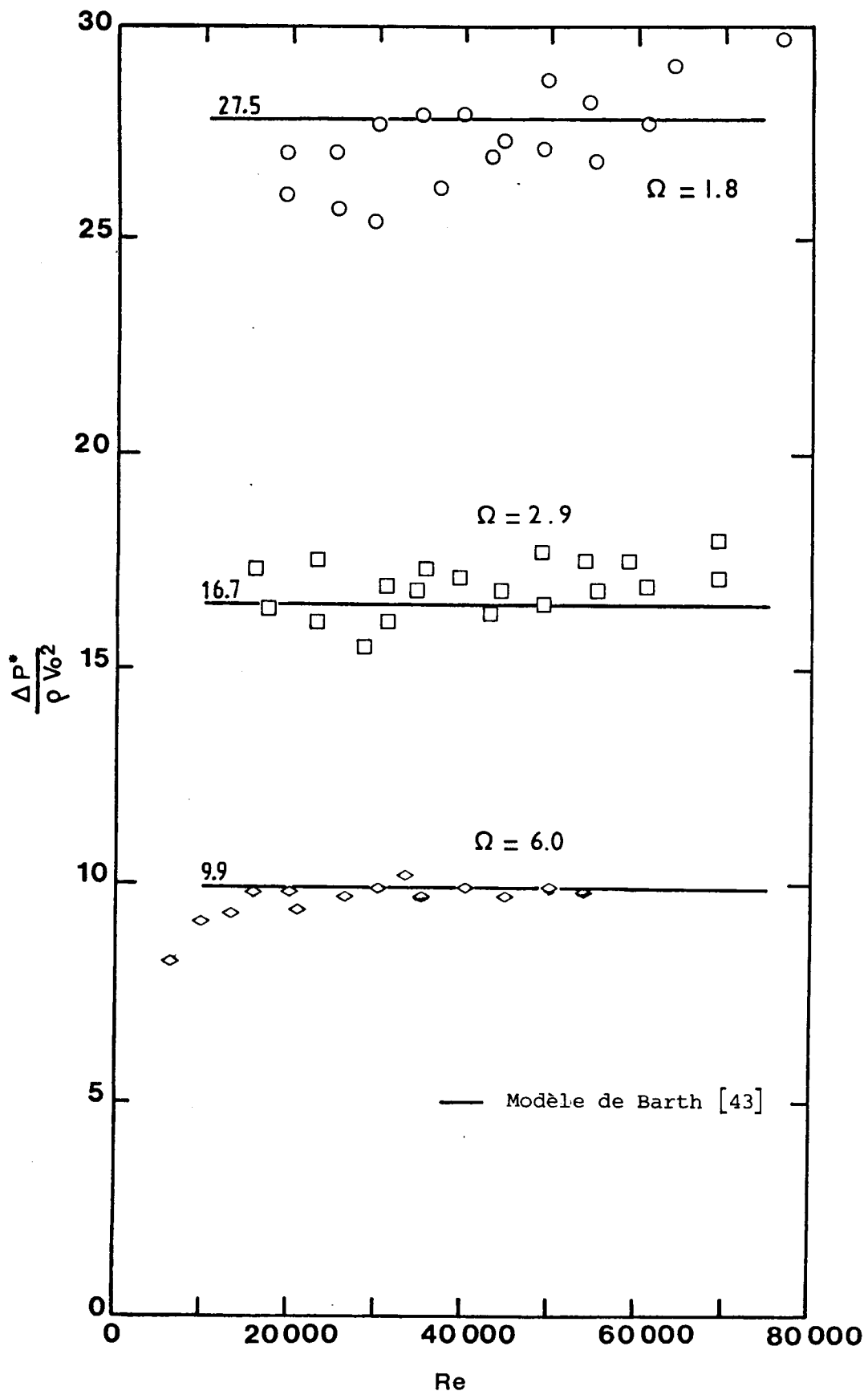


Fig 4.5 - Variations du coefficient de perte de charge avec Ω et Re

la géométrie du cyclone. La constante b est nulle lorsque $v_e/w_e > 1$. Dans le cas de la maquette du cyclone, l'extrémité inférieure du tube de décharge est une arête vive. D'après Bohnet M. [44], les constantes a et b sont respectivement égales à 4.4 et 2.0. En ce qui concerne le coefficient de frottement X , Barth propose une valeur égale à 0.02 pour un cyclone à entrée tangentielle de géométrie classique.

Les ordres de grandeurs de la perte de pression calculées d'après ces relations sont très proches des valeurs expérimentales en choisissant un coefficient X égal à 0.006. Celui-ci est trois fois plus grand dans le cas des cyclones à entrée tangentielle pour lesquels le paramètre Ω est nettement plus important pour les conditions de fonctionnement habituelles. Il est donc probable que ce coefficient de frottement dépend de Ω ; d'après nos mesures, il serait donc une fonction croissante de ce paramètre.

Les valeurs du rapport v_e/w_e et des coefficients de perte de charge k_o et k_e reportées dans le tableau 4.6 sont calculées avec les relations (4.3) et (4.4) dans lesquelles $a = 4.4$, $b = 2.0$ et $X = 0,006$. Cette valeur de X est déterminée de manière à ajuster le modèle de Barth aux pertes de charge adimensionnelles mesurées pour les trois valeurs de Ω . Nous avons également reporté dans ce tableau les valeurs expérimentales de k_o calculées à partir des pertes de pression mesurées entre les sections d'entrée et de sortie des aubages.

Bien que les pertes de charge totales prédites par les relations semi-empiriques de Barth soient en bon accord avec les résultats expérimentaux, la part des pertes de pression causées par les aubages est sous-estimée par ce modèle. Cependant, celles-ci ne constituent qu'une petite partie de la perte de charge totale (17 % au plus). Nous voyons donc que cette dernière est essentiellement due au tube de décharge.

Ω	v_e/w_e	k_o	k_e	k_o exp.
1.8	0.59	0.08	27.69	1.2
2.9	0.92	0.11	16.18	1.5
6.0	1.78	0.22	9.75	1.7

Fig.4.6 - Valeurs des coefficients de perte de charge expérimentales et calculées à partir des expressions (4.3) et (4.4) pour $a = 4.4$, $b = 2.0$ et $X = 0.006$

D'autre part, on peut penser que les écarts entre les valeurs expérimentales et théoriques du coefficient k_o sont dus à la forme des pales. En effet, les relations de Barth sont établies dans le cas d'aubes profilées alors que les aubages de la maquette sont de fabrication simple.

Leith et Mehta [45] ont comparé différents modèles permettant de calculer la perte de charge d'un cyclone à entrée tangentielle ; les relations semi-empiriques de Barth [43] sont les plus performantes lorsque $X = 0.02$. D'après notre étude, elles fournissent également des résultats largement suffisants pour des applications industrielles de cyclones à entrée axiale, lorsque le nombre de Reynolds est grand et les valeurs de Ω sont comprises entre 1.8 et 6.0. Dans le cas de la maquette, la valeur du coefficient de frottement X la plus appropriée pour modéliser la perte de charge semble être égale à 0.006 pour l'ensemble de ces résultats.

c) - Profils de la composante tangentielle de vitesse

Nous avons représenté sur la figure 4.7 les profils de la composante tangentielle mesurée par chronophotographie pour $Re = 30200$ et $S/r_o = 0.96$, les valeurs de Ω étant égales à 6.0 et 1.8. Les profils théoriques calculés d'après le modèle de Bloor et Ingham [2] sont également reportés sur cette figure. Pour simplifier la comparaison des résultats expérimentaux avec les profils théoriques présentés dans la littérature, nous avons normé les composantes de vitesse par v_o , qui est relié à la vitesse caractéristique V_o calculée sur le bord de fuite des pales ($v_o = 1.64 V_o$). Cette valeur de v_o correspond à celle mesurée au point le plus proche de la paroi cylindrique de la maquette et extérieur à la couche limite.

D'après les profils expérimentaux obtenus par $z^*/r_o = 5.69$ et $z^*/r_o = 4.09$, la répartition radiale de la composante tangentielle de vitesse est pratiquement indépendante de la coordonnée axiale. D'autre part, elle est très bien représentée par la solution théorique de Bloor et Ingham [2] dans la région de l'écoulement extérieure au coeur du vortex pour $\Omega = 6.0$. Les valeurs des paramètres Re_r et M sont alors respectivement égales à 120 et 0 ; Re_r dépend du nombre de Reynolds Re et du rapport du coefficient de mélange turbulent à la viscosité du fluide (μ_t/μ). D'après la solution de Bloor et Ingham, la valeur maximale de la vitesse tangentielle est atteinte en $r = 0.25$ et est de l'ordre de 3.42.

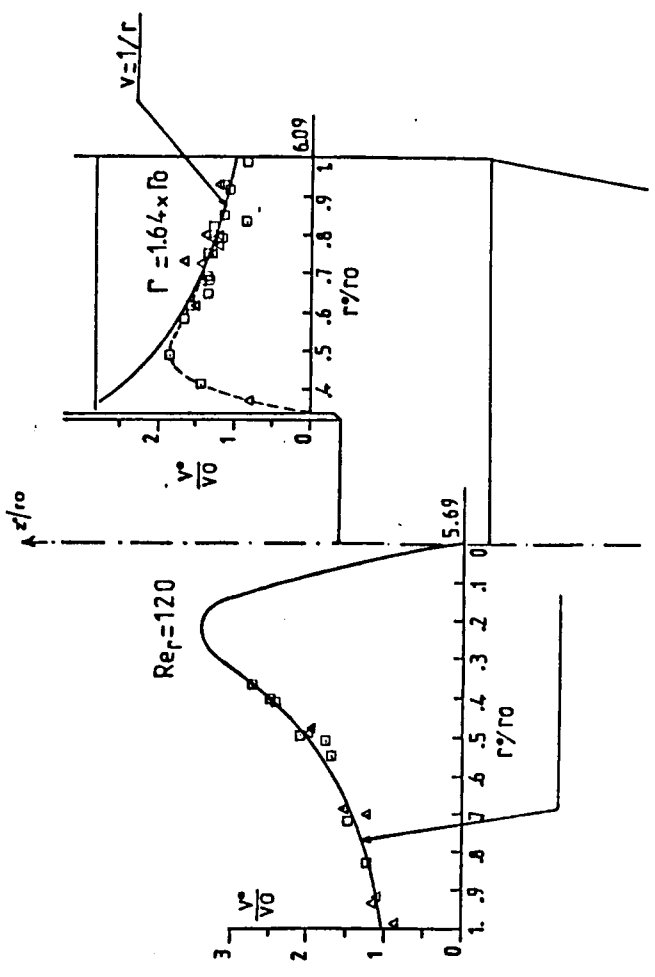
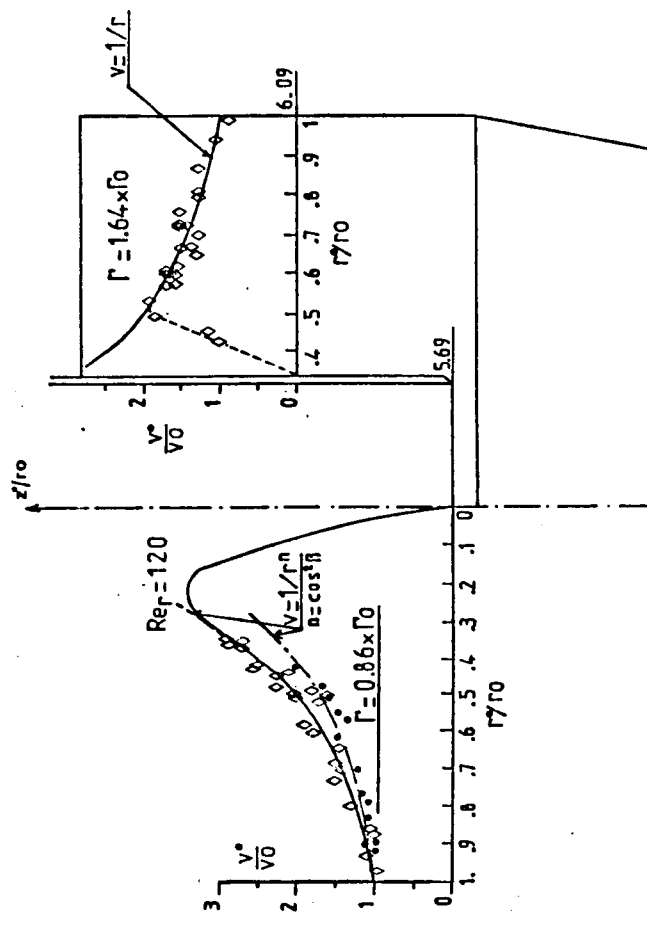


Fig.4.8 - $\Omega = 60$; $Re = 30200$; $\frac{S}{r_0} = 0.64$

$\Delta 1/250^\circ$; $\square 1/125^\circ$



Profil de vitesse
calculé d'après le
modèle de Bloor
et Ingham [2]

Fig.4.7- $Re = 30200$ $\frac{S}{r_0} = 0.96$

$\diamond \Omega = 60$ $1/250^\circ$
 $\bullet \Omega = 1.8$

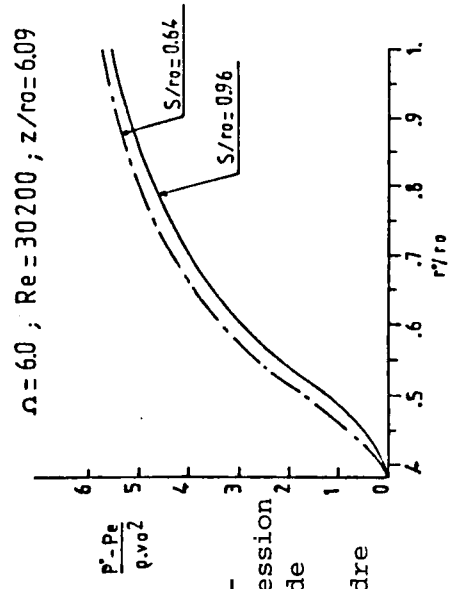


Fig.4.9
Répartition radiale
de la pression
entre le tube de
décharge et la
paroi du cylindre

Pour $\Omega = 1.8$, nous n'avons trouvé aucune valeur des paramètres Re_r et M permettant d'ajuster un profil calculé d'après le modèle de Bloor et Ingham aux mesures de la vitesse tangentielle. Par contre, les profils expérimentaux suivent une loi du type $v = 1/r^n$ dans laquelle $n = \cos^2\beta$, β étant l'angle de calage des pales. Il en est de même pour une grande partie des profils obtenus pour $\Omega = 6.0$, la valeur de n étant alors très proche de l'unité.

D'autre part, les profils de vitesse obtenus pour $Re = 30200$, $\Omega = 6.0$ et $S/r_0 = 0.64$ (fig. 4.8) montrent que l'enfoncement du tube de décharge ne fait pas apparaître d'influence notable sur le mouvement tangential du fluide. Ceci confirme les observations réalisées lors des visualisations par filets colorés.

La composante tangentielle de vitesse n'a pu être mesurée que pour une seule valeur du nombre de Reynolds en raison des difficultés posées par la méthode utilisée. Pour des valeurs supérieures, la vitesse axiale est plus élevée et les trajectoires des traceurs optiques sortent du plan lumineux pour le plus petit temps d'exposition possible (valeur extrême de l'ouverture du diaphragme). Les quelques profils de vitesse obtenus, et présentés sur les figures 4.7 et 4.8, ne permettent pas de conclure sur la validité de la solution de Bloor et Ingham. Par contre, la relation $v^* = cste.r^{*n}$ est en bon accord avec les résultats expérimentaux dans une grande partie de l'écoulement extérieur au coeur du vortex, l'exposant n étant égal à $\cos^2\beta$.

Les répartitions radiales de la composante tangentielle de la vitesse mesurée en $z^*/r_0 = 6.09$ (fig. 4.7 et 4.8), entre le tube de décharge et la paroi cylindrique de la maquette, sont en bon accord avec les profils théoriques calculés avec ($v = 1/r$ ou $\Gamma = 1,64\Gamma_0$) pour des valeurs de r^*/r_0 supérieures à 0.5. Lorsque la coordonnée radiale prend des valeurs inférieures, les effets de la viscosité se font ressentir au voisinage du tube de décharge et la vitesse tangentielle diminue pour atteindre une valeur nulle sur la paroi du tube. La circulation moyenne calculée à partir des profils de vitesse expérimentaux est proche de la circulation caractéristique Γ_0 ($\Gamma_0 = \frac{Qv}{\ell \cdot \text{tg}\beta}$). Les figures 4.7 et 4.8 montrent que ces profils de vitesse sont également indépendants de l'enfoncement du tube de décharge par les deux valeurs de S/r_0 considérées.

On peut donc penser que l'influence du tube de décharge ne se fait ressentir que dans une région de l'écoulement proche de son extrémité inférieure. D'après les visualisations par filets colorés, nous avons vu qu'un accroissement de S/r_0 n'entraîne qu'une légère augmentation du temps de résidence d'une particule fluide dans son voisinage immédiat.

Nous avons calculé les répartitions radiales de la pression à partir des mesures de la composante tangentielle de vitesse entre le tube de décharge et la paroi cylindrique de la maquette. Nous avons supposé que les variations de pression équilibrent exactement les forces centrifuges. Le fluide est considéré parfait en dehors des couches limites et $u \ll w \ll v$. L'équation de Navier Stokes suivant la direction θ s'écrit :

$$\frac{v^{*2}}{r^*} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dP^*}{dr^*}$$

et par intégration :

$$P^* - P^*(r_e, z^*) = \int_{r_e}^{r_0} \rho (v^{*2}/r^*) \cdot dr^*$$

Les deux profils de pression ainsi obtenus pour les valeurs de S/r_0 égales à 0.64 et 0.96 sont représentés sur la figure 4.9. Ils sont très proches et mettent en évidence un fort gradient de pression radial entre la paroi cylindrique et le tube de décharge. Ce gradient de pression est la cause du mouvement radial d'une partie du fluide vers le tube de décharge, déjà mis en évidence lors des visualisations par filets colorés. Cette partie du fluide peut entraîner dans le tube, une fraction des particules de petite dimension qui ont tendance à suivre l'écoulement. Celles-ci sont alors évacuées du cyclone sans être centrifugées. Il semble que ce phénomène soit une des principales causes du mauvais fonctionnement du cyclone pour les suspensions de petites tailles et en grande concentration volumique.

IV.2.3 - Etude de l'éclatement tourbillonnaire dans le tube de décharge de la maquette

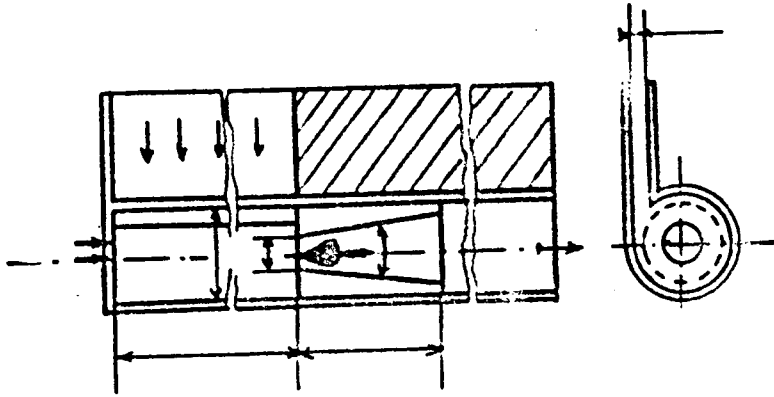
Le phénomène de destabilisation du vortex caractérisé par l'éclatement tourbillonnaire est étudié dans la section d'entrée du tube de décharge de la maquette. Cette étude comporte, pour l'essentiel, des visualisations du phénomène par filets colorés et des mesures locales du rayon du coeur du vortex.

C'est un phénomène qui a fait l'objet d'une bibliographie abondante dans le cas de tourbillon d'apex . En ce qui concerne les tourbillons confinés dans des tubes, seules quelques études ont été réalisées pendant les quinze dernières années. C'est une des raisons pour laquelle les critères, permettant de déterminer les conditions d'éclatement d'un vortex confiné, n'apparaissent dans la littérature que depuis 1980. Ce sont donc des résultats très récents qui n'ont pas encore fait l'objet d'application aux écoulements se développant dans le tube de décharge d'un cyclone. La plupart des auteurs ont longtemps pensé que les différents mécanismes qui sont à l'origine de l'éclatement sont semblables dans les tourbillons d'apex et confinés. Très récemment, Escudier [58] a montré, à partir de considérations théoriques, que la structure de l'éclatement d'un vortex confiné dans un tube ne se maintient qu'en présence de paroi. D'après cet auteur, il semble donc que les mécanismes qui gouvernent les éclatements d'un vortex confiné et d'un tourbillon d'appel sont différents.

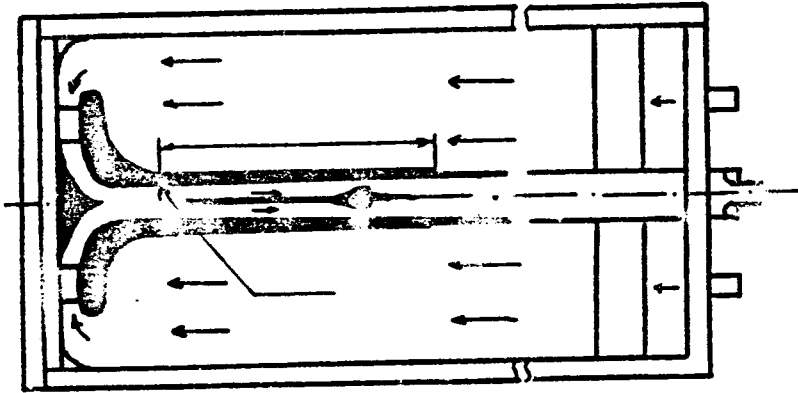
Dans notre configuration, la destabilisation du tourbillon observée dans le tube de décharge se rapproche de l'éclatement tourbillonnaire mis en évidence dans des tubes cylindriques par Escudier [18,19] et des divergents par Sarpkaya [15,16] et Leibovich [12, 13,14]. Dans ces deux problèmes, les conditions aux limites imposées au coeur du vortex par l'écoulement qui lui est extérieur sont cependant assez éloignées de celles qui résultent du vortex libre généré dans un cyclone. Ce dernier est un écoulement rotationnel complexe dans lequel le champ de vitesse est très différent de celui obtenu dans les dispositifs expérimentaux de ces auteurs.

