

G. Mec.

option: Mec. fluides.

Mec fluid

UNIVERSITE LOUIS-PASTEUR DE STRASBOURG

INSTITUT DE MECANIQUE DES FLUIDES

THESE

PRESENTE PAR

Omar BENRABAH

BENRABAH

En vue de l'obtention du grade de Docteur en Mécanique  
de l'université Louis-Pasteur de Strasbourg

MESURE DES VITESSES EN MILIEU DIPHASIQUE PAR VELOCIMETRIE  
LASER. INTERACTION ENTRE LE MOUVEMENT DES PARTICULES  
SOLIDES ET LA TURBULENCE.

Soutenue le 18 Juillet 1988 devant la Commission d'Examen:

Président : H. BURNAGE

Membres : D. SIGLI,

R. DEVIENNE,

H. REITZER

O. SCRIVENER

Rapporteur externe

Rapporteur externe

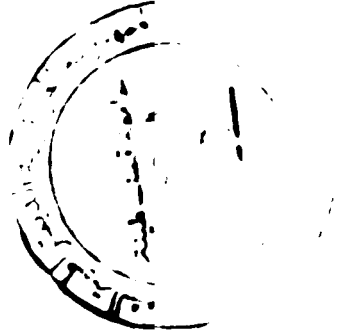
**UNIVERSITE LOUIS-PASTEUR DE STRASBOURG**

**INSTITUT DE MECANIQUE DES FLUIDES**

**THESE**

**PRESENTE PAR**

**Omar BENRABAH**



*BEN / 1586*

En vue de l'obtention du grade de Docteur en Mécanique  
de l'université Louis-Pasteur de Strasbourg

**MESURE DES VITESSES EN MILIEU DIPHASIQUE PAR VELOCIMETRIE  
LASER. INTERACTION ENTRE LE MOUVEMENT DES PARTICULES  
SOLIDES ET LA TURBULENCE.**

**Soutenue le 18 Juillet 1988 devant la Commission d'Examen:**

**Président : H. BURNAGE**

**Membres : D. SIGLI,**

**R. DEVIENNE,**

**H. REITZER**

**O. SCRIVENER**

**Rapporteur externe**

**Rapporteur externe**

***Avant propos***

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe " **Ecoulement et Rhéologie des Fluides Complexes**" de l'Institut de Mécanique des Fluides de Strasbourg, sous la direction de Monsieur O. Scrivener, directeur de recherches au CNRS, à qui j'exprime ici mes remerciements et toute ma gratitude.

J'adresse mes vifs remerciements à :

Monsieur H. BURNAGE, Professeur à l'Université de Louis Pasteur, d'avoir bien voulu présider le jury de ma thèse.

Mademoiselle D. SIGLI, Professeur au Laboratoire de Physique et Mécanique Textiles de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Textiles, d'avoir accepté de participer à mon jury.

Monsieur R. DEVIENNE , Maître de Conférence à l'Université de Nancy I d'avoir accepté de participer à mon jury.

J'ai le plaisir de remercier monsieur H. REITZER, chargé de recherches au CNRS, de m'avoir bien profiter, durant toute la durée de mon travail, de son expérience et pour sa participation en tant que membre de jury.

Je tiens à remercier Monsieur N. SAD CHEMLOUL pour l'aide qu'il m'a apporté à la réalisation de ce mémoire.

Je tiens à remercier tous les membres de l'équipe "E.R.F.C".

Je tiens aussi à témoigner à l'ensemble du personnel de l'Institut de Mécanique des Fluides de Strasbourg de l'excellent souvenir du temps durant lequel j'ai travaillé en leur compagnie.

## SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION</b>	<b>9</b>
<b>I- NOTIONS GENERALES SUR LES MELANGES SOLIDE-LIQUIDE</b>	
<b>I- 1 Paramètres caractéristiques</b>	<b>11</b>
I- 1- 1 Phase liquide	<b>11</b>
I- 1- 2 Phase solide	<b>11</b>
a- La nature des particules et leur forme	<b>11</b>
b- La dimension de la particule	<b>13</b>
I- 1- 3 Mélange de deux phases	<b>14</b>
I- 1- 3- 1 La concentration	<b>15</b>
I- 1- 3- 2 La masse volumique du mélange	<b>16</b>
I- 1- 3- 3 La viscosité	<b>17</b>
<b>I- 2 Paramètres locaux des mélanges</b>	<b>18</b>
I- 2- 1 Distribution de la concentration	<b>18</b>
I- 2- 2 Distribution des vitesses locales	<b>21</b>
a- Cas des suspensions fines	<b>21</b>
b- Cas des suspensions de grosses particules	<b>22</b>
<b>I- 3 Modification de la turbulence</b>	<b>24</b>
I- 3- 1 Vitesse turbulente	<b>25</b>
I- 3- 2 Spectres d'énergie	<b>26</b>
I- 3- 3 Les échelles de la turbulence	<b>27</b>
<b>I- 4 Conclusion</b>	<b>28</b>
<b>II- ASPECTS THEORIQUES ET MONTAGE EXPERIMENTAL D'ANEMOMETRIE LASER</b>	