D'une manière générale, Escudier, Sarpkaya et Leibovich ont observé des éclatements de vortex se traduisant par une dislocation du coeur soit sous la forme d'une spirale, soit sous la forme d'un bulbe de recirculation suivant les valeurs du nombre de Reynolds $wt.r_t/v$ et du paramètre $\Gamma_c/(2.wt.r_t)$ représentant l'intensité du vortex. Dans ces nombres adimensionnels, Γ_c est une circulation caractéristique du vortex et wt est la vitesse moyenne de l'écoulement dans une section de la veine d'essais dont le rayon est r_t . $\Gamma_c/(2.wt.r_t)$ est un paramètre dont le rôle est analogue à celui de Ω dans notre étude. Les dispositifs expérimentaux de ces auteurs sont représentés sur la figure 4.10.

Comme l'ont montré Sarpkaya et Leibovich, les deux formes de dislocation du coeur du vortex peuvent également apparaître simultanément pour certaines valeurs des paramètres.



Dispositif d'Escudier [18, 19]



Dispositif de Sarpkaya [15,16] et de Leibovich [12,13,14]

Fig.4.10 - Dispositifs expérimentaux d'Escudier, de Sarpkaya et de Leibovich

IV.2.3.1 - Observations de l'éclatement dans le tube de décharge

Nous n'avons pu visualiser le phénomène d'éclatement tourbillonnaire dans la section d'entrée du tube de décharge de la maquette que pour $\Omega = 1.8$. Il apparaît pour des valeurs du nombre de Reynolds supérieures à une valeur critique qui dépend de l'enfoncement S du tube. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe IV.2.1, le cœur du vortex est alors très petit et subit des déformations se traduisant par des ondulations de faible amplitude.

Pour $\Omega = 2.9$ et 6.0 , nous obtenons des écoulements très différents dans lesquels le cœur ne subit pas de déformation et dont le diamètre est plus important. D'après les résultats expérimentaux d'Escudier [19], il semble que les régimes d'écoulement observés correspondent à des nombres de Reynolds dont l'ordre de grandeur est supérieur à la valeur pour laquelle apparaît l'éclatement.

Des photographies de l'éclatement tourbillonnaire visualisé dans la section d'entrée du tube sont reportées sur la figure IV.5. Ce phénomène apparaît sous la forme d'une spirale précédée d'un petit bulbe de recirculation, le sens de l'enroulement de la spirale étant opposé à celui de l'écoulement. D'après les considérations théoriques de Leibovich [14], basées sur la continuité du mouvement de rotation du noyau tourbillonnaire, une spirale qui s'enroule dans un sens opposé à celui de la rotation du tourbillon ne peut conduire qu'à une décélération du fluide sur l'axe. Ce résultat est en bon accord avec les mesures réalisées par Sarpkaya [15] dans des éclatements tourbillonnaires se produisant dans des vortex confinés dans un divergent.

Sur la figure 4.11, nous avons reporté les variations du nombre de Reynolds critique Re_c avec le rapport $\frac{S}{re}$ ($\Omega = 1.8$). Elles montrent que l'éclatement apparaît dans la section d'entrée du tube pour des valeurs de Re_c d'autant plus faibles que l'on augmente S . Plus en aval de l'éclatement, les visualisations ne font plus apparaître le cœur du vortex ; on assiste à une dispersion quasi-instantanée des filets colorés injectés dans l'écoulement. Cette dispersion, due à la turbulence, se produit également lorsque l'éclatement n'est pas apparent dans la section d'entrée du tube. D'après ces observations, l'éclatement prend naissance dans la partie du tube située dans l'entrée annulaire du cyclone pour les plus petites valeurs de Re obtenues dans la maquette

aucune visualisation n'est possible dans cette région de l'écoulement. Lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à la valeur critique Re_c , le phénomène d'éclatement tourbillonnaire semble se déplacer vers la section d'entrée du tube ; pour les valeurs de Re supérieures à Re_c , envisagées dans cette étude, l'éclatement persiste dans la section d'entrée. Ces variations de la position axiale de l'éclatement sont confirmées par les résultats obtenus par Escudier et Zehnder [19] dans des vortex confinés dans des tubes cylindriques. Ces deux auteurs ont montré que la position de l'éclatement dépend essentiellement des paramètres Ω et Re . Les valeurs pour lesquelles le phénomène apparaît dans la section d'entrée du tube sont très bien regroupées par un critère semi-empirique dont le fondement repose sur l'idée de Benjamin ("théorie des ondes [56]). Ce critère d'éclatement est exposé dans le sous-paragraphe suivant ainsi que son application au vortex généré dans le cyclone.

D'autre part, nous avons étudié les variations du rayon r_c du coeur du vortex avec le nombre de Reynolds, pour les trois valeurs de Ω envisagées. Nous avons schématisé l'écoulement dans le coeur par un problème du type couche limite dans lequel les dimensions caractéristiques sont r_c et $H-S$ telles que $r_c/H-S \ll 1$. A partir de considérations dimensionnelles sur les différents termes des équations de Navier-Stokes, on peut montrer que le rayon du coeur du vortex est de l'ordre de $\sqrt{\frac{(H-S)r_c}{Re}}$. Cet ordre de grandeur est bien vérifié par les résultats expérimentaux obtenus pour $\Omega = 1.8$ (fig. 4.12). Pour les valeurs de Ω égales à 2.9 et 6.0, on obtient un rayon r_c supérieur à cet ordre de grandeur, mais qui suit encore une loi de proportionnalité avec $Re^{-1/2}$. Ces résultats montrent que le rayon r_c dépend également de Ω ; il est une fonction croissante de ce paramètre. Cette dépendance peut s'expliquer par le fait que $H-S$ est une grandeur liée à d'autres paramètres géométriques du cyclone.

Dans le paragraphe suivant, nous allons exposer les différents mécanismes qui semblent favoriser l'éclatement tourbillonnaire, ainsi que les critères permettant de le prévoir.

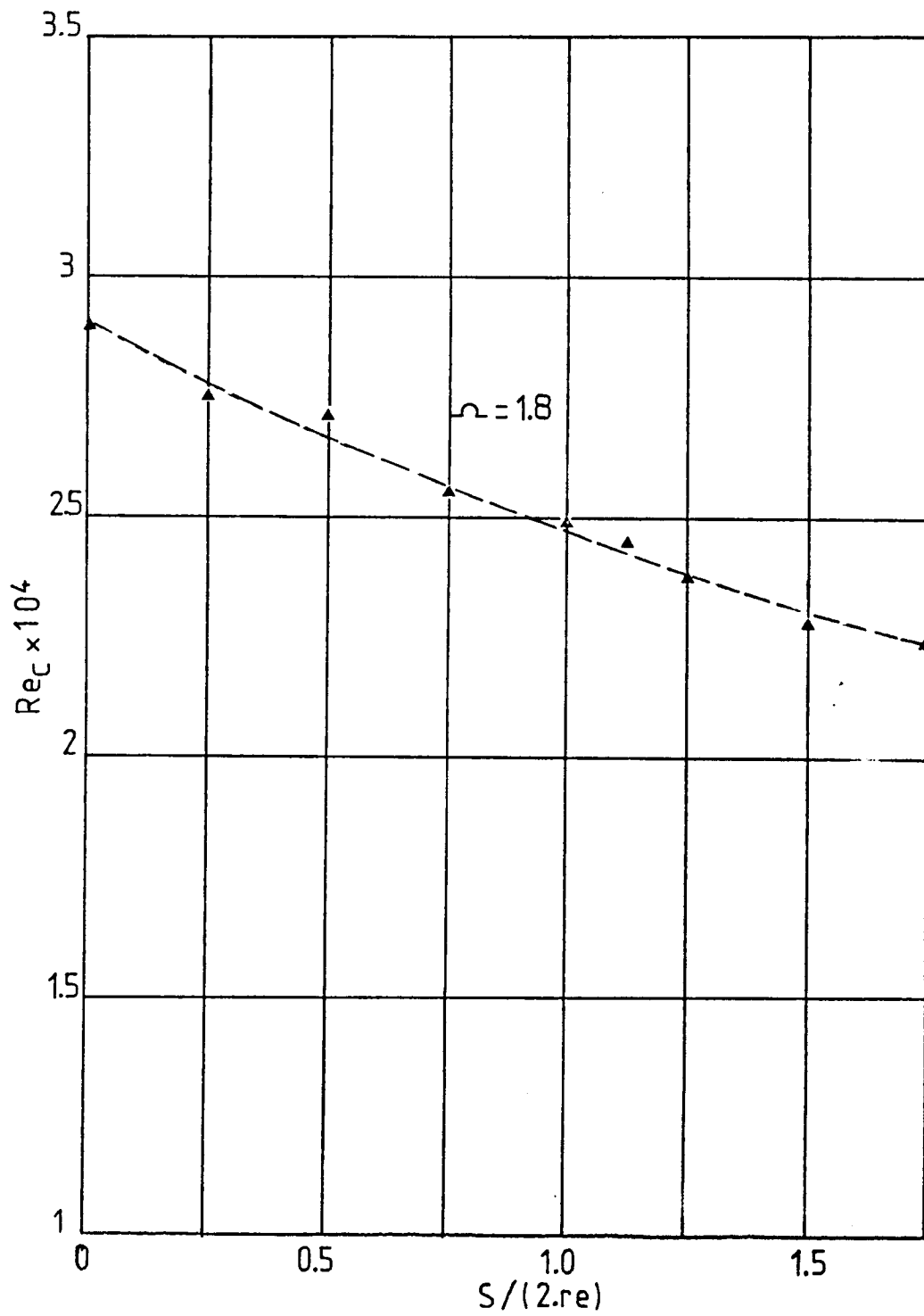


Fig.4.11 - Variations du nombre de Reynolds critique Re_c avec l'enfoncement du tube de décharge

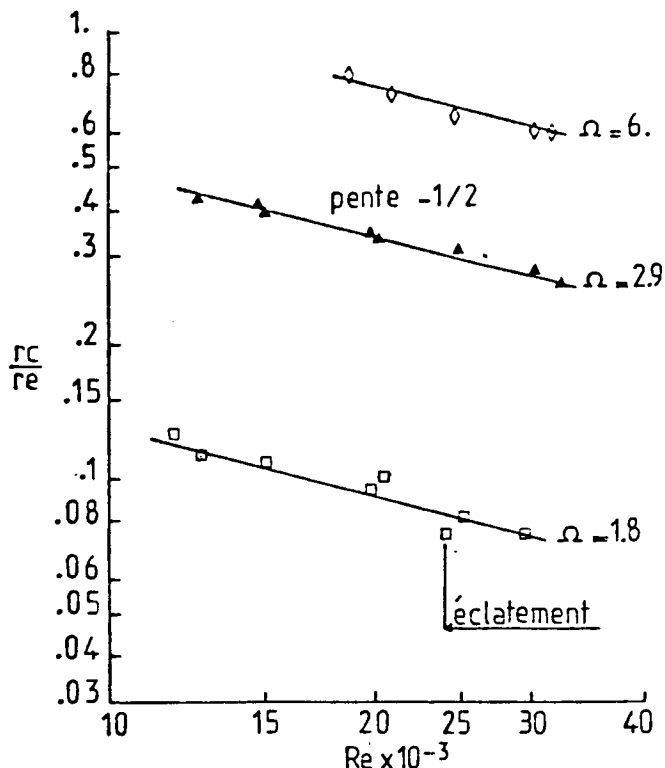


Fig.4.12 - Variations du rayon du coeur du vortex avec le nombre de Reynolds et Ω

IV.2.3.2 - Etude des mécanismes provoquant l'apparition de l'éclatement

Plusieurs études ont été réalisées dans le but d'expliquer les mécanismes qui sont à l'origine du phénomène d'éclatement d'un vortex, et d'établir un critère permettant de prédire correctement son existence. D'après la bibliographie, elles se regroupent suivant trois axes de recherche dont les idées essentielles reposent sur une analogie entre l'éclatement et le décollement d'une couche limite, la stabilité hydrodynamique du vortex et sur les conditions d'existence d'ondes de perturbations entretenues par le coeur ("théorie des ondes" de Benjamin [56]).

a) - Analogie entre l'éclatement et le décollement d'une couche limite

Cette première idée est à l'origine d'une démarche très ancienne due à Lambourneet Hall, et exposée dans le mémoire de synthèse de Hall [24]. Celle-ci consiste à rechercher des solutions des équations de Navier-Stokes dans le cadre d'approximations du type couche limite ($\frac{\partial}{\partial z} \ll \frac{\partial}{\partial r}$; $u \ll w$ et $\frac{r_c}{L} \ll 1$), pour représenter l'écoulement dans le coeur du vortex en amont du phénomène d'éclatement tourbillonnaire. Dans ce problème, l'éclatement est considéré comme un phénomène analogue à celui du décollement lors du calcul du développement d'une couche limite. Son apparition est déterminée par une condition de compatibilité des solutions sur l'axe du vortex, celle-ci se traduisant par une condition sur le gradient axial de la pression. L'éclatement

est supposé se produire pour une inversion de ce dernier. C'est une méthode qui donne des résultats assez proches de la réalité dans le cas des tourbillons d'apex se développant derrière les ailes delta. Pendant ces dernières années, elle a été délaissée dans la plupart des études de vortex confiné, en raison des écarts entre les prédictions théoriques qu'elle fournit et les résultats expérimentaux.

b) - Stabilité d'un vortex

D'après certains auteurs, l'éclatement semble résulter de l'instabilité de l'écoulement dans le coeur du vortex à des perturbations de faible amplitude et non axisymétriques. La première théorie de la stabilité d'un vortex est établie par Ludwig (mémoire de synthèse de Hall [24]). Cet auteur a généralisé la condition de stabilité de Rayleigh $d(v.r)/dr > 0$ au cas d'un écoulement tourbillonnaire dans lequel il existe une composante axiale de vitesse w . A partir de considérations concernant l'équilibre locale des nappes tourbillonnaires, il montre que la condition de stabilité d'un vortex est donnée par l'inégalité suivante :

$$(1 - C\theta)^2 (1 + C\theta) - (5/3 - C\theta)Cz^2 > 0$$

dans laquelle :

$$C\theta = \frac{r}{v} \frac{\partial v}{\partial r} \quad \text{et} \quad Cz = \frac{r}{v} \frac{\partial w}{\partial r}$$

L'application de cette condition nécessite donc la connaissance des profils des composantes axiale et tangentielle de la vitesse dans chaque section du vortex. Les résultats sont généralement présentés dans le diagramme $[Cz, C\theta]$.

Ce critère, appliqué aux profils expérimentaux des composantes axiale et tangentielle, mesurées par Garg et Leibovich [14] dans leur dispositif, montre que l'écoulement est stable en amont de l'éclatement et instable dans les sections situées en aval.

Les profils de vitesse, déterminés en amont de l'éclatement par ces deux auteurs, sont très bien représentés par la solution analytique de Batchelor [49] :

$$\begin{aligned} u &= 0 \\ v(r) &= (q/r) \cdot [1 - \exp(-r^2)] \\ w(r) &= w_p + \exp(-r^2) \end{aligned}$$

Les composantes de vitesse et la coordonnée radiale sont respectivement normées par l'écart de vitesse axiale ΔW entre la paroi du tube et l'axe du vortex, et par le produit $0,89 r_m^*$, r_m^* étant le rayon où la vitesse tangentielle est maximale ($v^*(r_m^*) = V_m$). Le paramètre q est égal à $1.57 \frac{V_m}{\Delta W}$ et w_p est la vitesse axiale réduite à la paroi. Ce type d'écoulement est souvent appelé Q-vortex par simplicité de langage.

Lessen, Singh et Paillet (1974) [46,47] ont étudié de manière théorique la stabilité de cet écoulement à des perturbations infinitésimales non axisymétriques du type $\exp[i(\alpha.z + n.\theta + \alpha.c.t)]$, à la fois en fluide parfait et en fluide visqueux. α et n sont les nombres d'onde dans les directions axiale et tangentielle, et $c = cr + i.ci$ est la vitesse de phase complexe. Seules les valeurs négatives de n ont été considérées. Les résultats obtenus en fluide parfait représentent la stabilité du vortex pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds et, par conséquent, sont applicables aux vortex étudiés par Sarpkaya [15,16] et Leibovich [12,14]. Nous avons récapitulé sur la figure 4.13 les domaines de stabilité de l'écoulement suivant les valeurs du nombre d'onde n et de q .

Les résultats obtenus en fluide parfait peuvent être généralisés à une classe d'écoulement à vortex, pour lesquels $w = w(r)$ et $v = v(r)$, par le critère suivant établi par Howard et Gupta [48]. L'inégalité :

$$\frac{\alpha^2}{r^3} \frac{d}{dr} (v.r)^2 + 2\alpha n \frac{v}{r^2} \frac{dw}{dr} - \frac{1}{4} \left(\alpha \frac{dw}{dr} - n \frac{d}{dr} \left(\frac{v}{r} \right) \right)^2 < 0$$

vérifiée en tout point de l'écoulement est une condition nécessaire à l'instabilité de cette classe d'écoulement. Cette inégalité conduit au critère classique d'instabilité à des perturbations axisymétriques ($n=0$)

$$\frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (vr)^2 < \frac{1}{4} \left(\frac{dw}{dr} \right)^2 < 1/4$$

D'après ce critère établi en toute rigueur pour les valeurs infinies du nombre de Reynolds, l'écoulement représenté par la solution analytique de Batchelor est stable à ce type de perturbation si $q > 0.403$. Dans les études de Sarpkaya [15,16] et Leibovich [12,14], les plus petites valeurs de ce paramètre sont très supérieures à celle-ci ; il est donc peu probable que l'éclatement du vortex résulte d'instabilité à des perturbations axisymétriques.

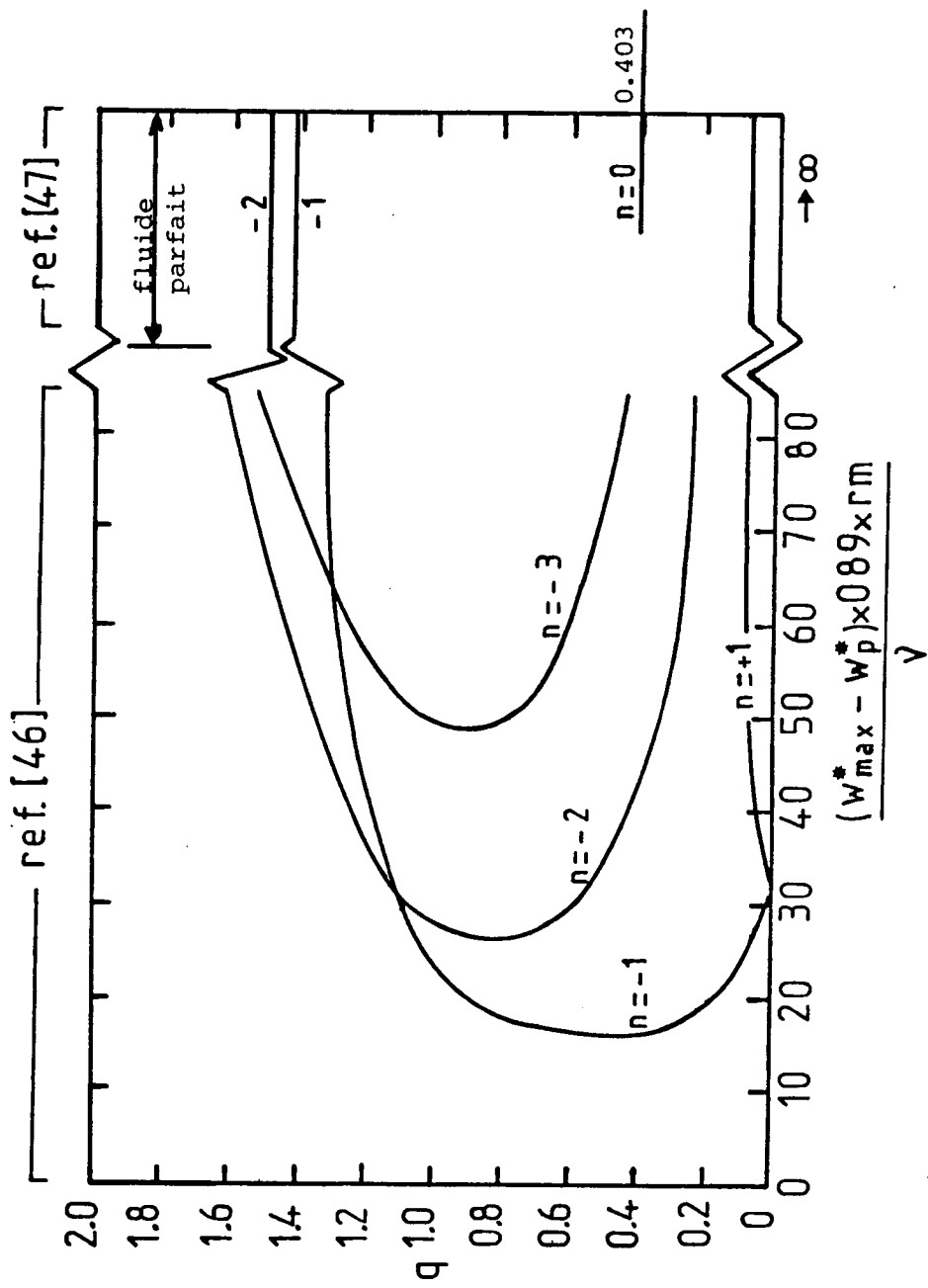


Fig. 4.13 - Courbes de stabilité neutre calculées par Lessen, Singh et Paillet [46,47]

Les modes les plus instables sont observés pour les valeurs négatives du nombre d'onde azimutal n . Ces résultats sont confirmés par une étude plus récente (1983) réalisée pour des grandes valeurs du nombre de Reynolds et du nombre d'onde n par Leibovich et Stewartson [50]. Elle diffère de la précédente par la méthode de résolution des équations simplifiées en raison des grandes valeurs de n ; les solutions sont cherchées sous forme de développements asymptotiques. Cette méthode est d'un grand intérêt puisqu'elle permet de formuler une condition suffisante de stabilité applicable à des vortex dans lesquels $v=v(r)$ et $w=w(r)$. Tous les modes axisymétriques de nombre d'onde azimutal négatif ($n<0$) sont stabilisés si :

$$r \cdot \frac{dw}{dr} \left[\frac{dw}{dr} \cdot \frac{d(v \cdot r)}{dr} + \left(\frac{dw}{dr} \right)^2 \right] > 0$$

en tout point de l'écoulement ($\omega = v/r$). C'est une condition suffisante de stabilité.

D'après ces critères de stabilité, les profils de vitesse mesurés dans des sections de l'écoulement situées en amont et en aval de l'éclatement par Leibovich [12,14] et Sarpkaya [15,16] présentent un caractère instable. Ces résultats sont confirmés dans une étude plus récente (1982) réalisée par Escudier, Bornstein et Maxworthy [58]. D'autre part, les analyses spectrales des fluctuations de la composante tangentielle de vitesse mesurées en aval de l'éclatement par Garg et Leibovich [14] ont mis en évidence le premier mode d'instabilité $n = -1$ de Lessen, Singh et Paillet [46]. Les fréquences caractéristiques mesurées sont de l'ordre de la fréquence théorique. D'après l'ensemble de ces résultats, l'éclatement du vortex confiné dans un tube est probablement lié à l'apparition d'instabilités à des perturbations non axisymétriques du nombre d'onde négatif. Dans le cadre de notre étude, les résultats de Lessen, Singh et Paillet [46,47] peuvent difficilement être appliqués à l'écoulement dans l'entrée du tube de décharge du cyclone. La modélisation de cet écoulement par un Q-vortex est particulièrement délicate en raison des conditions aux limites difficiles à contrôler, puisqu'elles sont imposées par l'écoulement du fluide dans le cône de l'appareil.

c) - "Théorie des ondes" de Benjamin

La "théorie des ondes" de Benjamin repose sur les conditions d'existence d'ondes de perturbation axisymétriques de faible intensité, stationnaires ou progressives, entretenues sur le cœur du vortex ainsi que leurs conséquences sur la structure de l'écoulement. Cet auteur a envisagé une fonction de courant perturbée par une onde satisfaisant ces conditions. Dans le cas simple

d'une onde stationnaire, $\psi = \psi + F(r,z)e^{az}$. En considérant le fluide parfait et en supposant négligeable le gradient axiale de la fonction de courant devant le gradient radial, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \left[a^2 - \frac{r}{w} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^3 w^2} \frac{\partial (vr)^2}{\partial r} \right] F = 0$$

avec les conditions aux limites sur l'axe $F(0,z) = 0$ et sur la paroi du tube $F(r_t,z) = 0$.

La fonction F peut être calculée par intégration de cette équation dans laquelle les profils de vitesse non perturbés u et w sont des données du problème.

Ce dernier est ramené à un calcul de valeurs propres pour a . Au sens de Benjamin, F caractérise un écoulement "supercritique" si toutes les valeurs de a sont positives et "subcritiques" si au moins une valeur propre est négative. D'après cet auteur, l'éclatement tourbillonnaire est un phénomène qui fait passer l'écoulement dans le coeur du vortex d'un état supercritique à un état subcritique pour lequel l'onde axisymétrique n'est pas entretenue sur le coeur. C'est donc une méthode permettant de déterminer les conditions d'existence de l'éclatement, mais qui nécessite la connaissance des profils des composantes axiale et tangentielle de la vitesse dans le coeur.

Plusieurs applications de ce critère à des tourbillons confinés dans un tube ont été réalisées récemment par Escudier, Bornstein et Maxworthy [58] et Leibovich [15]. D'après ces études, les écoulements dans des sections situées en amont et en aval de l'éclatement ont bien les caractéristiques d'un état supercritique et subcritique. Par contre, ce critère n'est pas vérifié dans tous les cas d'éclatement de tourbillon d'apex, derrière les ailes delta. Ces résultats semblent confirmer les différences entre les mécanismes à l'origine des éclatements des vortex confinés et des tourbillons d'apex, évoquées récemment par Escudier [57].

Dans le coeur du vortex généré dans le cyclone, nous ne possédons pas suffisamment de renseignements concernant les profils des composantes axiale et tangentielle de la vitesse pour appliquer cette méthode. Par contre, nos résultats expérimentaux obtenus à partir de visualisations vérifient un critère semi-empirique établi récemment par Escudier et Keller [57] d'après la théorie

de Benjamin et leurs résultats expérimentaux. Pour expliquer les mécanismes qui sont à l'origine de la forme axisymétrique de l'éclatement tourbillonnaire d'un vortex confiné dans un tube ("bulbe de recirculation"), Escudier et Kelle ont imaginé un schéma susceptible de représenter l'écoulement au voisinage de l'éclatement et dont le fondement repose sur des mesures de vitesse dans le bulbe de recirculation (fig. 4.14). A partir de la théorie de Benjamin et de profils simplifiés des composant axiale et tangentielle de vitesse en amont et à l'intérieur de l'éclatement, ces deux auteurs ont calculé un critère permettant de prévoir l'éclatement tourbillonnaire en fonction du rayon du coeur du vortex et du groupement $\frac{\Gamma_c}{\pi w_t r_c}$ qui est un paramètre dont le rôle est analogue à celui de Ω dans notre étude. Les variations de ce groupement avec r_c / r_t sont reportées sur la figure 4.15. Lorsque le rayon du coeur est très petit devant celui du tube, r_c est de l'ordre de grandeur de $\sqrt{r_t L / Re}$ et les courbes représentées sur cette figure montrent que le critère peut se mettre sous la forme suivante :

$$\left(\frac{\Gamma_c}{2w_t \cdot r_t} \right)^2 \cdot \left(\frac{2r_t}{4} \right) \cdot Re = Cste$$

Il regroupe très bien les résultats expérimentaux obtenus par Escudier et Zehnder [19], Sarpkaya [15,16] et Leibovich [12, 14]. Dans le cas d'un vortex confiné dans le tube de décharge d'un cyclone à entrée axiale, ce critère se met sur la forme $\Omega^2 \cdot Re \cdot \frac{2re}{H-S} = Cste$. Les variations du nombre de Reynolds critique Re_c avec le produit $\Omega \left(\frac{H-S}{2re} \right)^{1/2}$ obtenues pour $\Omega = 1.8$ sont reportées sur la planche IV.4.

La courbe obtenue est une droite de pente - 2 ; elle montre que ce critère est bien vérifiée dans ce cas. Plusieurs vues de l'éclatement du vortex, reportées sur cette même planche pour $S/ro = 0.72$, illustrent les régimes d'écoulement dans le coeur du vortex avant et au-delà du régime critique. Nous voyons donc que la forme de l'éclatement reste pratiquement inchangée lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à Re_c . Les formes d'éclatement observées pour les autres valeurs de S/ro envisagées dans cette étude sont identiques à celles-ci.

La théorie des ondes de Benjamin a suscité deux études expérimentales de la propagation d'ondes "solitaires" de divers types dans le coeur d'un vortex [59 , 60]. Ces auteurs ont observé les effets produits sur la structure d'un Q-vortex par la propagation d'ondes solitaires de torsion ou d'ondes axisymétriques dans le sens opposé à l'écoulement et dans le même sens ;

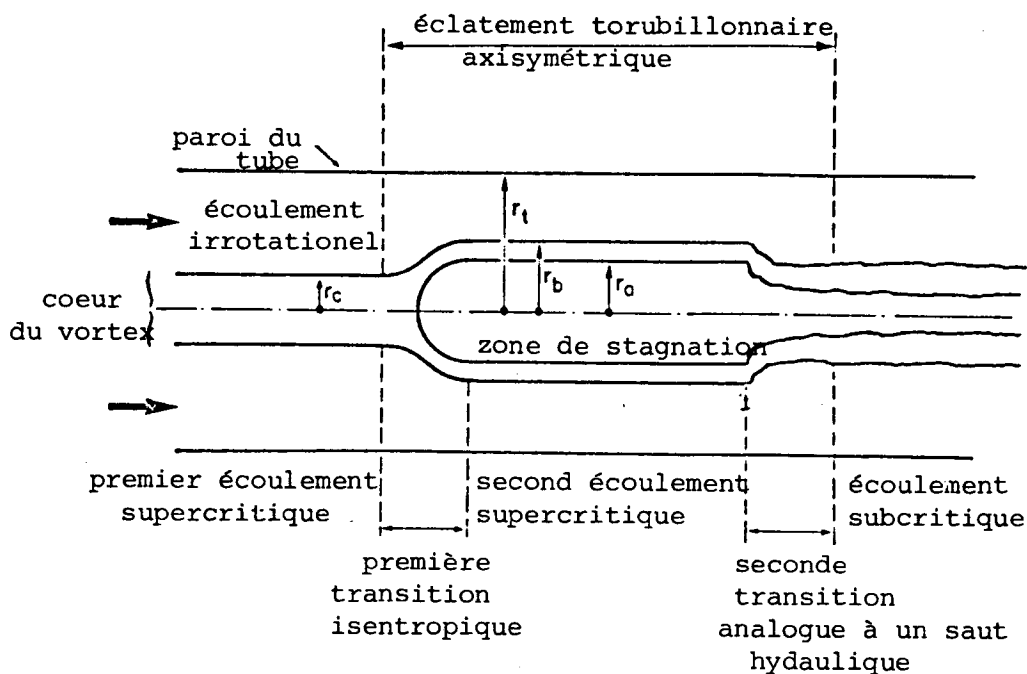


Fig.4.14 - Représentation schématique de l'écoulement au voisinage de l'éclatement tourbillonnaire, d'après Escudier et Keller [57]

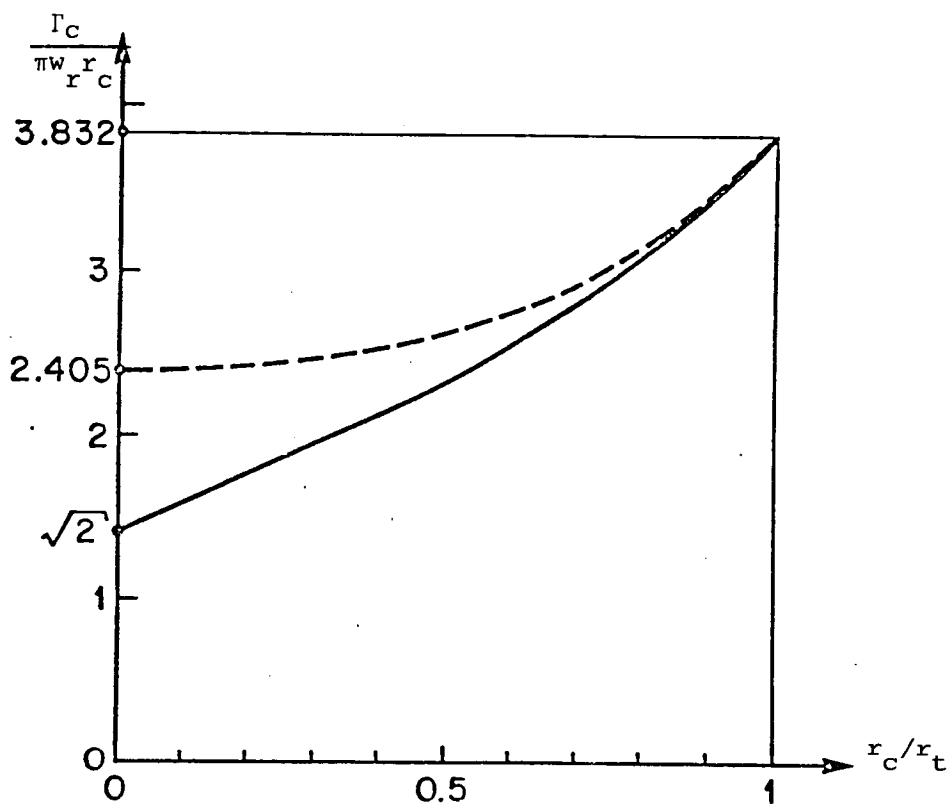


Fig.4.15 - Valeurs des paramètres $\Gamma_c / \pi w_t r_c$ et r_c / r_t pour lesquelles l'éclatement (—) et la transition supercritique-subcritique (----) apparaissent.

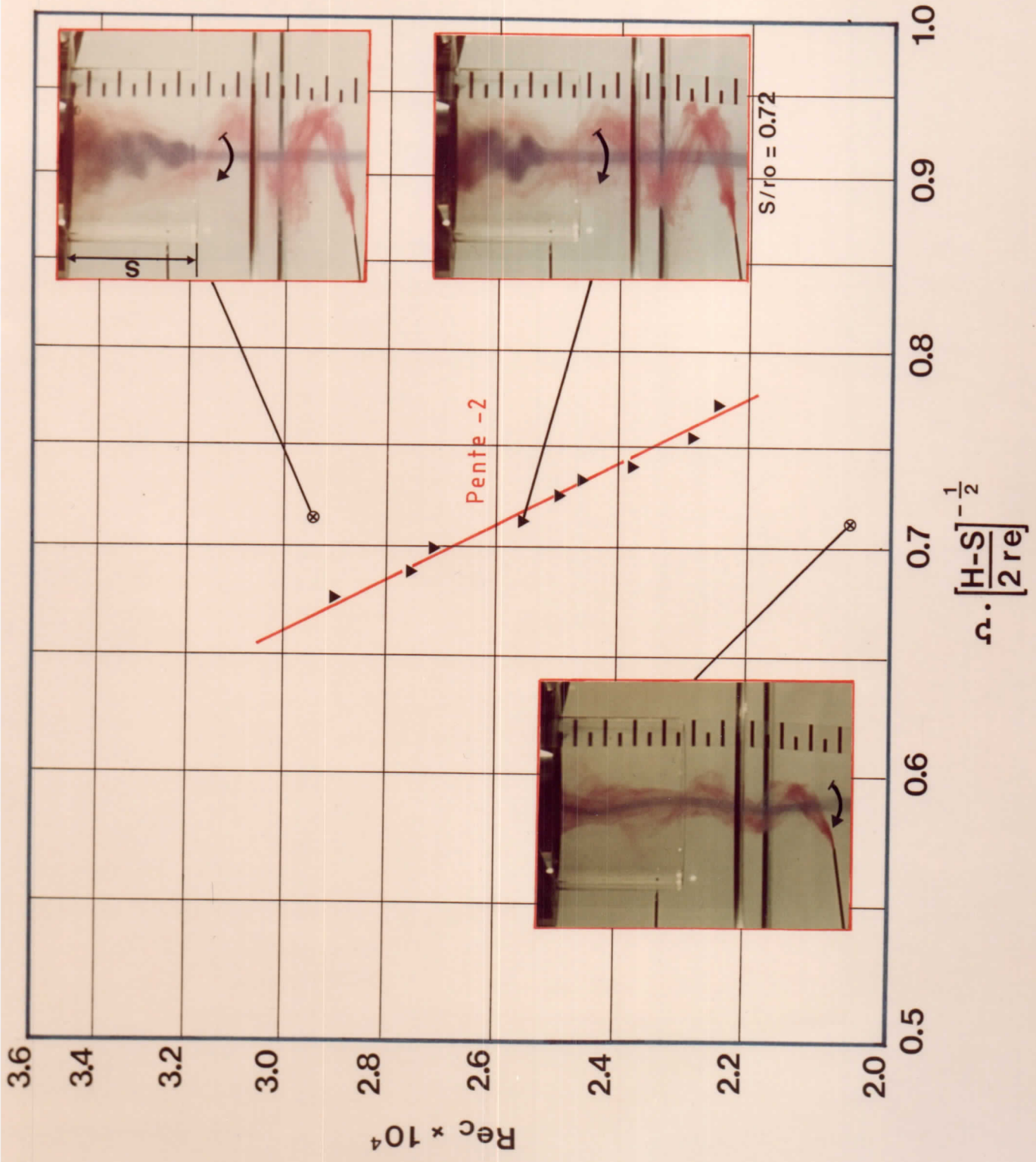


PLANCHE IV.4 – Apparition de l'éclatement du vortex.

empirique d'Escudier, déterminé à partir de la "théorie des ondes" de Benjamin, regroupe bien nos résultats expérimentaux obtenus par $\Omega = 1.8$. Il fournit les valeurs de Ω et de Re pour lesquelles l'éclatement apparaît dans une section donnée du tube, mais ne permet pas de prédire la position axiale de ce phénomène. Ce critère semble être le seul qui puisse être aisément appliqué dans le cas du cyclone.

Nos expériences et celles de plusieurs auteurs montrent que l'éclatement tourbillonnaire prend naissance dans une section du tube située en aval du cyclone pour des valeurs particulières de Ω et Re . La valeur de Ω étant fixée, le phénomène se déplace vers l'entrée du tube lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à la valeur critique Re_c . Au delà de Re_c , certaines visualisations montrent que l'éclatement se produit en amont du tube de décharge en prenant une forme pratiquement cônica. Les observations d'Escudier, Bornstein et Maxworthy [58], réalisées dans des conditions expérimentales analogues ($Re > Re_c$), semblent confirmer ce phénomène. Pour de très grandes valeurs du nombre de Reynolds, les visualisations de ces auteurs ne font plus apparaître l'éclatement sous sa forme habituelle, mais une dilatation du coeur du vortex à l'intérieur duquel l'écoulement est recirculé ; des structures semblables aux tourbillons de Taylor prenant naissance entre deux cylindres tournants, sont alors visualisées à sa frontière. Ces régimes d'écoulement semblent se rapprocher de ceux obtenus dans la maquette du dépoussiéreur pour $\Omega = 2.9$ et $\Omega = 6.0$. Leur étude est particulièrement délicate ; elle nécessite des visualisations dans un plan méridien du coeur du vortex, difficiles à réaliser en raison du caractère tridimensionnel de l'écoulement et des valeurs élevées de la vitesse au voisinage de l'axe.

IV.3 - ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT AVEC SUSPENSIONS - EFFICACITE DU CYCLONE

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus à partir des visualisations de l'écoulement de la phase solide au voisinage de la paroi, ainsi que les mesures des efficacités globale et intrinsèque du dépoussiéreur et de la maquette. Ces dernières sont réalisées pour plusieurs valeurs des paramètres, et comparées aux valeurs théoriques calculées avec les modèles de Bloor et Ingham [2], de Leith et Licht [38] et le modèle modifié de ces deux derniers auteurs.

IV.3.1 - Visualisations de l'écoulement de la phase solide

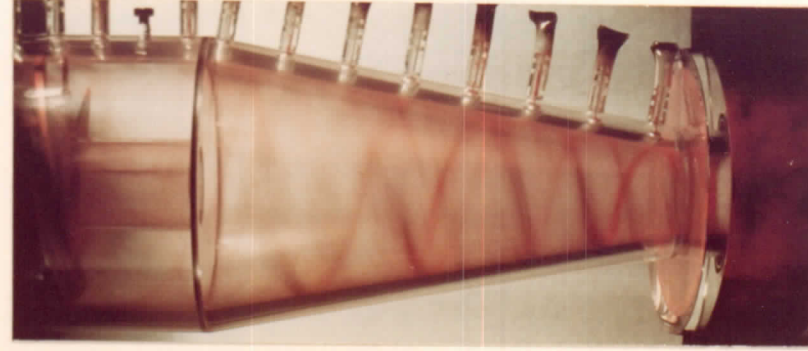
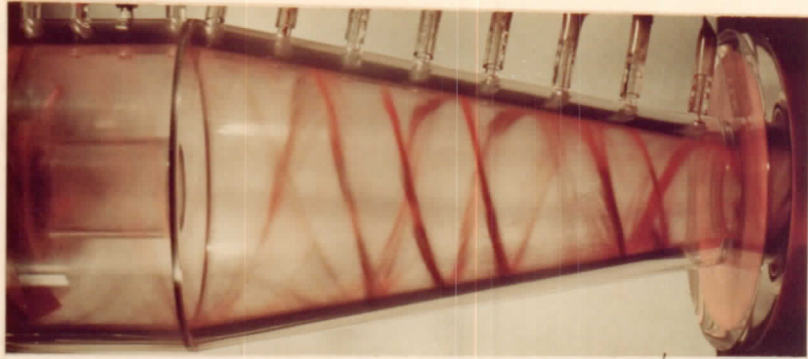
Ces visualisations sont réalisées pour toutes les valeurs de Ω et de Re pour lesquelles nous avons mesuré l'efficacité de la maquette. Leurs enregistrements vidéo permettent de les restituer et d'étudier le comportement des suspensions pour les différents régimes d'écoulement mis en évidence en l'absence de suspension.

Dans tous les cas, nous avons visualisé au voisinage de la paroi de la maquette, un nouveau type d'instabilité ; plusieurs vues de ce phénomène sont présentées sur la planche IV.5. Ce type d'instabilité est matérialisé par des bandes d'accumulation de suspensions de forme hélicoïdale, convectées vers le sommet du cône avec une vitesse difficile à mesurer mais dont l'ordre de grandeur semble être légèrement inférieur à la vitesse axiale de l'écoulement. Pour les valeurs du nombre de Reynolds et de Ω envisagées, elles prennent naissance dans la partie cylindrique de la maquette.