II- 1	Introduction	30
II- 2	Aspects théoriques d'anémométrie Laser	31
II- 2- 1	Rappel de l'effet Doppler	31
II- 2- 2	Diffusion de lumière	33
II- 2- 2-1	Diffusion de la lumière par une particule	33
II- 2- 2-2	Optique géométrique	35
II- 2- 2-3	Intensité de la lumière diffusée	37
II- 3	Principe d'anémométrie Laser	38
II- 3- 2	Méthode d'interférence	39
II- 3- 2	Traitement du signal	40
II- 3- 3	Les erreurs dues au traitement	41
II- 4	Anémométrie Laser diphasique	44
II- 4- 1	Principe d'anémométrie Laser diphasique	44
II- 4- 2	Influence du diamètre de la particule sur la modulation du signal	46
II- 4- 3	Méthode de Durst et Zaré	51
II-5	Méthode expérimentale de la mesure des vitesses et de leurs fluctuations	52
II- 5- 1	Montage expérimental	53
II- 5- 2	Système optique	54
II- 5- 3	Fitrage du signal	55
II- 5- 4	Séparation des signaux	56
II- 5-4-1	Les photodiodes	57
II- 5-4-2	Schéma fonctionnel de la logique	58
II- 5-4-3	Principe de fonctionnement	61
II- 5- 5	Traitement du signal	63
a-	Signal Doppler	63
b-	Echantillonnage - Stockage	64
c-	Densité spectrale	67
d-	Fréquence moyenne	68
e-	Fluctuations des vitesses turbulentes	70

II- 5- 6 Qualification de la méthode	70
II- 6 Montage expérimentale pour la détermination des échelles de la turbulence	72
II- 6- 1 Montage expérimental utilisé	75
II- 6- 2 Coïncidence	75
II- 6- 2 Traitement du signal	77
<b>III- RESULTATS EXPERIMENTAUX</b>	
III- 1 Installation expérimentale	80
III- 1- 1 Description	80
III- 1- 2 Section de mesure	80
III- 1- 3 Les particules solides	82
III- 2 Mesure des vitesses des particules fines en écoulement ascendant dans une conduite verticale.	82
III- 3 Mesures des profils des vitesses de grosses particules en écoulement ascendant dans une conduite.	83
III- 3- 1 Influence de la vitesse moyenne d'écoulement	83
III- 3- 2 Influence de la concentration	85
III- 3- 3 Influence des diamètres des particules	85
III- 4 Analyse des données	86
III- 5 Mesure de l'intensité de la turbulence de l'eau en présence des billes de verre.	90
III- 6 Mesure de l'échelle intégrale de la turbulence	91
Conclusion	92
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>114</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>116</b>

## LISTE DES SYMBOLES

- C** : vitesse de la lumière  
**C<sub>i</sub>** : concentration initiale  
**C<sub>s</sub>** : concentration spatiale  
**C<sub>t</sub>** : concentration de transport  
**D** : Diamètre de la conduite  
**D<sub>p</sub>** : diamètre de la particule  
**d<sub>f</sub>** : interfrange  
 $\vec{e}$   
**e** : vecteur unitaire  
**f<sub>D</sub>** : fréquence Doppler  
**f<sub>0</sub>** : fréquence de la lumière  
**G(f)** : densité spectrale de puissance  
**I** : intensité lumineuse  
**i** : fonction d'intensité  
**k** : vecteur d'onde  
 ou indice de réfraction imaginaire  
**L** : distance de pénétration  
**L<sub>e</sub>** : longueur d'entrée  
**l** : l'échelle intégrale  
**M** : masse  
**m** : indice de réfraction complexe  
**N<sub>f</sub>** : nombre de franges  
**n** : indice de réfraction réel  
**P<sub>m</sub>** : réfraction d'ordre m  
**R** : coefficient de corrélation  
**Re** : nombre de Reynolds  
**Rep** : nombre de Reynolds lié à la particule