Ce phénomène a déjà été observé par Muschelknautz [51] et Abrahamson [1] dans des cyclones à entrée tangentielle. Cependant son origine reste encore confuse. D'après Abrahamson [1], les bandes d'accumulation de particules semblent matérialiser des tourbillons de Goërtler qui prennent naissance dans les couches limites se développant sur les parois concaves. Ils sont causés par les effets destabilisants des forces centrifuges au voisinage de la paroi et leurs axes sont parallèles à la direction de l'écoulement extérieur à la couche limite. L'étude théorique de ce type d'instabilité a été abordée, pour la première fois par Goërtler, (Schlichting [61]) dans le cas particulier où la vitesse de l'écoulement de base est uniquement tangentielle. Selon cet auteur, les instabilités centrifuges se manifestent avec une longueur d'onde λ reliée à l'épaisseur de quantité de mouvement θ par la relation $\lambda = 45 \times \theta$ lorsque le nombre de Reynolds $\frac{U_0 \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{R}}$ devient supérieur à une valeur de transition égale à 0.58. Ce nombre de Reynolds est défini avec l'épaisseur de quantité de mouvement, le rayon de courbure R de la paroi et la vitesse U_0 extérieure à la couche limite. Ce critère de stabilité est confirmé par les résultats expérimentaux obtenus par Liepmann [61], et pour lesquels les tourbillons de Goertler apparaissent pour une valeur de ce nombre de Reynolds douze fois plus élevée que la valeur de transition à l'instabilité calculée par Goërtler.

t

t + 0.5 s



$\Omega = 1.8$

$\Omega = 2.9$

$\Omega = 6.0$

Re = 58 700 ; S/ro = 0.96

PLANCHE IV.5 – Visualisation du comportement
des suspensions sur la paroi de la maquette.

Un ordre de grandeur de la longueur d'onde λ peut être calculé le long de la paroi cylindrique du cyclone où l'instabilité prend naissance. L'écoulement extérieur à la couche limite est représenté par le champ de vitesse $u^* = 0, v^* = K/r^{*n}, w^* = \frac{K}{r^{*n}} \sqrt{\frac{1-n}{n}}$ déterminé dans le chapitre II. A partir de considérations dimensionnelles sur les différents termes des équations de Navier-Stokes, on peut montrer que l'épaisseur de la couche limite est de l'ordre de $\sqrt{\frac{v \cdot r_0}{v^*(r_0)}}$ dans la plupart des problèmes de couche limite, cet ordre de grandeur est quatre fois plus petit que l'épaisseur réelle δ . Nous l'avons supposée égale à $4 \times \sqrt{\frac{v \cdot r_0}{v^*(r_0)}}$ et peut différente de l'épaisseur de déplacement δ^* . Pour relier cette dernière à l'épaisseur de quantité de mouvement, nous avons utilisé la relation $\theta = 0.38 \times \delta^*$ obtenue dans le cas d'une couche limite se développant sur une plaque plane et qui donne probablement une valeur approchée de θ pour une paroi concave. L'expression de Goertler permettant de calculer la longueur d'onde se met donc sous la forme :

$$\lambda = 68 \times \sqrt{\frac{r_0^{n+1}}{\alpha}} \sqrt{\frac{1}{\Omega \text{ Re}}}$$

où $\alpha = \frac{(2-n)l}{2\pi(r_0^{l-n}) - (r_0 - l)^{2-n}} \quad (n = \cos^2 \beta).$

A partir du critère de stabilité de Goertler, on peut également montrer que les tourbillons apparaissent pour des valeurs du nombre de Reynolds Re supérieures à une valeur de transition à la stabilité Re_i , qui est reliée aux principaux paramètres par la relation :

$$\Omega \times Re_i = \frac{620}{\alpha r_0^{1-n}}$$

Nous avons calculé les ordres de grandeur de δ et λ pour les trois valeurs de Ω et une valeur du nombre de Reynolds égale à 58700. Elles sont reportées dans le tableau 4.16, ainsi que celles du nombre de Reynolds de transition à l'instabilité.

Ω	d (mm)	L (mm)	Re _i
1.8	1.0	18	650
2.9	1.4	25	1300
6.0	1.8	31	2000

Tableau 4.16 - Valeurs de d et L calculées pour Re=58700
et du nombre de Reynolds Re_i

Les ordres de grandeur de la longueur d'onde obtenus sont comparables à ceux mesurés à partir des visualisations présentées sur la planche IV.5. D'après les calculs, λ est une fonction croissante de Ω et est pratiquement indépendante du nombre de Reynolds Re. Ces variations sont sans doute significatives et semblent vérifiées par les visualisations réalisées dans la maquette. Celles-ci font apparaître les bandes d'accumulation de particules pour des valeurs du nombre de Reynolds 15 à 50 fois plus élevées que la valeur de transition à l'instabilité. Ces bandes d'accumulation matérialisent probablement des tourbillons de Goërtler. Les valeurs de transition du nombre de Reynolds pour lesquelles ils apparaissent dans la maquette, sont sans doute inférieures à 30000 ; aucune visualisation n'a pu être réalisée pour des valeurs de Re plus petites.

IV.3.2 - Etude de l'influence des paramètres sur l'efficacité

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux concernant l'efficacité du dépoussiéreur et de sa maquette. Les valeurs des efficacités globale et intrinsèque sont calculées à partir des mesures de granulométrie des particules injectées et collectées. La méthode employée pour réaliser ces mesures est présentée dans le paragraphe III.2.3.

Dans le second chapitre (paragraphe II.1), nous avons vu que les efficacités globale et intrinsèque peuvent être calculées par les relations suivantes :

$$\eta_g = \frac{N_c}{N_i} \frac{\int_0^\infty n_c d^3 \delta_d}{\int_0^\infty n_i d^3 \delta_d} \quad E(d_j) = \frac{n_c}{n_i} \frac{N_c}{N_i}$$

Rappelons que l'efficacité globale représente le rapport du débit massique des particules retenues à celui des particules introduites dans le cyclone. Quant à l'efficacité intrinsèque, c'est le rapport du débit massique des particules de diamètre d_j collectées à celui des particules de même diamètre et entrant dans le cyclone.

L'efficacité globale peut être déterminée d'une manière plus directe en mesurant les masses de la phase solide récupérée dans la boîte à poussière (m_c) et introduite dans le cyclone (m_i) pendant un même intervalle de temps. Son expression est alors :

$$n_g = \frac{m_c}{m_i}$$

La masse m_i de la phase solide introduite dans le cyclone est égale à la différence entre celles des particules injectées dans l'écoulement par le lit fluidisé (m_ℓ) et déposées dans le circuit d'alimentation de l'appareil (m_d).

$$m_i = m_\ell - m_d$$

Pour les grandes valeurs du débit volumique, la déposition est faible et m_d est très inférieure à m_ℓ ; dans ce cas, on peut considérer que l'efficacité globale est égale au rapport du débit massique des particules retenues à celui des particules s'échappant du lit fluidisé. Cette méthode de mesure ne donne de bons résultats que dans le cas du dépoussiéreur dans lequel le débit volumique prend de grandes valeurs ($Q_v > 100 \text{ m}^3/\text{h}$). Comparés avec ceux calculés à partir des répartitions granulométriques n_c et n_i , ils constituent un moyen de vérification de cette dernière méthode de mesure.

Rappelons que ces répartitions granulométriques n_c et n_i sont calculées en dérivant les polynômes d'interpolation passant par les valeurs expérimentales des fréquences cumulées $f_c(d_j)$ et $f_i(d_j)$. Ces dernières sont déterminées par sommation du nombre de particules $\langle n_{c_j} \rangle$ et $\langle n_{i_j} \rangle$ contenues dans chaque classe j et mesurées par comptage statistique ; les répartitions des suspensions représentées sous cette forme, sont des histogrammes de répartition.

IV.3.2.1 - Résultats expérimentaux concernant le dépoussiéreur industriel

Les histogrammes de répartition des particules introduites et collectées dans le dépoussiéreur sont représentées sur la figure 4.17 pour trois

valeurs du nombre de Reynolds Re (58180, 46590 et 36870) ; les rectangles blancs sont les intervalles de confiance qui encadrent les valeurs moyennes. Lorsque le nombre de Reynolds prend de grandes valeurs, les histogrammes des particules collectées se rapprochent de celui des particules introduites dans le dépoussiéreur ; leur maximum diminue pour des valeurs décroissantes de Re . Les valeurs de $\langle nc_j \rangle$ sont inférieures à celles de $\langle ni_j \rangle$ pour les petites suspensions puis deviennent supérieures pour les plus grosses. L'intersection des histogrammes des particules collectées et introduites dans le cyclone se produit pour une valeur du diamètre qui augmente lorsque l'on réduit le nombre de Reynolds.

Nous avons reporté les courbes de fréquences cumulées qui en résultent sur la figure 4.18. Pour des valeurs croissantes de Re , les courbes obtenues pour les particules collectées se rapprochent de celles des particules introduites dans le dépoussiéreur. Ce comportement est asymptotique et montre qu'il faut augmenter considérablement le nombre de Reynolds pour obtenir de grandes valeurs de l'efficacité lorsque les particules sont relativement petites (de l'ordre de 10 à 20 μm). Pour les très petites particules, les courbes obtenues sont entachées d'une grande incertitude rendant difficile leur interprétation.

Les répartitions granulométriques, calculées à partir de ces courbes par la méthode présentée dans le paragraphe III.2.3, sont reportées sur la figure 4.19. Elles représentent les pourcentages (portés en ordonnée) des particules de diamètre d collectées et introduites dans l'appareil ; ils sont respectivement notés $nc(d)$ et $ni(d)$. Le maximum des répartitions $nc(d)$ est atteint pour des valeurs croissantes du diamètre lorsque l'on diminue le nombre de Reynolds Re . D'autre part, l'intersection des courbes $nc(d)$ et $ni(d)$ se produit pour une valeur du diamètre des particules tel qu'on puisse considérer que $100 \times Ni/Nc \%$ sont retenues, Nc et Ni étant les nombres totaux de particules collectées et introduites dans le cyclone. Le rapport Ni/Nc , relié à l'efficacité intrinsèque par l'expression $Nc/Ni = E(d_j) \times ni/nc$, peut être déterminé à partir des variations de nc/ni avec le diamètre des particules. En effet, puisque l'efficacité intrinsèque atteint la valeur 100 % pour les particules de grand diamètre, la courbe $nc/ni = f(d)$ tend de manière asymptotique vers Ni/Nc pour les grandes valeurs du diamètre. Ce comportement est bien vérifié par les courbes obtenues pour les trois valeurs du nombre de Reynolds (figure 4.20). Le rapport Ni/Nc mesuré sur le palier de ces courbes, est supérieur à l'unité et diminue lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds. Cela

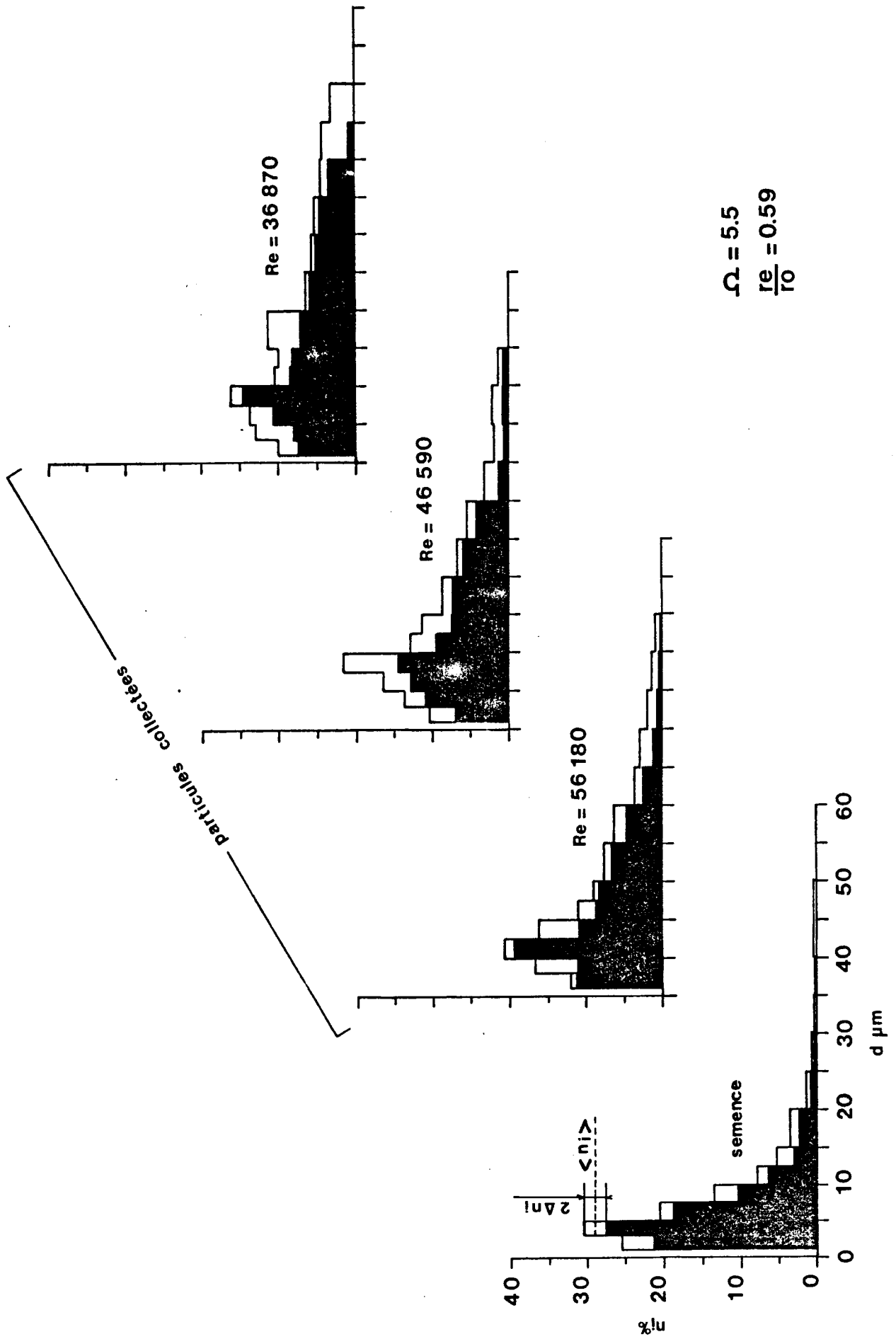


Fig.4.17 - Histogrammes de fréquences des particules introduites dans le cyclone et retenues dans la boîte à poussière

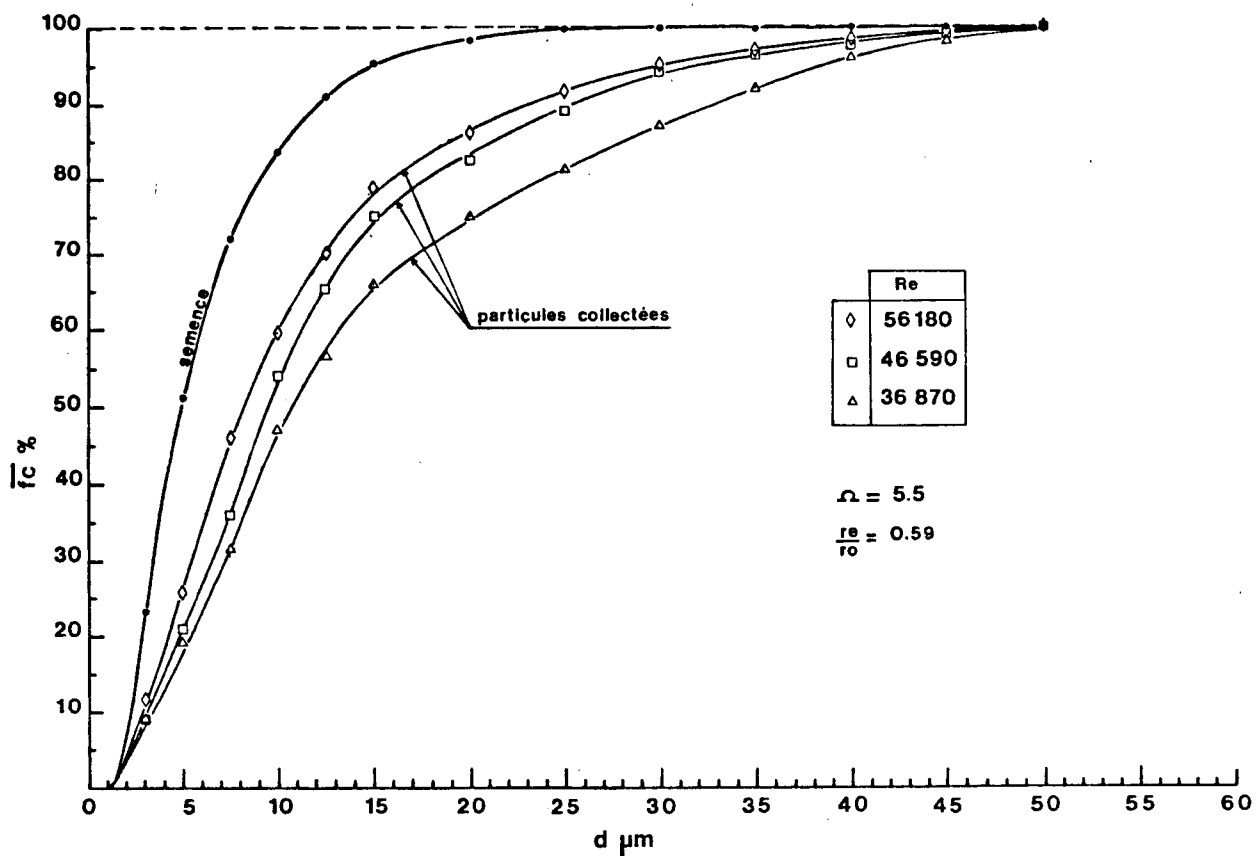


Fig. 4.18 - Courbes de fréquences cumulées des particules collectées

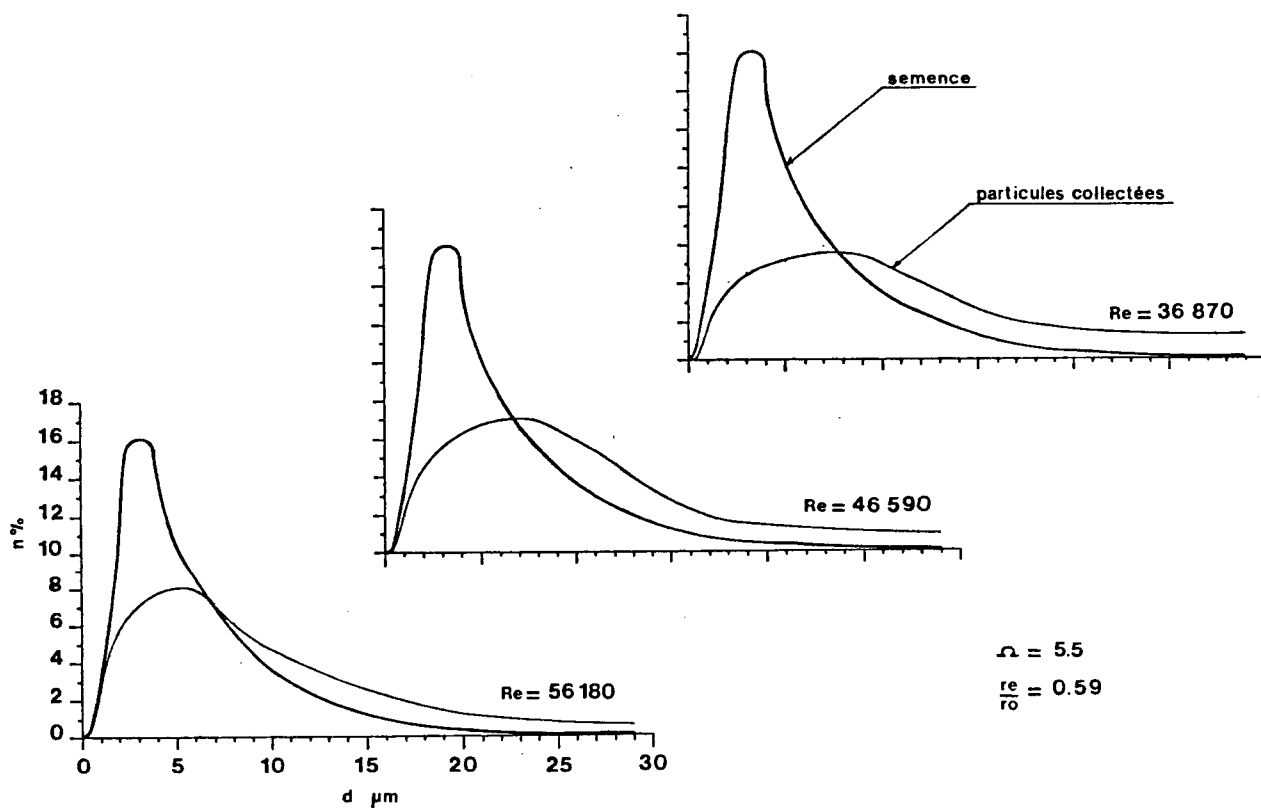
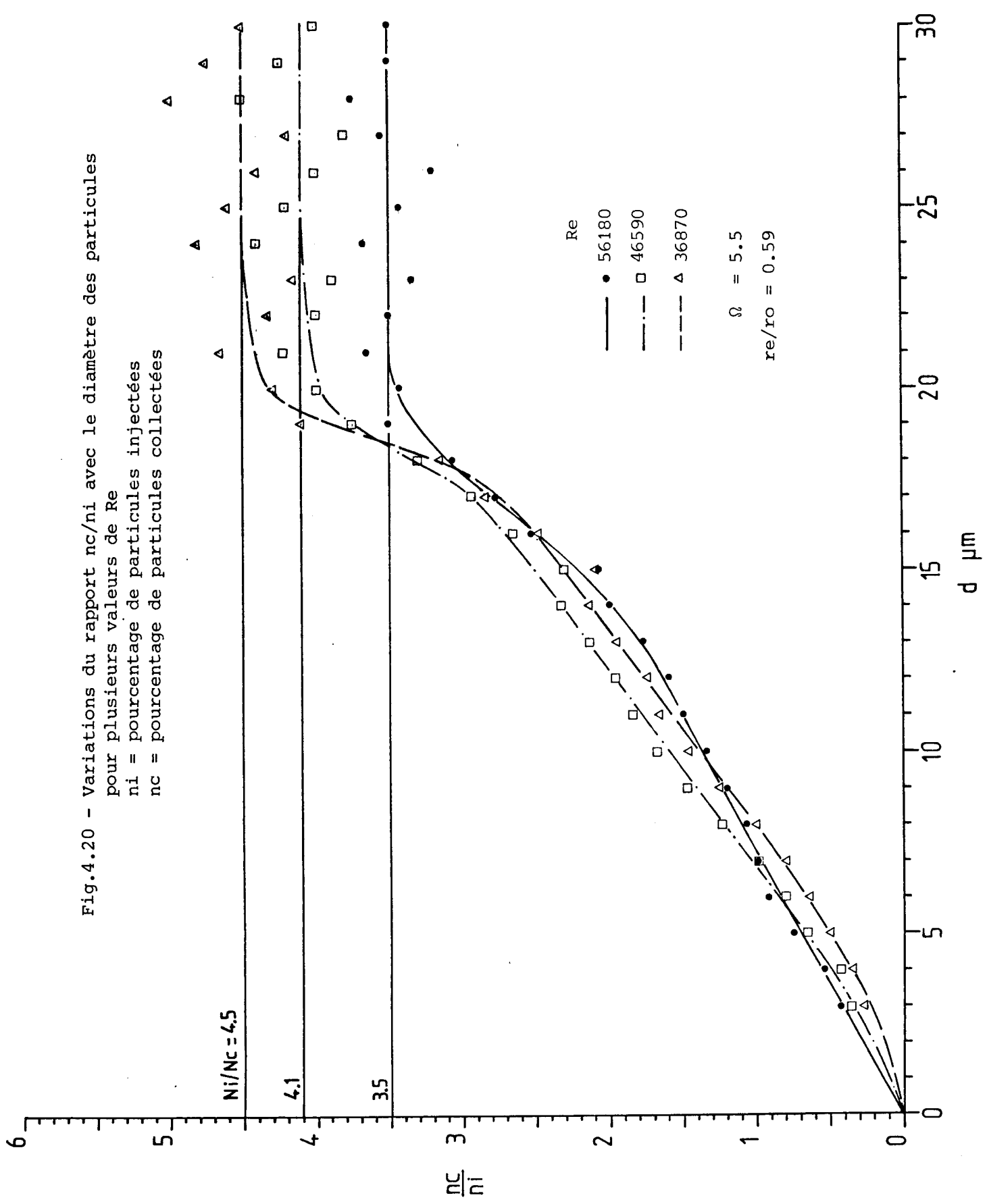


Fig. 4.19 - Répartitions granulométriques des particules collectées

Fig.4.20 - Variations du rapport n_c/n_i avec le diamètre des particules pour plusieurs valeurs de Re
 n_i = pourcentage de particules injectées
 n_c = pourcentage de particules collectées



signifie que le nombre total de particules collectées augmente pour des valeurs croissantes de Re . Dans le cas d'un dépoussiéreur efficace à 100 %, on obtiendrait des répartitions de n_c/n_i qui tendraient vers l'unité. Le principal intérêt de ces courbes est de fournir une estimation de N_i/N_c , uniquement à partir des mesures des granulométries des particules collectées et injectées. C'est le seul moyen dont nous disposons pour déterminer ce rapport. Précisons que celui-ci est entaché d'une incertitude relativement importante et difficile à chiffrer en raison des calculs successifs réalisés à partir des histogrammes de répartition. Les courbes n_c/n_i représentent, à une constante multiplicative N_i/N_c près, les variations de l'efficacité intrinsèque avec le diamètre des particules.

Ces dernières sont représentées sur la figure 4.21 ainsi que les courbes d'efficacité théoriques calculées d'après le modèle semi-empirique de Leith et Licht [38]. On obtient des valeurs expérimentales de l'efficacité intrinsèque plus petites que les valeurs théoriques pour des particules de diamètre inférieur à 17 μm environ. Pour des valeurs supérieures du diamètre, les courbes d'efficacité expérimentales atteignent très rapidement la valeur asymptotique 100 % alors que les courbes théoriques tendent progressivement vers cette valeur. Les courbes expérimentales montrent que les particules de diamètre supérieur à 20 μm sont pratiquement toutes collectées. Pour de plus faibles valeurs du diamètre, les nombres de Reynolds envisagés dans cette étude ont peu d'influence sur l'efficacité intrinsèque. Celle-ci passe de 50 % à 57 % pour des particules de 15 μm lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds de 36870 à 46590 ; pour des variations du nombre de Reynolds de 46580 à 56180, elle reste pratiquement inchangée. On observe un comportement identique pour pratiquement tous les diamètres de particules. Cela signifie qu'il faut augmenter considérablement le nombre de Reynolds pour améliorer l'efficacité intrinsèque de l'appareil.

Les efficacités globales η_g calculées à partir des granulométries et déterminées par pesées sont reportées sur la figure 4.22. Aux incertitudes près, les résultats obtenus par les deux méthodes sont assez bien regroupés. L'efficacité globale est de l'ordre de 70 à 85 % suivant les valeurs du nombre de Reynolds ; c'est une fonction croissante de ce paramètre tant qu'il reste inférieur à 45000. Pour des valeurs plus élevées, on observe une chute d'efficacité ainsi qu'une grande dispersion des mesures qui sont probablement causées par un réentraînement des particules déjà retenues dans la boîte de sédimentation, par le vortex forcé qui se forme sous le tube de décharge de l'appareil.

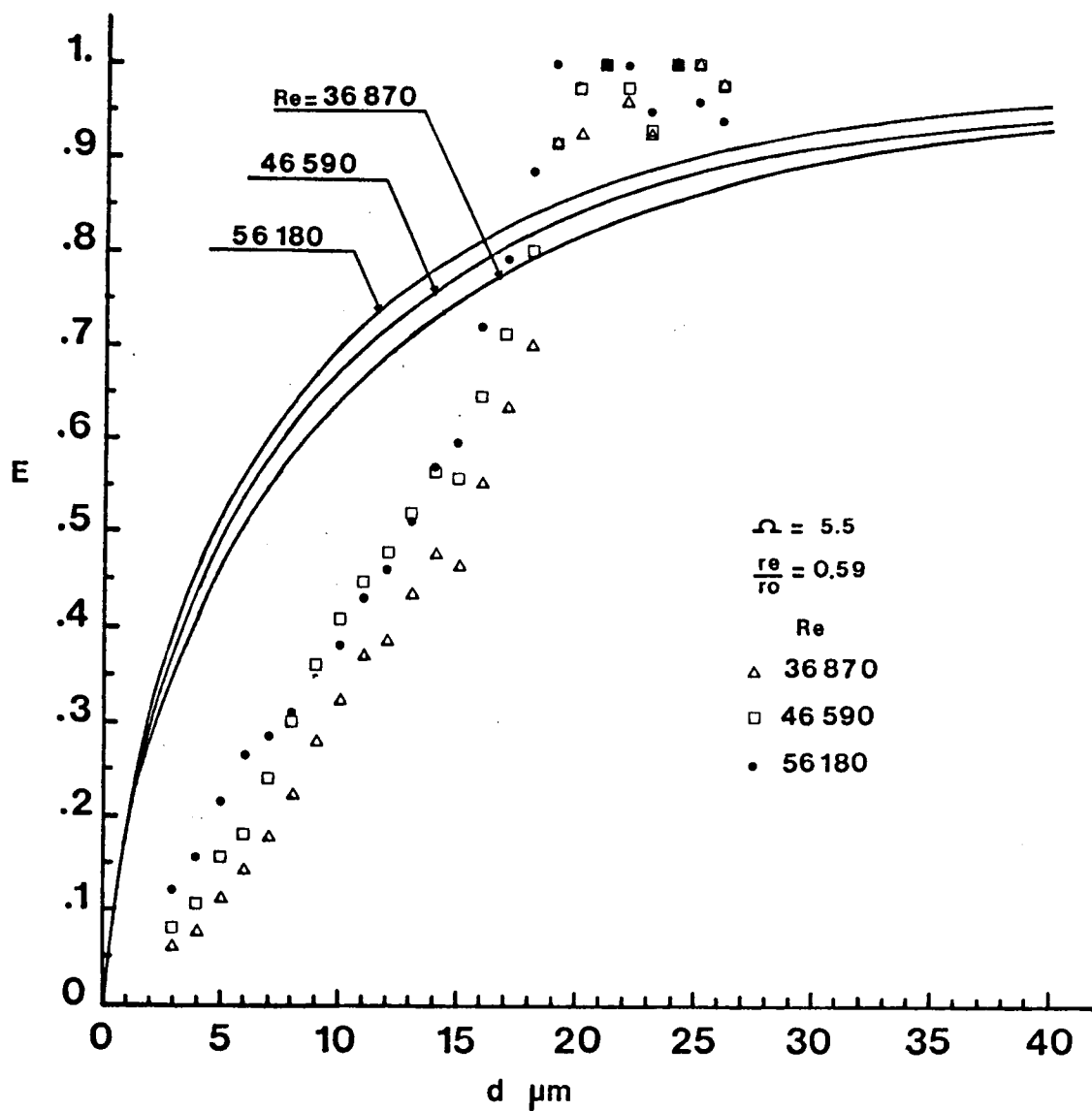


Fig.4.21 - Courbes d'efficacité intrinsèque du dépoussiéreur

Ce phénomène peut sans doute être évité en grande partie en empêchant le niveau des sédiments d'atteindre la zone où se forme le coeur du vortex.

Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter les résultats concernant la maquette de ce dépoussiéreur. Rappelons ses principales caractéristiques géométriques : le diamètre de son tube de décharge est environ deux fois plus petit que celui du dépoussiéreur ($r_e/r_o = 0.32$) et trois valeurs de Ω sont possibles (1.8, 2.9 et 6.0).

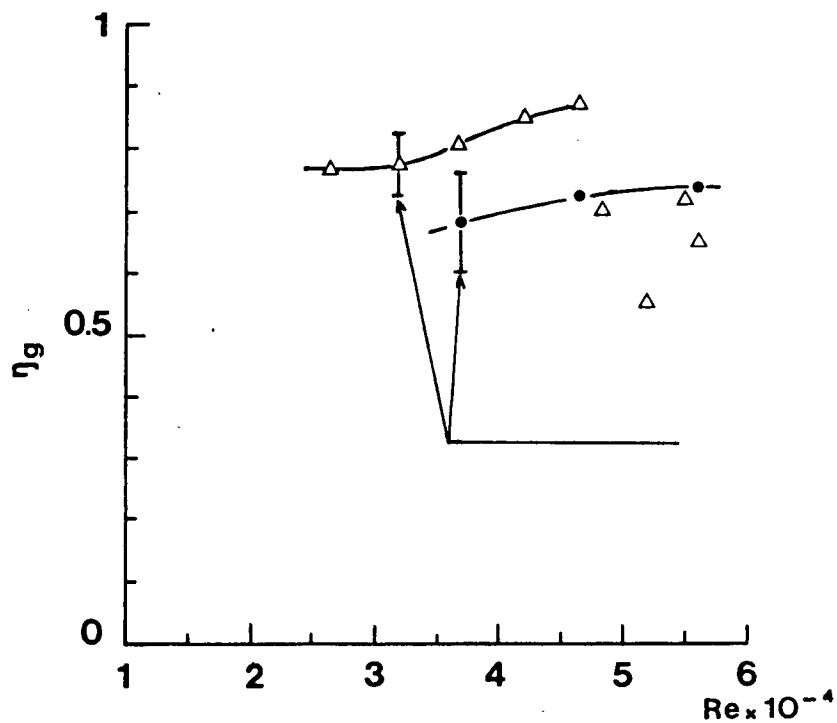


Fig. 4.22 - Variations de l'efficacité globale du dépoussiéreur avec le nombre de Reynolds Re , pour $r_e/r_o = 0.59$ et $\Omega = 5.5$

$$(\Delta : \eta_g \text{ mesuré} - \eta_g = \frac{\int_0^{\infty} \frac{nc \cdot d^3 \cdot \delta d}{ni \cdot d^3 \cdot \delta d} \frac{Nc}{Ni}$$

4.3.2.2 - Efficacités globale et intrinsèque de la maquette

Nous avons reporté, sur la figure 4.23, les histogrammes de répartition des particules collectées et introduites dans la maquette, obtenus pour les trois valeurs de Ω (1.8, 2.9 et 6.0) et les valeurs minimale et maximale de Re accessibles. Pour une valeur de Ω fixée, les variations des histogrammes avec le nombre de Reynolds sont semblables à celles obtenues dans le cas du dépoussiéreur industriel. Les effets produits par une augmentation de Ω apparaissent difficilement sur cette figure. L'influence de ce paramètre est plus facile à mettre en évidence sur les courbes d'efficacité intrinsèque.

Ces histogrammes de répartition font déjà apparaître une différence significative entre l'efficacité du dépoussiéreur et de la maquette, pour les particules de diamètre inférieur à environ $5 \mu\text{m}$. Lorsque les valeurs des paramètres Ω et Re sont proches de celles du cyclone industriel ($\Omega = 6.0$ et $Re = 58700$), le pourcentage des particules de diamètre inférieur à $5 \mu\text{m}$ retenues par le dépoussiéreur est égale à 26 %, tandis qu'il est de 40 % pour la maquette. Cette dernière apparaît donc plus performante pour cette tranche de granulométrie. On observe un phénomène analogue pour des particules de plus grand diamètre, mais beaucoup moins prononcé. Ce problème de séparation des petites particules se pose dans la plupart des appareils industriels; les particules de diamètre relativement important sont généralement assez bien collectées. Les valeurs de Re pour lesquelles les histogrammes obtenus pour la maquette et le cyclone industriel peuvent être comparés, sont légèrement différentes. Cependant, les variations des histogrammes avec le nombre de Reynolds montrent qu'une différence aussi faible du nombre de Reynolds ne peut certainement pas occasionner l'écart d'efficacité observé. L'ordre de grandeur des pourcentages de particules collectées de diamètre inférieur à $5 \mu\text{m}$ étant pratiquement le même quelque soient les valeurs de Ω , ces écarts d'efficacité ne peuvent être dus qu'à des différences géométriques d'un appareil à l'autre, ainsi qu'à la qualité de leur réalisation. Les courbes de fréquences cumulées correspondant à ces histogrammes sont reportées sur la figure 4.24, à titre indicatif.

Les courbes d'efficacité intrinsèques, calculées à partir des histogrammes de répartition déterminés pour quatre valeur de Re et les trois valeurs de Ω , sont représentées sur les figures 4,25, 4,26 et 4.27. Nous avons

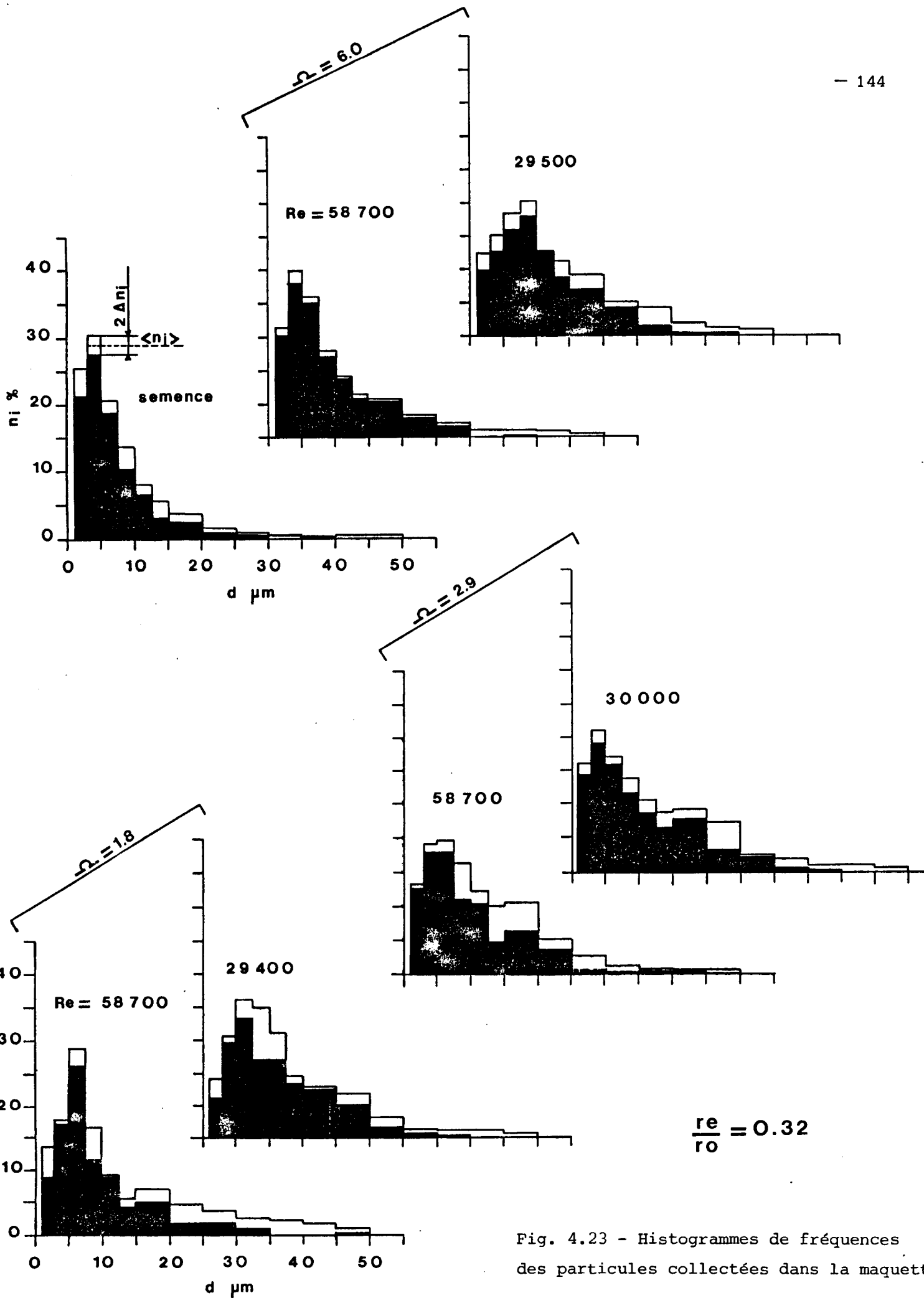


Fig. 4.23 - Histogrammes de fréquences des particules collectées dans la maquette

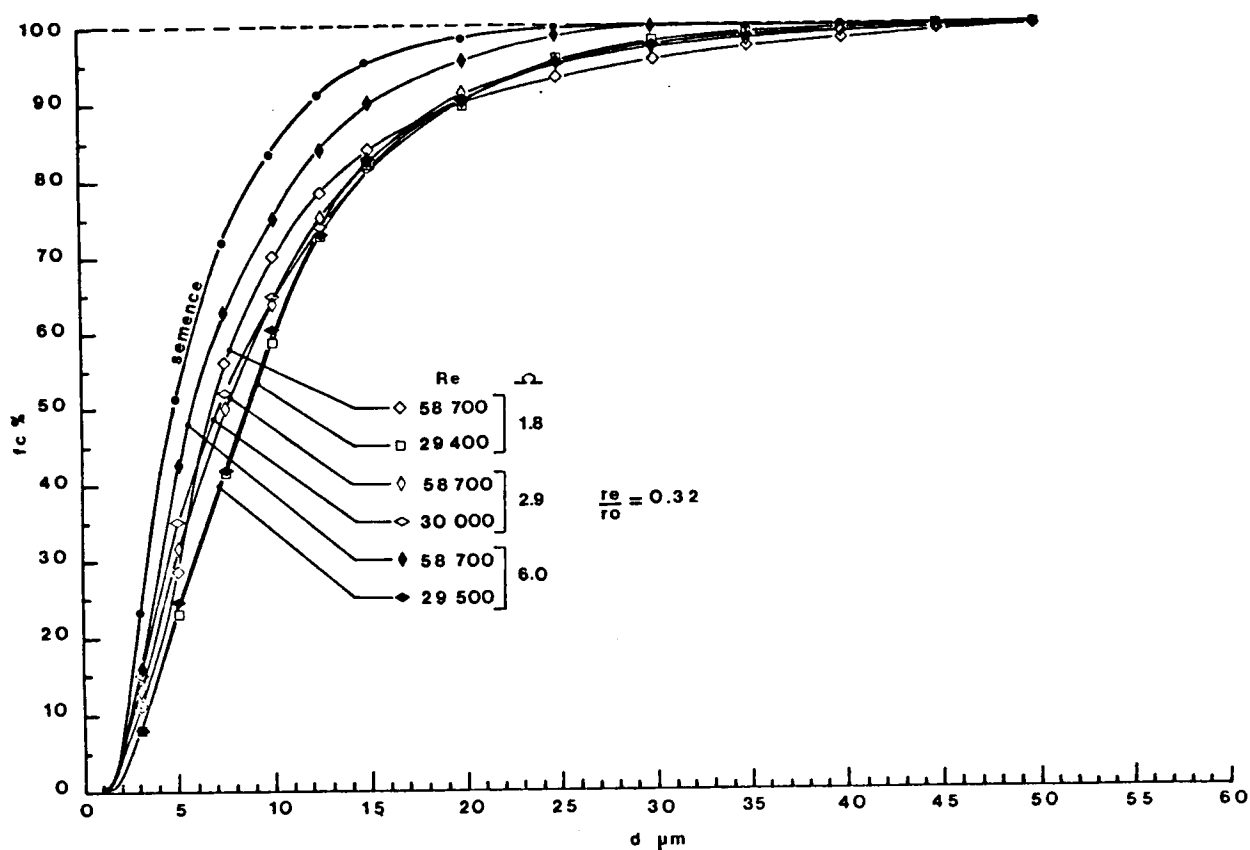


Fig. 4.24 - Courbes de fréquences cumulées des particules collectées dans la maquette.