- $r$  : rayon de la particule  
 $S(f)$  : spectre d'énergie  
 $T$  : période du signal  
 $U_I$  : vitesse  
 $U_m$  : vitesse du mélange  
 $U_s$  : vitesse du solide  
 $U_p$  : vitesse de la particule  
 $U_L$  : vitesse du liquide  
 $U_{sl}$  : vitesse de glissement solide-liquide  
 $U^*$  : vitesse de frottement  
 $U^*_s$  : "vitesse de frottement" pour le mélange  
 $U^+$  : vitesse réduite  
 $U_g$  : vitesse moyenne de glissement  
 $U_t$  : composante perpendiculaire de la vitesse  
 $u$  : vitesse instantanée  
 $u'$  : fluctuations de la vitesse  
 $u_{RMS}$  : intensité de la turbulence  
 $\vec{V}$  : vecteur vitesse  
 $V_0$  : vitesse au centre de conduite  
 $V_p$  : volume de la particule  
 $y$  : distance de la paroi  
 $y^+$  : coordonnée réduite  
 $\alpha$  : paramètre de Mie  
 $\epsilon_1$  : coefficient d'énergie  
 $\theta$  : angle de diffusion  
 ou demi angle d'intersection des faisceaux Laser  
 $\lambda^2$  : microéchelle  
 $\lambda$  : longueur d'onde

$\mu_l$  : coefficient de viscosité dynamique du liquide

$\mu_s$  : coefficient de viscosité dynamique du mélange

$\nu$  : coefficient de viscosité cinématique

$\rho_l$  : masse volumique du liquide

$\rho_m$  : masse volumique du mélange

$\rho_s$  : masse volumique du solide

$\sigma$  : dimension du volume de mesure

$\tau_i$  : angle d'incidence

$\tau_r$  : angle de réfraction

$\tau_p$  : contrainte à la paroi

$\phi$  : angle de polarisation

$\alpha_s$  : sphéricité

$\omega$  : pulsation

$\Delta\omega$  : élargissement du spectre

# INTRODUCTION

## INTRODUCTION

**Les écoulements de suspensions, mélanges de liquide et de particules solides en quantité variable, apparaissent dans de très nombreux domaines. Beaucoup d'écoulements que l'on observe dans la nature ou dans les installations industrielles se révèlent être des écoulements "mixtes" (transport de sédiments dans les rivières, transport en conduite de charbon, de sable et de minéraux, industrie chimique, agro-alimentaire, travaux publics.....).**

Si la connaissance théorique des écoulements d'un seul fluide a beaucoup progressé ces dernières années, la théorie des écoulements de suspensions est encore à ses débuts et à l'heure actuelle aucune théorie rigoureuse n'est admise pour ce type d'écoulement. Néanmoins, diverses études et expériences ont contribué à développer une connaissance empirique et pratique du problème. Ces études portent le plus souvent sur la perte de charge ou les paramètres globaux tels que la vitesse de dépôt, la concentration moyenne, la vitesse moyenne ... et rarement sur les paramètres locaux tels que la distribution de la concentration ou les profils des vitesses. Notons à ce propos que le développement de techniques de mesure est un problème majeur de la recherche sur les écoulements à deux phases non homogènes et que les méthodes expérimentales de mesures employées limitent la nature des suspensions qui peuvent être étudiées.

Notre étude est essentiellement expérimentale et le but de ce travail est de mettre au point une méthode de vélocimétrie Laser basée



sur l'effet Doppler afin de pouvoir déterminer quelques paramètres locaux qui sont le champ des vitesses des particules solides en écoulement dans une conduite verticale, l'influence de ces particules sur l'intensité de la turbulence du liquide porteur et la détermination des échelles intégrales de la turbulence.

Cette étude comprend trois parties principales. Dans la première partie nous donnons quelques notions générales sur les écoulements des mélanges solide-liquides et nous présentons une analyse bibliographique des travaux effectués par divers auteurs et concernant ce sujet. Dans la seconde partie nous exposons les principes de la méthode de vélocimétrie Laser à effet Doppler , le montage expérimental utilisé et le système de traitement du signal associé. Dans la dernière partie, nous présentons l'installation expérimentale, les caractéristiques des suspensions étudiées ainsi que les résultats qui ont été obtenus dans le cadre de cette étude. Nous les confrontons ensuite aux résultats disponibles dans les publications.

# CHAPITRE I

## I NOTIONS GÉNÉRALES SUR LES MÉLANGES SOLIDE-LIQUIDE

### I-1 Paramètres caractéristiques

Ce mélange se compose de deux phases, la phase liquide qui est continue et représente le fluide porteur, et la phase solide qui est discontinue et représente le matériau transporté.