également reporté, sur ces figures les courbes d'efficacité intrinsèque calculées d'après le modèle semi-empirique de Leith et Licht [38]. Nous obtenons des courbes expérimentales assez éloignées des courbes théoriques. Pour des valeurs de Ω égales à 1.8 et 2.9, le modèle de Leith et Licht fournit des sous-estimations de l'efficacité intrinsèque. Par contre, on observe l'effet contraire pour $\Omega = 6.0$ et des valeurs de Re inférieures à 40000 ; lorsque $Re = 58700$, les prédictions du modèle de Leith et Licht sont assez proches des valeurs expérimentales. D'après ces trois figures, le sens de l'évolution de l'efficacité semble assez bien vérifié en fonction des paramètres Ω et Re pour une gamme étendue de leurs valeurs.

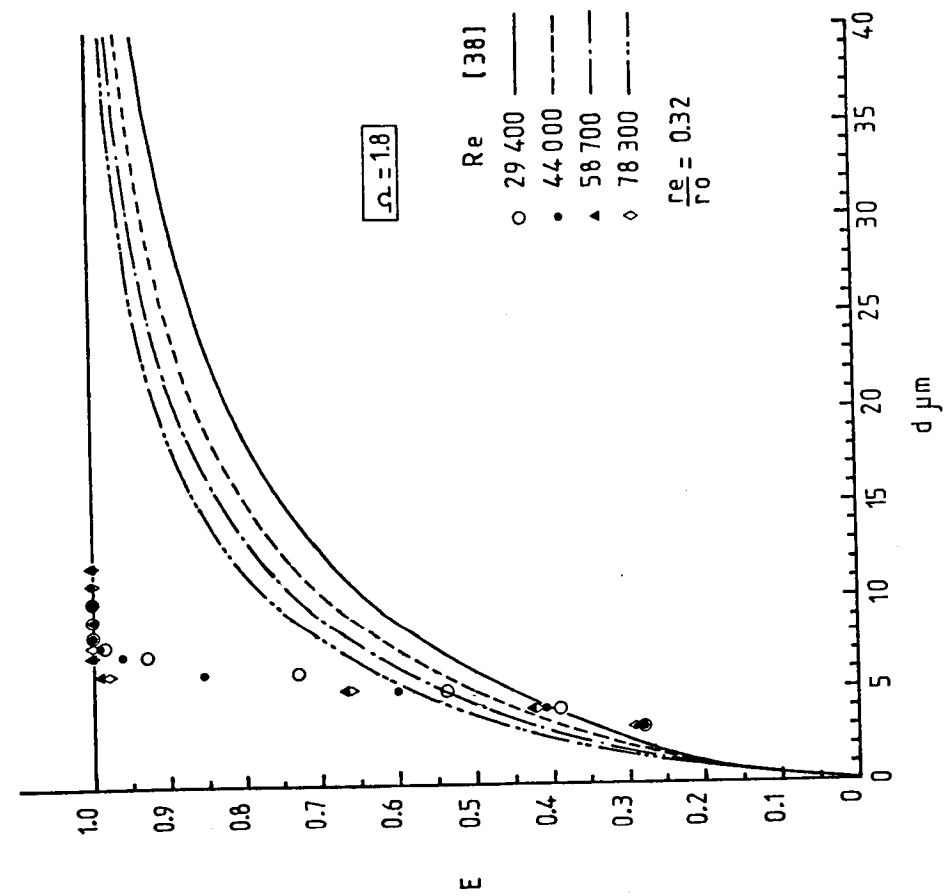


Fig. 4.25

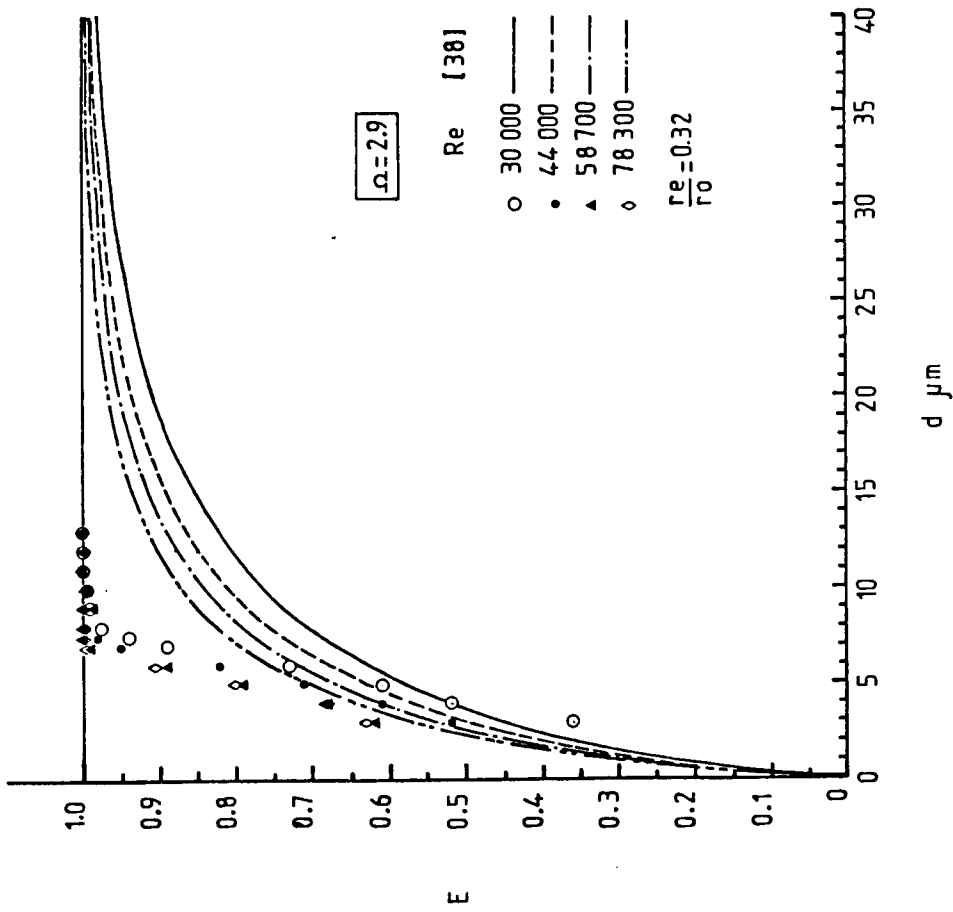


Fig. 26

Courbes d'efficacité intrinsèque de la maquette ($\Omega=1,8$ et $\Omega=2,9$)

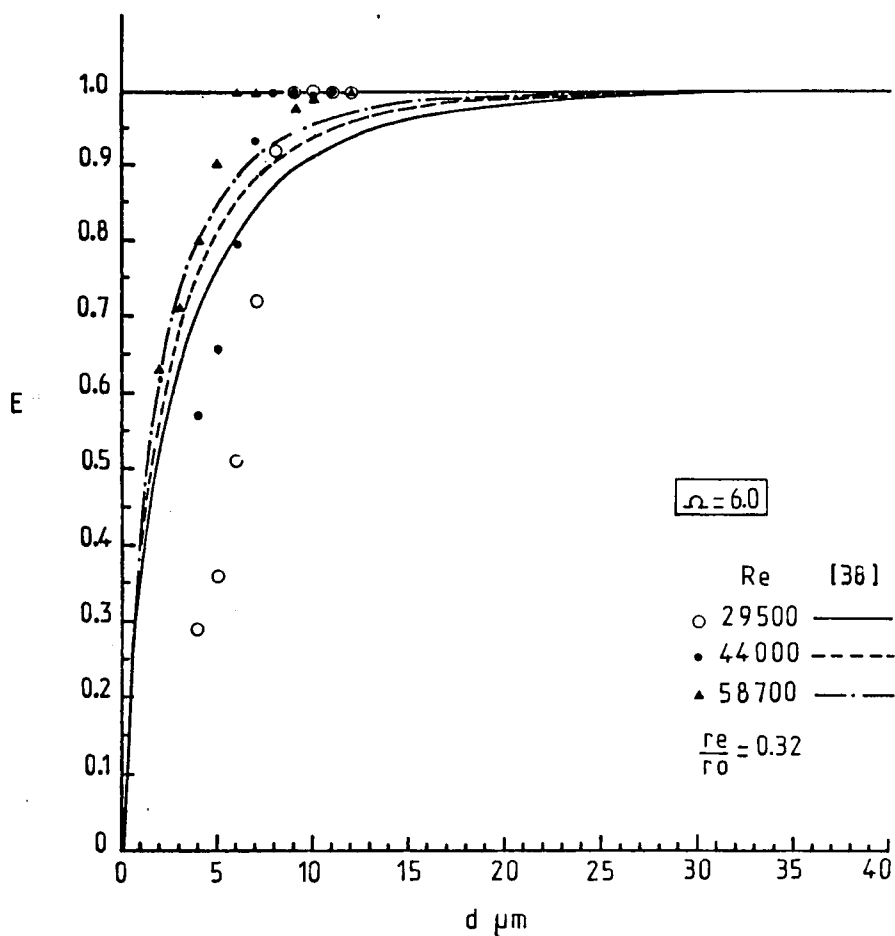


Fig. 4.27 - Courbes d'efficacité intrinsèque de la maquette ($\Omega=6.0$).

La comparaison des courbes d'efficacité intrinsèque obtenues pour $\Omega = 6.0$ avec celles du dépoussiéreur industriel ($\Omega = 5.5$) confirme que la maquette est plus performante. Pour des particules de l'ordre de $7 \mu\text{m}$, on obtient un gain d'efficacité variant de 50 % à 70 % suivant les valeurs du nombre de Reynolds. Comme nous l'avons déjà vu, ce gain d'efficacité semble provenir, pour une part, des différences entre les géométries des deux appareils. Celles-ci diffèrent essentiellement par le rayon du tube de décharge qui varie dans un rapport deux d'un appareil à l'autre. Nous avons étudié l'influence des principaux paramètres géométriques de la maquette en les faisant varier dans le modèle de Leith et Licht. Une influence notable du rayon du tube de décharge a été mise en évidence. Les courbes d'efficacité calculées pour $\Omega = 6.0$, $Re = 58700$ et plusieurs valeurs de r_e/r_o sont reportées sur la figure 4.28. Elles sont apparaitre un gain d'efficacité de 20 % pour des par-

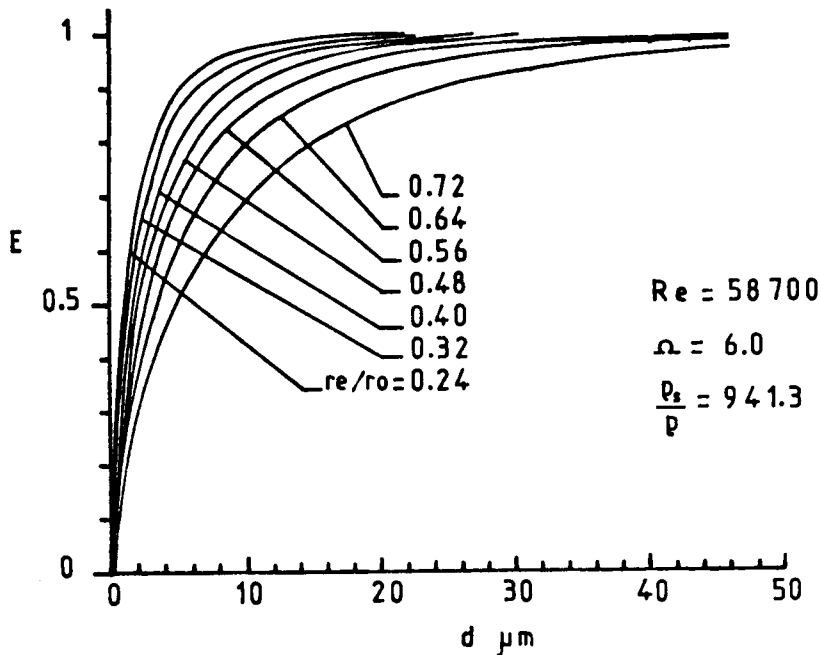


Fig. 4.28 - Variation de l'efficacité théorique [28]
de Leith et Licht avec le rayon du tube de décharge.

ticules de $7 \mu\text{m}$ lorsque l'on diminue le paramètre re/ro de 0.59 à 0.32. Cette influence du rayon du tube de décharge explique, en partie, les différences observées entre les efficacités intrinsèques des deux appareils. D'autre part, l'efficacité du cyclone est certainement très influencées par la qualité de sa réalisation pratique. Cette dernière est extrêmement sommaire dans le cas du dépoussiéreur industriel. En particulier le processus de mise en rotation du fluide n'est constitué que de quatre pales seulement. Il est bien évident que ce nombre de pales est très insuffisant pour mettre le fluide en rotation de manière correcte.

Les courbes d'efficacités expérimentales obtenues pour différentes valeurs de Re et de Ω , conduisent à penser qu'il existe des conditions de fonctionnement optimales de la maquette pour des valeurs particulières de ces paramètres. Les variations de l'efficacité intrinsèque avec Ω obtenues pour des particules de $5 \mu\text{m}$ et trois valeurs de Re (fig. 4.29) montrent que l'on peut obtenir la même efficacité pour deux valeurs de Ω et pour une même valeur de Re . C'est un comportement qui est vérifié pour toutes les particules de

diamètre inférieur à environ $10 \mu\text{m}$. Précisons que ces courbes sont entachées d'une incertitude relativement importante et difficile à chiffrer en raison des multiples extrapolations réalisées pour les obtenir. Cependant, ce sont les courbes les plus probables, et on peut estimer que les écarts observés entre les valeurs de l'efficacité intrinsèque obtenues pour $\Omega = 2.9$ et $\Omega = 6.0$ sont suffisamment significatifs pour que cette tendance soit vérifiée. Elle est encore plus prononcée sur les courbes d'isoefficacité tracées dans le plan Ω, Re , et représentées sur les figures 4.30 et 4.31. Nous les avons déterminées à partir de points d'extrapolation relevés sur les courbes $E = f(\Omega)$ et $E = f(Re)$ pour plusieurs valeurs du diamètre des particules et de Re . Ces courbes sont probablement significatives pour les grosses particules, mais certainement très imprécises pour les particules de petit diamètre ($< 5 \mu\text{m}$). Pour des particules de diamètre donné, ces courbes font apparaître une valeur limite de l'efficacité qui est atteinte pour de grandes valeurs du nombre de Reynolds et qui dépend de Ω . Nous voyons que des particules de $5 \mu\text{m}$ seront difficilement collectées avec une efficacité supérieure à environ 50 % pour une valeur de Ω égale à 1. Pour améliorer cette valeur limite, les courbes montrent qu'il faut augmenter le paramètre Ω ; celle-ci est donc une fonction croissante de Ω . Pour des particules de petits diamètres et des valeurs décroissantes du nombre de Reynolds, on peut conserver une même valeur de l'efficacité intrinsèque en augmentant Ω jusqu'à une valeur critique. Si l'on continue à faire croître Ω au-delà de celle-ci, il faut diminuer Re pour conserver cette valeur de l'efficacité. Ainsi, deux valeurs de Ω peuvent conduire à la même efficacité pour un nombre de Reynolds donné. Nous avons mis en évidence ce phénomène de seuil pour des particules de petit diamètre ($< 10 \mu\text{m}$) et des isoefficacités variant entre 40 et 90 %. Lorsque Ω est inférieur à la valeur du seuil, le comportement des courbes d'isoefficacité expérimentales est analogue à celui des courbes calculées d'après le modèle de Leith et Licht (Fig. 4.31). Ce n'est plus le cas au-delà de ce seuil de fonctionnement. L'hydrodynamique de l'écoulement est probablement différente; en particulier, il peut apparaître des décollements sur le bord de fuite des aubages pouvant contaminer l'écoulement entre le tube de décharge et la paroi du cyclone. D'autre part, l'apparition de l'éclatement du vortex dans le tube de décharge et la dilatation du cœur du vortex observée pour $\Omega = 2.9$ et $\Omega = 6.0$ peuvent également causer ce phénomène de seuil. Il nous est actuellement difficile de préciser les mécanismes qui sont à l'origine de ce dernier. Il dépend certainement de l'appareil, et plus spécialement du processus de mise en rotation du fluide. Suivant

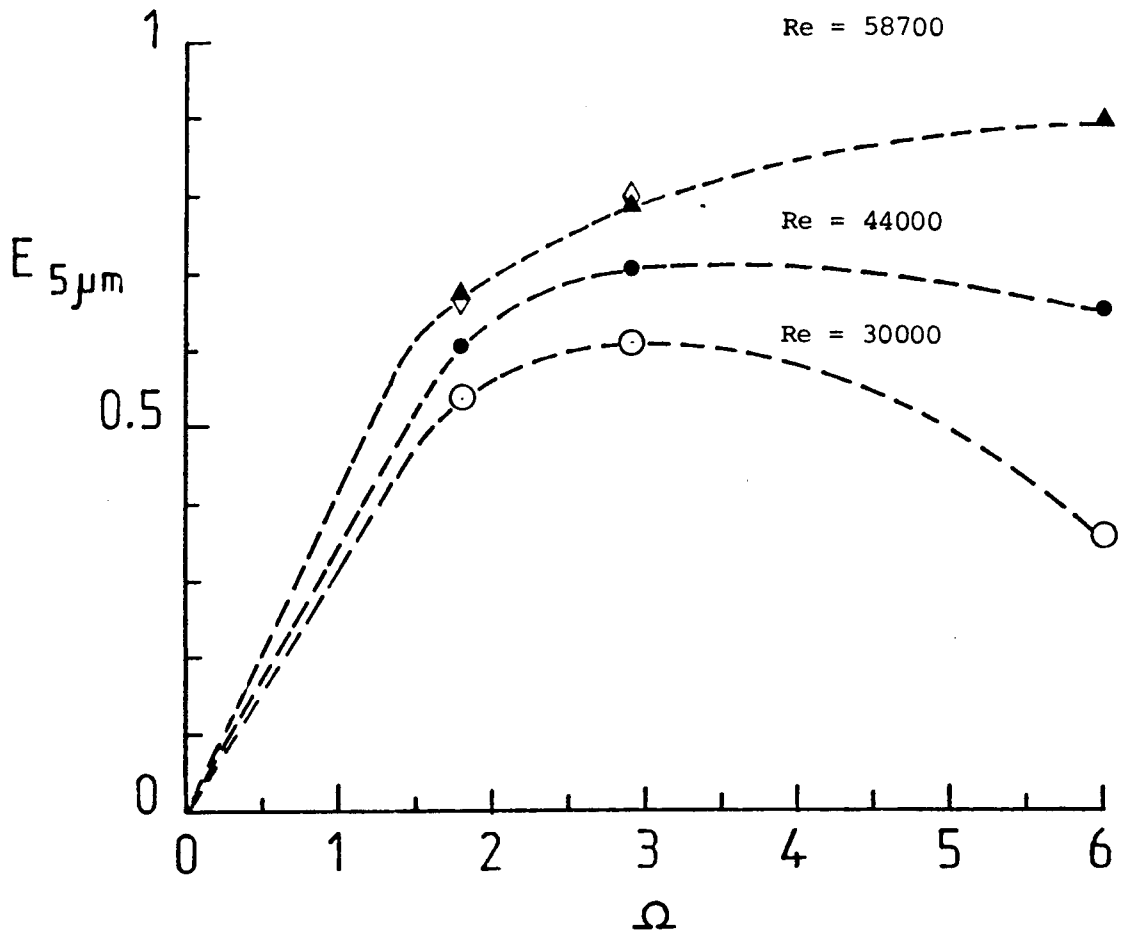


Fig. 4.29 - Variations de l'efficacité intrinsèque de la maquette avec Ω , pour les particules de $5 \mu m$.

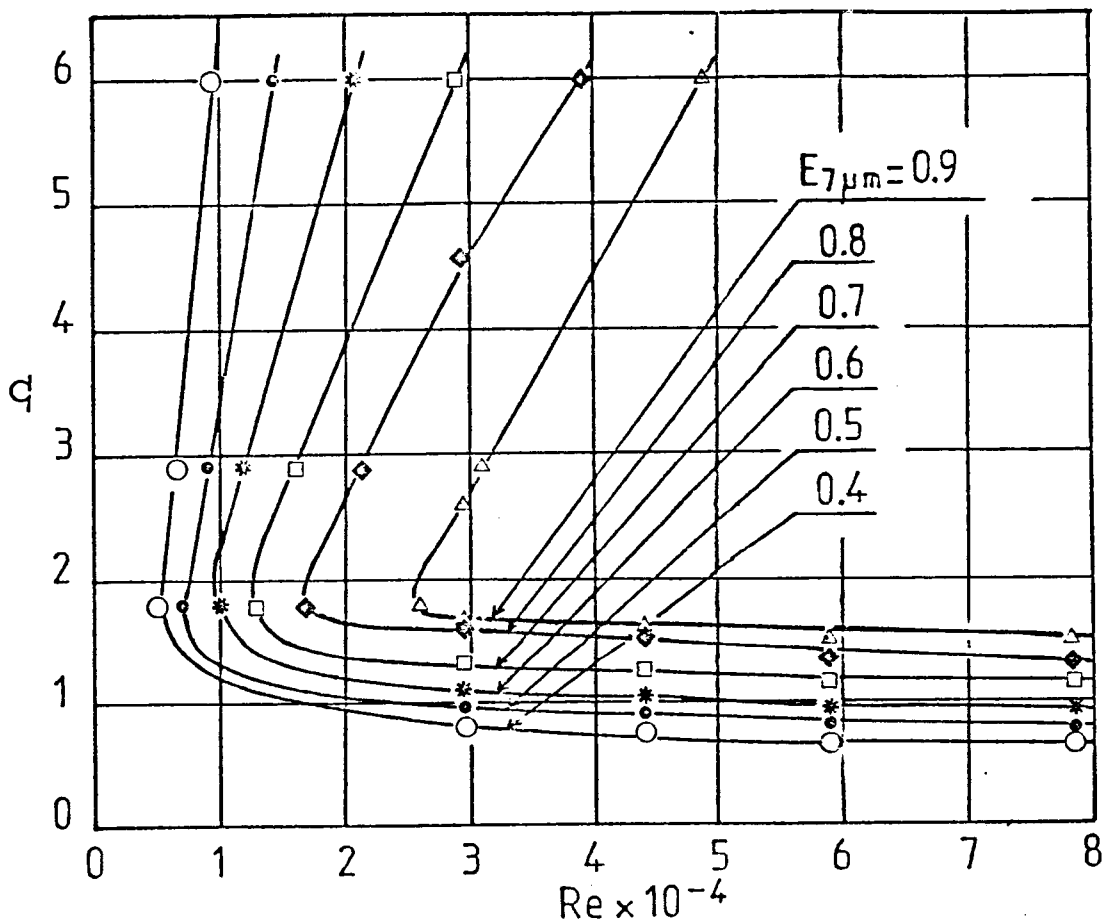


Fig. 4.30 - Courbes d'isoefficacité intrinsèque de la maquette pour les particules de $7 \mu m$.