#### I-1-1 Phase liquide

Elle est caractérisée par sa masse volumique et sa viscosité

$\rho$  : masse volumique

$\nu$  : coefficient de viscosité cinématique

$\mu$  : coefficient de viscosité dynamique

avec  $\mu = \nu\rho$

Dans la majorité des cas, cette viscosité est newtonienne, c'est à dire une constante ne dépendant que de la température, de la pression, et de la nature du fluide. La viscosité newtonienne du fluide homogène est facilement déterminée par un viscosimètre rotatif ou un viscosimètre capillaire.

#### I-1-2 Phase solide

Elle est caractérisée par :

a - la nature des particules et leur forme

La nature sous entend surtout la densité, ou la masse volumique des particules.

En ce qui concerne la forme, lorsque les particules solides ne sont pas sphériques, on définit la forme des particules par un facteur qu'on appelle habituellement " facteur de forme ".

Durand [9] a choisi un facteur de forme qu'il appelle coefficient volumétrique  $\alpha_v$ . Il le définit comme étant le rapport du volume de la particule ( déduit d'une mesure de poids ) au volume de la sphère ayant pour diamètre la plus grande dimension de la particule.

$$\alpha_v = 6 V_p / \pi D_p^3 \quad (I-1)$$

Le coefficient volumétrique des particules est égal au rapport du volume d'un certain nombre de particules à la somme des valeurs de  $\pi D_p^3/6$  pour chacune d'elles.

Govier et Aziz[20] indiquent que le facteur de forme le plus utilisé est la sphéricité  $\alpha_f$  définie par Waddel. Ce facteur est égal au rapport de la surface  $S_s$  d'une sphère de même volume que la particule à la surface  $S_p$  de la particule.

$$\alpha_f = S_s / S_p \quad (I-2)$$

Forme	Sphéricité	Ds/Dp
Sphère	1.00	1.00
Octaèdre	0.847	0.965
Cube	0.860	1.24
Prismes		
a.a.2a	0.767	1.564
a.2a.2a	0.761	0.985
a.2a.3a	0.725	1.127
Cylindres		
h= 3r	0.860	1.31
h= 10r	0.691	1.96
h= 20r	0.580	2.592
Disques		
h= r	0.827	0.909
h= r/3	0.594	0.630
h= r/10	0.323	0.422
h= r/15	0.254	0.368

Tableau1 Sphéricité et D<sub>s</sub>/D<sub>p</sub>

$\alpha_f$  peut être calculé directement, pour des particules géométriquement régulières de dimensions connues. Dans le cas des particules de formes irrégulières dans lesquelles il est possible de prélever un échantillon par tamisage, Brown donne :

$$\alpha_f = D_p / n D_s \quad (I-3)$$

$D_p$  : est la taille moyenne des particules tamisées

$n$  : est le rapport de la surface par unité de masse des particules à celle d'une sphère de diamètre  $D_p$  par unité de masse.

$D_s$  : est le diamètre d'une sphère ayant le même volume que la particule

Le tableau n°1 donne les valeurs de  $\alpha_f$  et  $D_s/D_p$  pour des particules de forme régulière .

#### b - la dimension de la particule

La phase solide est généralement composée d'un ensemble de particules de tailles différentes. Cet ensemble peut être représenté par une courbe granulométrique donnant la distribution des tailles.

On caractérise la phase solide par un diamètre moyen  $D_p$  obtenu en traçant la courbe granulométrique (figure 1) qui donne en ordonnée la proportion en poids  $F(D_p)$  de l'échantillon des particules d'une masse  $M$ , qui est passée à travers des mailles de différents tamis à mailles de plus en plus fines dont les dimensions  $D_p$  sont portées en abscisses.

Si  $f(D_p)$  est la fonction de distribution des diamètres telle que

$$F(D_p) = \int_0^{D_p} f(D_p) d D_p \quad (I-4)$$

Le diamètre moyen des particules noté  $\bar{D}_p$  est défini par

$$\bar{D}_p = \int_0^{\infty} D_p f(D_p) d D_p \quad (I-5)$$

Lorsque la courbe granulométrique est peu étendue, c'est à dire l'écart entre le diamètre d'une particule et le diamètre moyen est faible, la distribution des dimensions est alors très étroite et régulière,