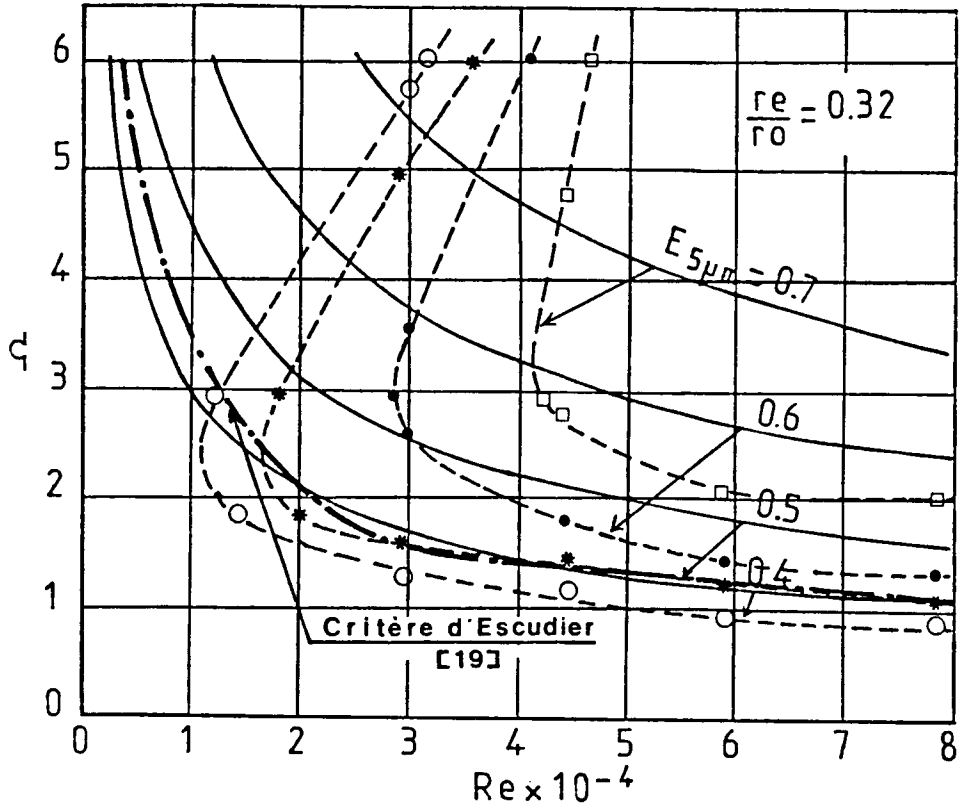


Fig. 4.31 - Courbes d'isoefficacité intrinsèque expérimentale (...) et calculées d'après le modèle de Leith et Licht [38] (—). pour des particules de 5 μm .

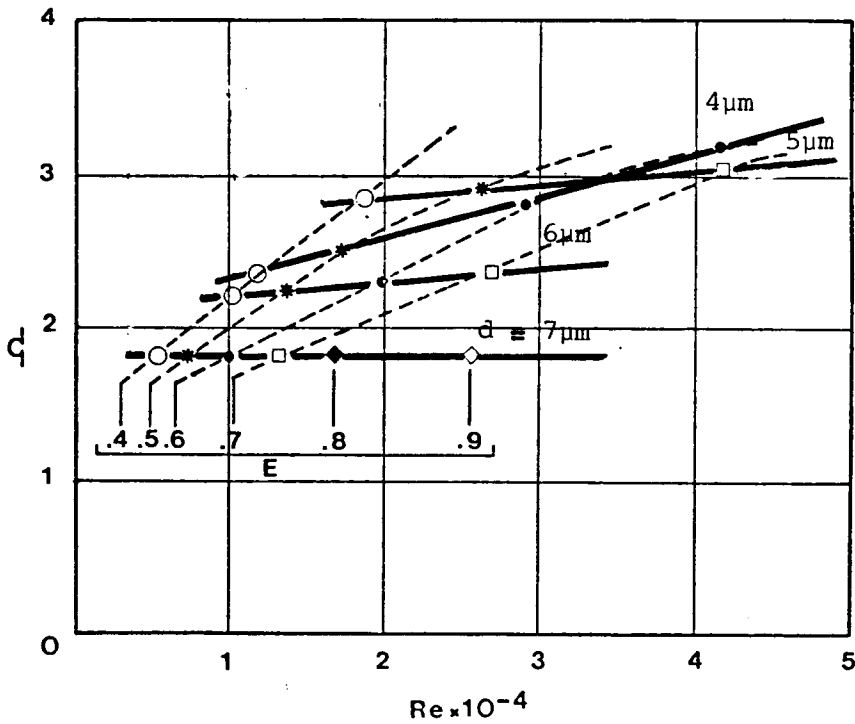


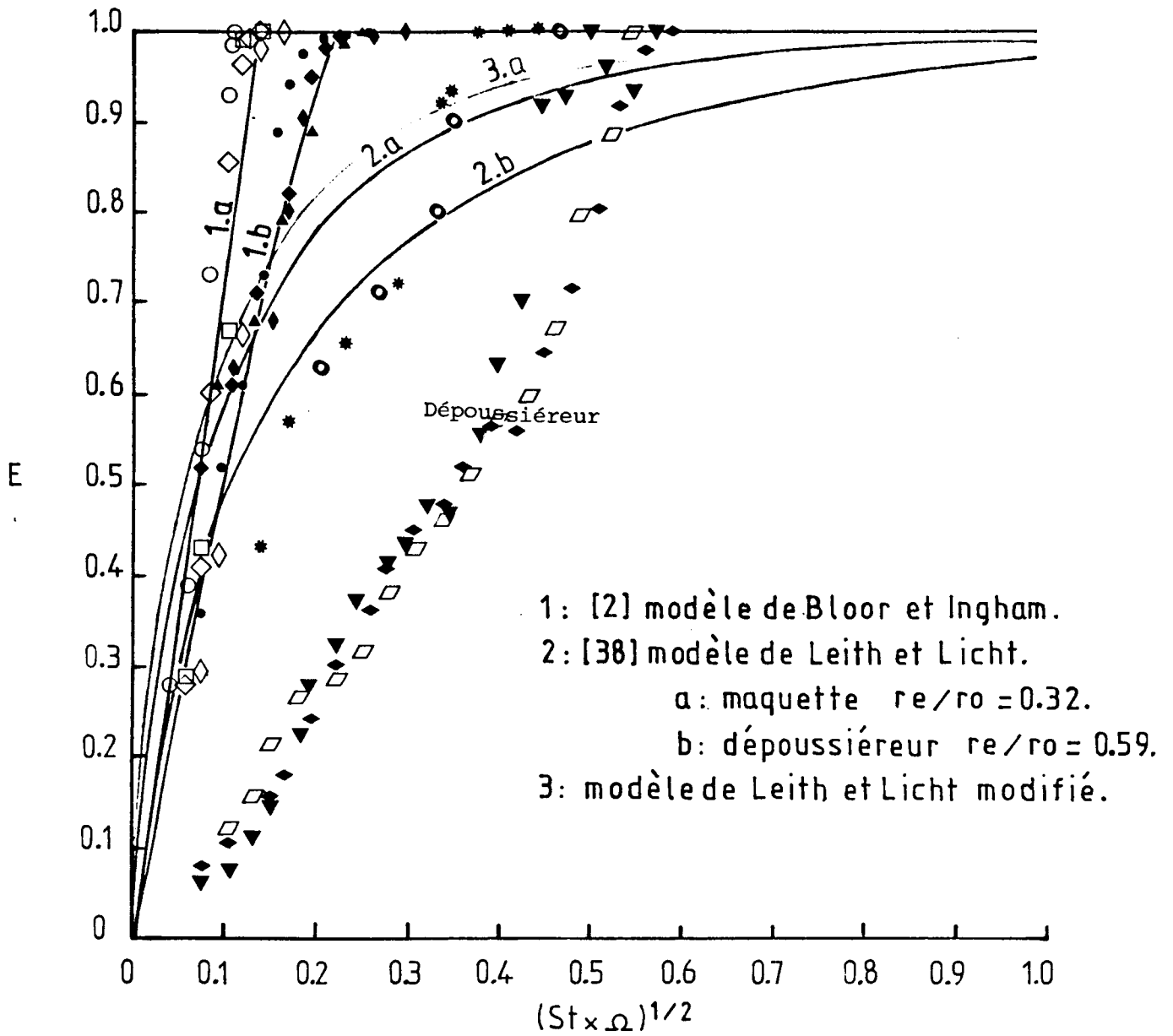
Fig. 4.32 - Points de fonctionnement optimaux de la maquette.

les soins apportés à sa réalisation, les valeurs de seuil des paramètres Re et Ω sont probablement différentes. Les couples de ces valeurs peuvent être définis comme des points optimaux de fonctionnement de la maquette. Nous les avons reportés sur la figure 4.32 pour quatre diamètres des particules et six valeurs de l'efficacité variant entre 40 % et 90 %. Cette figure est probablement significative pour des particules de diamètre supérieur à 5 μm . Pour des particules de plus petit diamètre, elle est sûrement très imprécise puisque les points de fonctionnement sont déduits de résultats qui sont d'autant moins précis que les particules sont petites. D'après cette figure, il n'est pas nécessaire de faire fonctionner la maquette avec des valeurs importantes du nombre de Reynolds ou de Ω pour obtenir de grandes efficacités, contrairement à ce que laisse prévoir le modèle de Leith et Licht [38]. Nous voyons que des valeurs de Ω et Re respectivement égales à 2.9 et 30000 sont suffisantes pour retenir des particules de 5 μm avec une efficacité de l'ordre de 60 %.

Nous avons représenté sur la figure 4.33 les courbes expérimentales de l'efficacité intrinsèque de la maquette en fonction du groupement $(St.\Omega)^{1/2}$ ainsi que les courbes théoriques calculées d'après les différents modèles (Bloor et Ingham [2], Leith et Licht [38] et le modèle modifié de ces deux derniers auteurs). Cette représentation adimensionnelle des résultats est particulièrement intéressante pour comparer les efficacités obtenues pour plusieurs appareils et calculées d'après différents modèles. Les courbes expérimentales sont assez éloignées des courbes théoriques. La modification du modèle de Leith et Licht n'apporte pas d'amélioration notable pour les gammes valeurs des paramètres envisagées. Ces trois modèles donnent une seule courbe pour toutes les valeurs de Ω . Par contre, les résultats expérimentaux obtenus pour la maquette et l'appareil industriel sont regroupés sur quatre courbes paramétrées par Ω et re/ro . Les variations de l'efficacité intrinsèque avec le groupement $(\Omega.St)^{1/2}$ sont pratiquement indépendantes du nombre de Reynolds. Nous voyons donc que le nombre de Stokes, Ω et re/ro sont les principaux paramètres dont dépend l'efficacité intrinsèque d'un cyclone. D'autre part, les différences observées entre les efficacités du dépoussiéreur et de sa maquette sont encore plus apparentes sur cette représentation.

Les efficacités globales de la maquette calculées à partir des mesures des répartitions granulométriques n_c et n_i sont reportées en fonction de Ω et de Re sur la figure 4.34. L'efficacité globale est une fonction légèrement décroissante du nombre de Reynolds lorsque $\Omega = 1.8$. Pour des plus grandes valeurs de

Fig. 4.33 - Représentation adimensionnelle des courbes d'efficacité intrinsèque du dépoussiéreur et de la maquette.



		Re					
		29 400	29 500	30 000	44 000	58 700	78 300
Ω	1.8	○	/	/	◇	□	◇
	2.9	/	/	•	◆	▲	◆
	6.0	/	*	/	*	○	/

maquette

		Re		
		36 870	46 590	56 180
Ω	5.5	▼	◆	◇

dépoussiéreur

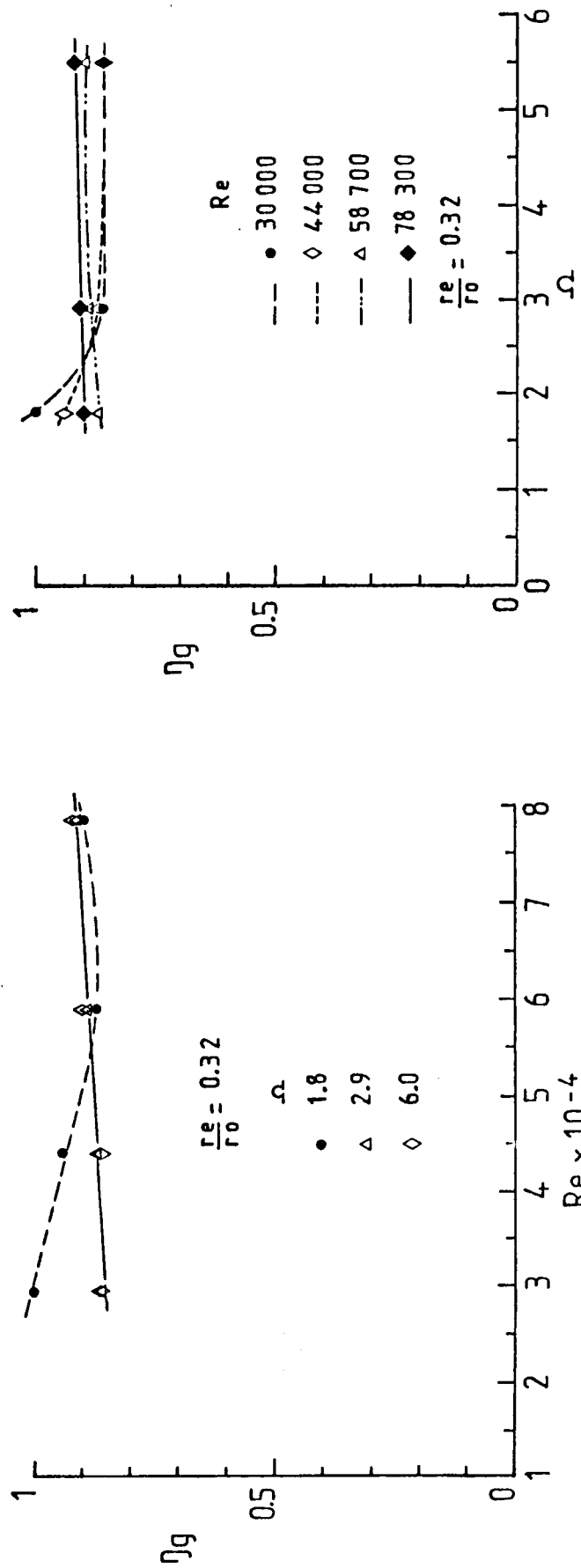


Fig. 4.34 - Variations de l'efficacité globale de la maquette avec Ω et le nombre de Reynolds. Re .

Ω , elle devient pratiquement indépendante de Re , aux incertitudes près. D'autre part, ses variations avec Ω montrent qu'elle est également indépendante de ce paramètre pour les grandes valeurs de Re ($Re > 50000$) ; seule, une légère diminution de l'efficacité globale est observée lorsque le nombre de Reynolds prend des valeurs comprises entre 30000 et 50000. Ces résultats ne font pas apparaître de grandes différences entre les efficacités globales du dépoussiéreur et de sa maquette. Il semble donc que la géométrie du cyclone et la qualité de sa réalisation soient plus influentes sur l'efficacité intrinsèque de l'appareil, et plus particulièrement lorsqu'il s'agit de récupérer des particules de petite dimension.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a consisté à étudier les conditions de fonctionnement d'un dépoussiéreur centrifuge à entrée axiale, le but de cette étude étant d'améliorer ses performances pour des particules très petites (de l'ordre de 4 à 15 μm). La séparation des petites particules en suspension dans un fluide constitue un problème actuel. En effet, il peut se poser dans l'industrie pour récupérer des produits solides coûteux ou dans les domaines concernant la pollution atmosphérique. En particulier, l'élimination des cendres volantes contenues dans les gaz de combustion est devenue un problème extrêmement délicat en raison de leur faible densité, de leur dimension qui varie entre quelques μm , et 60 μm et des normes d'antipollution imposées. Ces dernières, bien que récentes, sont pour l'instant relativement peu contraignantes ; elles ne fixent que la quantité de particules pouvant être rejetées dans l'atmosphères. Cependant, pour faire face aux problèmes de la pollution atmosphérique il est probable qu'elles deviendront plus sévères en fixant, en particulier, des limites au taux de particules de diamètre donné.

Une revue bibliographique a tout d'abord permis de regrouper les principaux résultats théoriques et expérimentaux concernant le mouvement de chaque phase ainsi que les performances de ce type d'appareil. Les problèmes liés aux particules et au fluide sont généralement découplés en faisant l'hypothèse de faibles concentrations en particules, hypothèse dans laquelle nous nous sommes placé dans le cadre de cette étude. La littérature sur ce sujet est abondante, mais les résultats que l'on peut en tirer sont, pour la plupart, difficilement exploitables. Ils ont été obtenus soit pour des appareils de géométrie particulière, soit pour des conditions de fonctionnement très spécifiques du contexte dans lequel les études ont été réalisées. La plupart des phénomènes aérauliques intervenant dans les cyclones ont déjà été mis en évidence, mais sont peu étudiés dans une telle géométrie.

Il est apparu, à la suite de cette étude, deux modélisations permettant de représenter l'écoulement des deux phases d'une manière convenable, et

fournissant des résultats qui peuvent être comparés à nos mesures. Ce sont celles de BLOOR et INGHAM [2] et de LEITH et LICHT [38]. La première est une solution analytique obtenue en régime turbulent et la seconde, établie à partir de profils simplifiés des composantes de vitesse, est semi-empirique. Ces modélisations, qui prennent en compte les phénomènes d'une manière assez globale, ne permettent pas de représenter finement le champ de vitesse des particules et du fluide.

L'étude expérimentale de l'hydrodynamique de l'écoulement a permis de mettre en évidence les différentes structures ainsi que leur évolution avec les principaux paramètres (Re , S/ro et Ω). Pour la plus petite valeur de Ω ($\Omega = 1,8$), la région centrale du vortex ("coeur du vortex") est très petite. Sa structure se détruit dans l'entrée du tube de décharge, pour une valeur critique du nombre de Reynolds. Nous avons montré que ce phénomène, appelé éclatement tourbillonnaire, dépend notamment de l'enfoncement du tube de décharge dans l'appareil. Nous ne l'avons mis en évidence sous sa forme habituelle que pour cette valeur de Ω . Il a été abondamment étudié par plusieurs auteurs dans d'autres configurations physiques : tourbillon confiné ou non (tourbillon d'apex derrière les ailes delta et les ailes en flèche) cependant, les mécanismes qui sont à l'origine de ce phénomène sont encore relativement mal connus et sa prévision est encore mal aisée dans certains cas. Ils sont probablement liés à des problèmes d'instabilité et à une transition subcritique-supercritique de l'écoulement au sens de BENJAMIN [56]. Actuellement, seul le critère d'Escudier permet de déterminer l'appareil de ce phénomène en fonction des principaux paramètres et en géométrie confinée. A notre connaissance, son application à l'écoulement dans le tube de décharge d'un cyclone n'a pas encore fait l'objet d'études. A partir de visualisations, nous avons montré qu'il permet de prévoir l'existence de l'éclatement dans un cyclone. D'après ce critère, les écoulements visualisés pour des valeurs supérieures de Ω (2.9 et 6.0) se produisent pour des régimes bien au-delà de l'éclatement. Le coeur du vortex est alors considérablement dilaté et de grosses structures turbulentes se développent au voisinage de sa frontière.

L'étude du mouvement des suspensions au voisinage de la paroi a fait apparaître des instabilités du type centrifuge. L'analyse des résultats montre qu'il s'agit de ce sont probablement des tourbillons de Goertler. La comparaison entre les ordres

de grandeurs de la longueur d'onde de l'instabilité mesurée et calculée avec l'hypothèse de tourbillons de Goertler est dans l'ensemble bonne.

Nous avons également mesuré les efficacités globale et intrinsèque de l'appareil industriel et de la maquette. Par ailleurs, nous avons calculé l'efficacité intrinsèque de ces deux cycloïnes par les modèles de BLOOR et INGHAM, et le LEITH et LICHT. Des écarts notables sont observés entre les valeurs expérimentales et théoriques. Les modèles ont tendances à sous-estimer l'efficacité intrinsèque, excepté pour la valeur de Ω égale à 1,8 pour laquelle la comparaison est assez bonne.

D'autre part, ces mesures montrent qu'une amélioration notable de l'efficacité peut être obtenue en apportant des soins particuliers à la réalisation du processus de mise en rotation du fluide. Le nombre de pales ainsi que leur profil ont probablement une influence notable sur l'efficacité. De même, la valeur du diamètre du tube de décharge est à choisir avec attention, puisque l'efficacité est une fonction décroissante de celui-ci d'après nos mesures et les résultats théoriques dont on dispose.

Enfin, des seuils de fonctionnement sont apparus sur les courbes d'isoefficacité intrinsèque dans le plan $[Re, \Omega]$. Pour de grandes valeurs de Re , on observe une tendance asymptotique vers une valeur limite de Ω , l'efficacité intrinsèque étant alors indépendante de ces deux paramètres. Pour une plage de valeurs relativement faibles du nombre de Reynolds, deux valeurs de Ω peuvent conduire à une même efficacité intrinsèque. Les valeurs particulières de Ω au-delà desquelles ce comportement est observé constituent, avec les valeurs du nombre de Reynolds correspondantes, des conditions de fonctionnement optimales de l'appareil pour des particules de diamètre donné.

Nous n'avons pas pu mettre en évidence les causes de ces seuils de fonctionnement d'une manière précise. Ils sont probablement dus à l'interaction de phénomènes d'origine hydrodynamique (éclatement tourbillonnaire, instabilités, décollement) qui nuisent à l'efficacité intrinsèque. A notre connaissance, il n'existe pratiquement pas de résultats concernant leur influence sur l'efficacité. L'étude de ces seuils, réalisée dans le cadre de ce travail, constitue une première

approche des phénomènes. Nos résultats montrent qu'il n'est pas nécessaire de faire fonctionner un cyclone avec des valeurs très élevées du nombre de Reynold et du paramètre Ω .

Il apparaît maintenant nécessaire de réaliser des études plus fondamentales des régimes d'écoulement dans les cyclones, pour confirmer ces résultats et préciser l'influence des différents phénomènes observés sur l'efficacité. De même, une analyse plus fine du processus de centrifugation pour de petites particules peut permettre d'améliorer d'une manière notable l'efficacité de ce type d'appareil.

ANNEXE 1

TABLEAU DES COEFFICIENTS DE MORSI ET ALEXANDER [6]
DANS L'EXPRESSION DU COEFFICIENT DE TRAINEE

$$C_x = K_1 + K_2/Ri + K_3/Ri^2$$

R_1	K_1	K_2	K_3
< 0,1	0.0	24.0	0.0
0.1 à 1.0	3.69	22.73	0,0903
1.0 à 10.0	1.222	29.1667	- 3.8889
10.0 à 100.0	0.6167	46.5	- 116.67
100.0 à 1000.0	0.3644	98.33	- 2778
1000.0 à 5000.0	0.357	148.62	- 4.75 x 10 ⁴
5000.0 à 10000.0	0.46	- 490.546	57.87 x 10 ⁴
10000.0 à 50000.0	0.5191	- 1662.5	5.4167 x 10 ⁶

ANNEXE 2

 CALCUL DES CORRECTIONS DIOPTRIQUES

La paroi cylindrique du cyclone et l'eau qu'il contient constituent un dioptre qui donne une image déformée de l'écoulement dans un plan méridien. Le chemin optique parcouru par un rayon lumineux du centre O de l'objectif de la caméra ou de l'appareil photo à un point M situé dans ce plan, est schématisé sur la figure A.1. La coordonnée radiale du point M est notée $r^* + dr^*$ et l'image M' de ce point donnée par le dioptre est située à la distance r^* de l'axe du cyclone. OM' représente le chemin optique parcouru par le rayon lumineux issu du point O, en l'absence de dioptre. Les lois d'optique géométrique permettent d'écrire les trois relations suivantes :

$$(3.1) \quad \text{tg } \theta_1 = \frac{r^*}{d}$$

$$(3.2) \quad n_1 \cdot \sin(\theta_1 + \alpha) = n_2 \cdot \sin(\theta_2 + \alpha)$$

$$(3.3) \quad n_2 \cdot \sin(\theta_2 + \beta) = n_3 \cdot \sin(\theta_3 + \beta)$$

L'angle α est calculé en considérant que le point I_1 est l'intersection de la droite de pente $\text{tg } \theta_1$ passant par O avec le cercle de centre C et de rayon R_1 . L'angle θ_2 est ensuite déterminé à partir de la relation (3.2) et l'angle β à partir de considérations géométriques concernant les triangles OI_1P_1 et OI_2P_2 :

$$\text{tg } \theta_2 = \frac{R_2 \sin \beta - R_1 \sin \alpha}{R_1 \cos \alpha - R_2 \cos \beta}$$

La relation (3.3) permet alors de calculer l'angle θ_3 .

La coordonnée radiale $r^* - dr^*$ est égale à la longueur du côté CM du triangle CI_2M ; elle est donnée par la relation :

$$\frac{r^* - dr^*}{\sin(\beta + \theta_3)} = \frac{R_2}{\sin \widehat{CMI_2}}$$

L'expression finale de dr^* est donc :

$$dr^* = r^* - \frac{R_2 \sin(\beta + \theta_3)}{\sin(\frac{\pi}{2} - \theta_3)}$$

En toute rigueur, ce calcul n'est valable que dans la partie cylindrique du cyclone dans laquelle l'effet dioptique suivant la direction axiale est négligeable. En effet, le dioptré se comporte comme une lame à face parallèle dans cette direction.

Cependant, c'est une méthode de calcul qui donne des résultats largement suffisants dans le cône lorsque l'approximation des petits angles ($\phi \neq \text{tg}\phi$) est applicable à son angle au sommet ϕ_0 , comme c'est le cas dans notre étude. Le rayon R_1 est alors pris égal à $z^* \cdot \text{tg}\phi_0$, z^* étant la coordonnée axiale pour laquelle la mesure est réalisée.

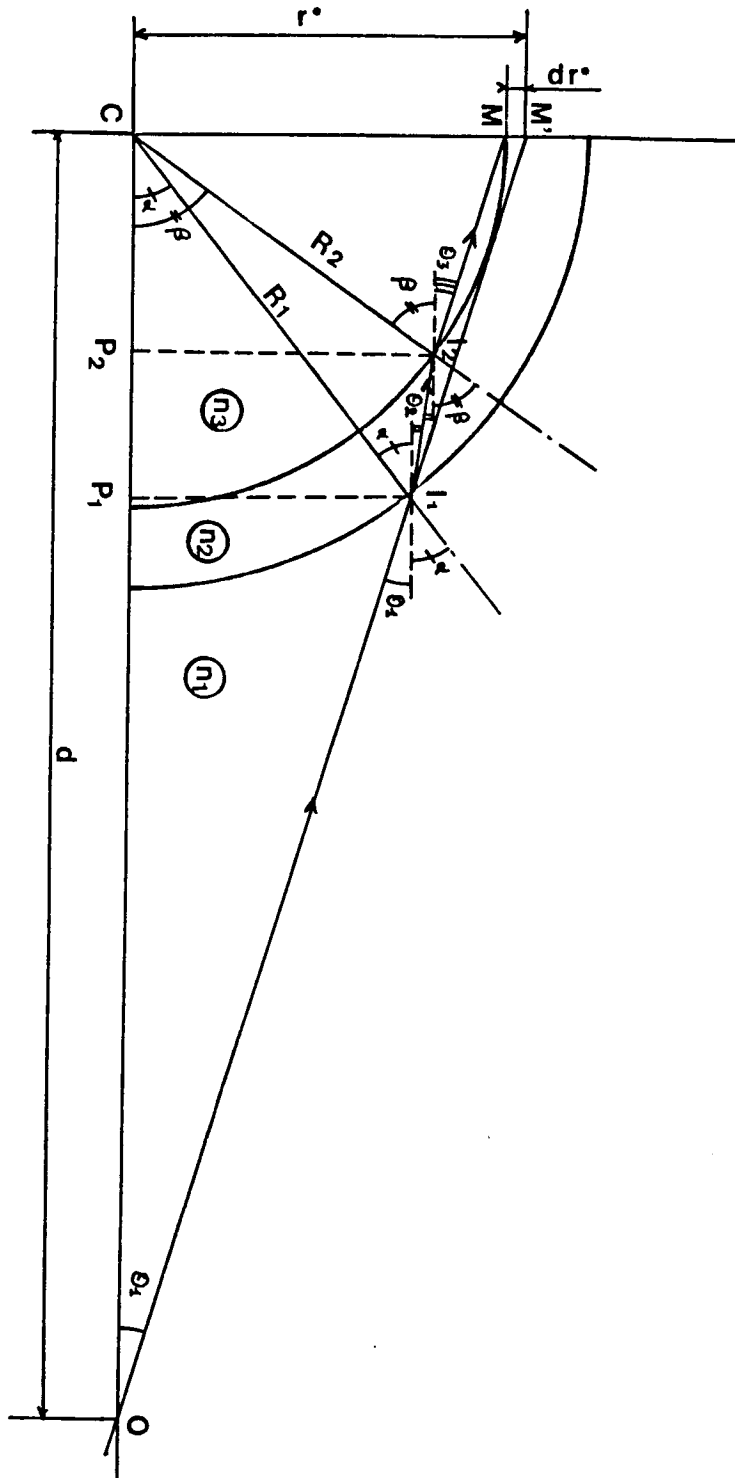


Fig. A.1 - Chemin optique parcouru par un rayon issu du centre O de l'objectif

BIBLIOGRAPHIE

-
- [1] ABRAHAMSON J. (1981) - Mechanism of dust collection in cyclones. Progress in filtration and separation. Vol. 2 - Edited by Wakeman R.J., Elsevier.
- [2] BLOOR M.I.G. et INGHAM D.B. (1983) - Theoretical aspects of hydrocyclone flow. Progress in filtration and separation. Vol. 3 - Edited by Wakeman R.J., Elsevier
- [3] FORTIER A. (1967) - Mécanique des suspensions. Edition Masson
- [4] BOYSAN F., AYERS W.H. et SWITHEBANK J. (1982) - A fundamental mathematical modelling approach to cyclone design. Trans. I. Chem., vol. 60, pp. 222-230.
- [5] CHIA-SHUN YIH - Fluid mechanics. Mc Graw Hill Book Company.
- [6] MORSE S.A. et ALEXANDER A.J. (1972) - An investigation of particule trajectories in two-phase flow systems. J. Fluid Mech. Vol. 55, part 2, pp. 193-208
- [7] BLOOR M.I.G. et INGHAM D.B. (1973) - Theoretical investigation of the flow in a conical hydrocyclone. Trans. I.N.S.T.N. Chem. Engrs., Vol.51 pp.36-41
- [8] BLOOR M.I.G. et INGHAM D.B. (1973) - On the efficiency of the industrial cyclone. Trans. I.N.S.T.N. Chem. Engrs., vol. 51, pp.173-176
- [9] BLOOR M.I.G. et INGHAM D.B. (1975) - Turbulent spin in a cyclone. Trans. I.N.S.T.N. Chem. Engrs., Vol. 53, pp. 1-6
- [10] BLOOR M.I.G. et INGHAM D.B. (1975) - The leakage effect in the industrial cyclone. Trans. I.N.S.T.N. Chem. Engrs., Vol. 53, pp. 7-11
- [11] BLOOR M.I.G. et INGHAM D.B. (1976) - Boundary layer flows on the side walls of conical cyclones. Trans. I.N.S.T.N. Chem. Engrs., vol. 54, pp.276-280
- [12] FALER J.H. et LEIBOVICH S. (1977) - Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown. Phys. of fluids, Vol.20, n° 0, pp. 1385-1400
- [13] FALER J.H. et LEIBOVICH S. (1978) - A experimental map of internal structure of a vortex breakdown. J. Fluid Mech., vol.86, part 2, pp.313-335
- [14] GARG A.K. et LEIBOVICH S. (1979) - Spectral characteristics of vortex breakdown flowfields. Phys. of Fluids, vol. 22, n°11, pp.2053-1064

- [15] SARPKEYA T. (1971) - Vortex breakdown in swirling conical flows. A.I.A.A. Journal, vol. 9, n° 9, pp.1792-1799
- [16] SARPKEYA T. (1971) - On stationary and travelling vortex breakdowns. J. Fluid Mech., Vol. 45, part.3, pp.545-559
- [17] SARPKEYA T. (1974) - Effect of adverse pressure gradient on vortex breakdown. A.I.A.A. Journal, Vol. 12, n° 5, pp.602-607
- [18] ESCUDIER M.P., BORNSTEIN J. et ZEHNDER N. (1980) - Observations and L.D.A. measurements of confined turbulent vortex flow. J. Fluid Mech., vol. 98, part.1, pp.43-49
- [19] ESCUDIER M.P. et ZEHNDER N. (1982) - Vortex flow regimes. J. Fluid Mech., Vol. 115, pp. 105-121
- [20] LONG R. (1961) - A vortex in an infinite viscous fluid. J. Fluid Mech., Vol. 11, pp.611-624
- [21] LEWELLEN W.S. (1962) - A solution for three-dimensional vortex flows with strong circulation. J. Fluid Mech., Vol. 14, part.3, pp.420-432
- [22] BURGERS J-M. (1940) - Application of a model system to illustrate some points of the statistical theory of free turbulence. Proc. Acad. Sci. Amsterdam, vol. 43, pp.2-12
- [23] DONALDSON C. et SULLIVAN R.D. (1960) - Behaviour of solutions of Navier-Stokes equations for a complete class of three-dimensional viscous vortices. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., pp.16-30, Stanford University Press.
- [24] HALL M.G. (1965) - A numerical method for solving the equations for a vortex core. - Royal aircraft establishment, Technical report n° 65106, U.D.C. n° 532-527 - 518.1
- [25] KELSALL D.F. (1952) - A study of the motion of solid particules in a hydraulic cyclone. Trans. I.N.S.T.N. Chem. Engrs. Vol. 30, pp.87-108
- [26] REYDON R.F. et GAUVIN W.H. (1981) - Theoretical and experimental studies of confined vortex flow. The Canadian Journal of Chemical Engineering, vol. 59, pp.14-23
- [27] RIETEMA K. (1961) - Performance and design of hydrocyclones.I. General considerations. Chemical Engineering Science, vol. 15, pp.298-302, Pergamon Press L.t.d., London.
- [28] ERDOGAN M.E., BOYSAN F. et SWITHEBANK J. (1981) - Univ. Sheffield, Dept. Chem. Eng. Fuel Techn., Report, HIC 347
- [29] et [30] BHATTACHARYA P. (1980) - Theoretical study of the flow inside a hydrocyclone with vortex finder diameter greater than that of apex opening :
- I Laminar case. pp.197-212
 - II Turbulent case. pp. 213-225
- Applied Scientific Research n° 36

- [31] TAYLOR G.I. (1950) - The boundary layer in the converging nozzle of a swirl atomizer - Quart. Journ. Mech. and Applied Math., Vol.3, pp. 129-139
- [32] FONTEIN F.J. et KIIJKSMAN C. (1953) - Inst. Mining & Met. Symposium on recent developments in mineral dressing, pp.229.
- [33] OHASI H. et MAEDA S. (1958) - Chem. Engrn. Japan. Vol. 22, pp.200-207
- [34] DABIR B. et PETTY C.A. (1982) - Measurements of mean velocity profiles in a hydrocyclone using laser doppler anemometry. AICHE 1982, Annual Meeting, Nov. 14-19, Los Angeles.
- [35] STEPHEN R. KNOWLES, DONALD R. WOODS et IRWIN A. FEUERSTEIN (1973) - The velocity distribution within a hydrocyclone operating without an air core. The can. J. Chem. Engrn., Vol. 51, June, pp.263-271.
- [36] HEJMA J. (1971) - Einflub der turbulent auf den abscheidevorgang im Zyklon. Staub. Reinhalt. Luft, Vol. 31, Nr. 7 Juli, pp.22-28
- [37] MOTHERS H. et LOFFLER F. (1982) - Investigation of cyclone efficiency using a light scattering particle size measuring technique. J. Aerosol Science, Vol. 13, n° 3, pp. 184-185
- [38] LEITH D. et LICHT W. (1972) - The collection efficiency of cyclone type particle collectors ; a new theoretical approach. Air Pollution and its control. AICHe Symposium series, n° 126, Vol. 68, pp. 196-206
- [39] STAIRMAND C.J. (1951) - The design and performance of cyclone separators. Trans. Instn. Chem. Engrs. vol. 29, pp. 356-383
- [40] PETERSON C.M. et WHITBY K.T. (1965) - A.S.H.R.A.E. J., Vol. 7, n° 5, pp.42-49
- [41] WEINSTOCK J. (1978) - Phys. Fluids. vol. 21, pp.887-890
- [42] ALEXANDER R. McK (1978) - Fundamentals of cyclone design and operation. Proc. Australas Inst. Min. Met. (New series), Vol. 152, n° 3, pp.203-228
- [43] BARTH W. (1956) - Design and Layout of the cyclone separator on the basis of new investigations. - Brenn. Warme Kraft, Vol. 8, pp.1-9
- [44] BOHNET M. (1982) - Zyklonabscheider zum Trennen von Gas/Feststoff-Stromungen. Chem. Ing. Tech., Vol. 54, n° 7, pp.621-630
- [45] LEITH D. et MEHTA D. (1973) - Cyclone performance and design, Atmospheric environment. Vol.7, pp. 527-549, Pergamon Press.
- [46] LESSEN M., SINGH P.J. et PAILLET F. (1974) - The stability of a trailing line vortex : part.1, inviscid theory. J. Fluid Mech., Vol. 63, part.4, pp. 653-763
- [47] LESSEN M. et PAILLET F. (1974) - The stability of a trailing line vortex, part.2, viscous theory. J. Fluid Mech., Vol. 65, part.4, pp.769-779

- [48] HOWARD L.N. et GUPTA A.S. (1962) - On the hydrodynamic and hydromagnetic instability of swirling flows. J. Fluid Mech., Vol. 14, pp. 463-476
- [49] BATCHELOR G.K. (1964) - Axial flow in trailing line vortices. J. Fluid Mech., Vol. 20, pp.645
- [50] LEIBOVICH S. et STEWARTSON K. (1982) - A sufficient condition for the instability of columnar vortices. J. Fluid Mech. - Vol. 126, pp.335-356
- [51] PERRY R.B. et CHILTON C.H. - Chemical engineer's handbook. Fifth edition, Mc Graw Hill Kogakusha.
- [52] LONCIN M. (1961) - Les opérations unitaires du génie chimique. Dunod, pp.280-289
- [53] BRADLEY D. (1965) - The hydrocyclone. First edition, Pergamon Press.
- [54] FUGAIN F. et MICHAUT C. (1974) - Méthodes rapides d'interprétations statistiques appliquées aux petites séries de mesures. Revues de l'aluminium des mois de Mars et Avril 1974, pp. 197-209 et pp.238-252
- [55] ZENZ F.A. et RICHARDSON - Regimes of fluidized behaviour. Incipient fluidization and particulate systems - Fluidization, edited by J.F Davidson and D. Harrison ; Academic Press, London and New York. pp. 1-64
- [56] BENJAMIN T.B. (1962) - Theory of the water breakdown phenomenon. J. Fluid Mech. 14, pp. 593
- [57] ESCUDIER M.P. et KELLER J.J. (1983) - Vortex breakdown : A two stage transition. AGARD 1983, pp. 25.1-25.8
- [58] ESCUDIER M.P., BORUSTEIN J et MAXWORTHY T. (1982) - The dynamic of confined vortices. Proc. R. Soc. Lond. A 382, pp. 335-360
- [59] MAXWORTHY T., MORY M. et HOPFINGER E.J. (1983) - Waves on water core and their relation to vortex breakdown. AGARD 1983 pp. 29.1-29.13
- [60] MAXWORTHY T., HOPFINGER E.J. et REDEKOPP L.G. (1985) - Wave notions on water core. J. Fluid Mech., Vol. 151, pp. 141-165
- [61] SCHLICHTING - Boundary layer theory 6th Edition Mc Graw Hill.

1. 2. 3.

4.

5.


6.

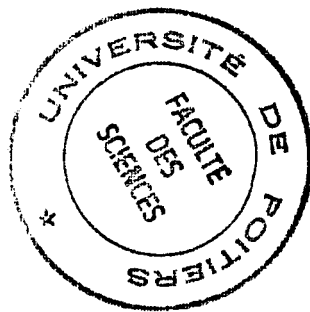
Autorisation de Soutenance accordée

A Poitiers, le 30 Septembre 1983

Le Directeur de l'U.E.R.

"Sciences Fondamentales et Appliquées"


J. CAÏSO



DEA Énergétique le 21.09.83 ENSMA.

RESUME

Cette étude qui est pour l'essentiel expérimentale concerne les conditions de fonctionnement d'un cyclone à entrée axiale, dans lequel l'écoulement à vortex du fluide ensemencé de particules est généré dans un jeu d'aubes directrices fixes. Elle a été réalisée sur une maquette d'un appareil industriel.

Une importante étude bibliographique a permis de regrouper les principaux résultats concernant l'écoulement des deux phases dans un cyclone. Nous en avons déduit des modélisations pour déterminer le champ de vitesse du fluide ainsi que les performances de l'appareil.

Des visualisations ont permis d'observer les différentes structures de l'écoulement et de mettre en évidence le phénomène d'éclatement du vortex dans le tube de décharge, ainsi que des instabilités visualisées à la paroi du cyclone par les particules et dont l'origine reste encore confuse. L'étude de l'éclatement du vortex a été abordée tant sur le plan expérimental que sur le plan bibliographique.

Des mesures de la composante tangentielle de vitesse et de la répartition de la pression pariétale ont été réalisées pour déterminer les principales caractéristiques de l'écoulement en l'absence de suspensions.

Les efficacités globale et intrinsèque du cyclone ont été mesurées pour plusieurs valeurs des paramètres par une méthode de comptage statistique.

Les résultats obtenus ont été confrontés à ceux calculés d'après plusieurs modèles existant dans la littérature. Ils ont également permis de mettre en évidence des seuils de fonctionnement de la maquette, ceux-ci pouvant s'expliquer par l'apparition de plusieurs phénomènes aérauliques (éclatement du vortex, décollement sur le bord de fuite des aubes,...) intervenant dans un cyclone.

MOTS-CLES

- Cyclone
- Dépoussiéreur centrifuge
- Hydrocyclone
- Vortex
- Séparation
- Centrifugation
- Éclatement tourbillonnaire
- Tourbillons de Goërtler
- Instabilités centrifuges
- Ecoulement tourbillonnaire