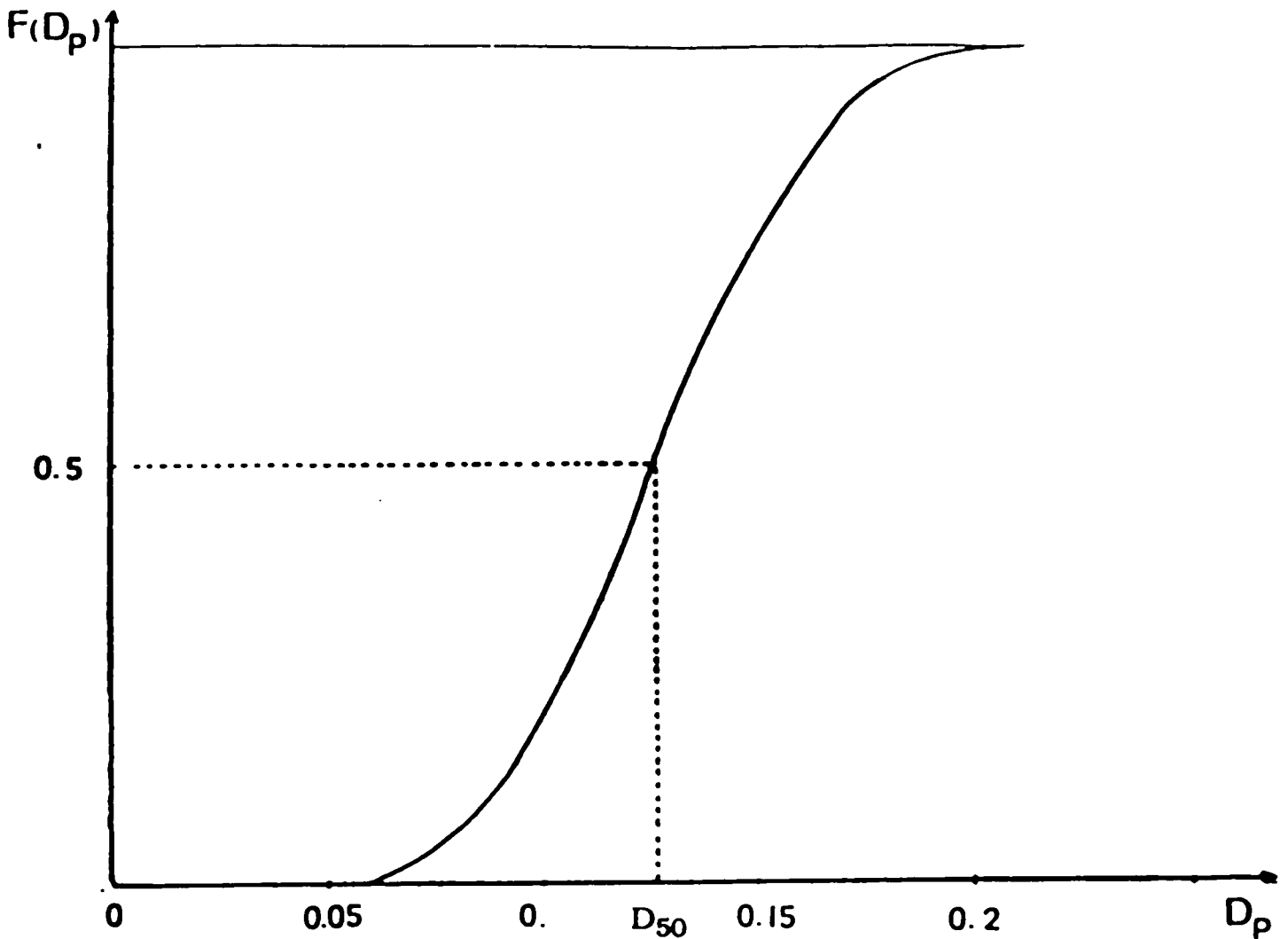


Figure 1 Type de courbe granulométrique

dans ce cas la courbe granulométrique est symétrique par rapport à la droite  $F(D_p) = 50\%$ . On prend  $D_p$  égale à la dimension, des mailles laissant passer 50% en poids de l'échantillon et l'on note.

$$D_p = D_{50}$$

(I-6)

Par extension, certains auteurs adoptent cette valeurs de  $D_{50}$  même lorsque la distribution n'est pas symétrique.

### 1-1-3 Mélange de deux phases

Le mélange de deux phases est caractérisé par la concentration en particules solides, la masse volumique et la viscosité.

#### 1-1-3-1 La concentration

C'est le rapport du volume des particules solides au volume total qu'on appelle concentration volumique.

On distingue trois concentrations:

a - la concentration initiale :  $C_i$

Elle représente la quantité de matériaux mise en circulation, ou la quantité introduite dans la conduite. Cette concentration peut être très différente de la concentration de transport.

b - la concentration de transport :  $C_t$

C'est la concentration moyenne du mélange récupéré à la sortie de la conduite. Elle est déterminée par prélèvement. C'est elle qui intéresse directement l'exploitant.

c - la concentration spatiale :  $C_s$

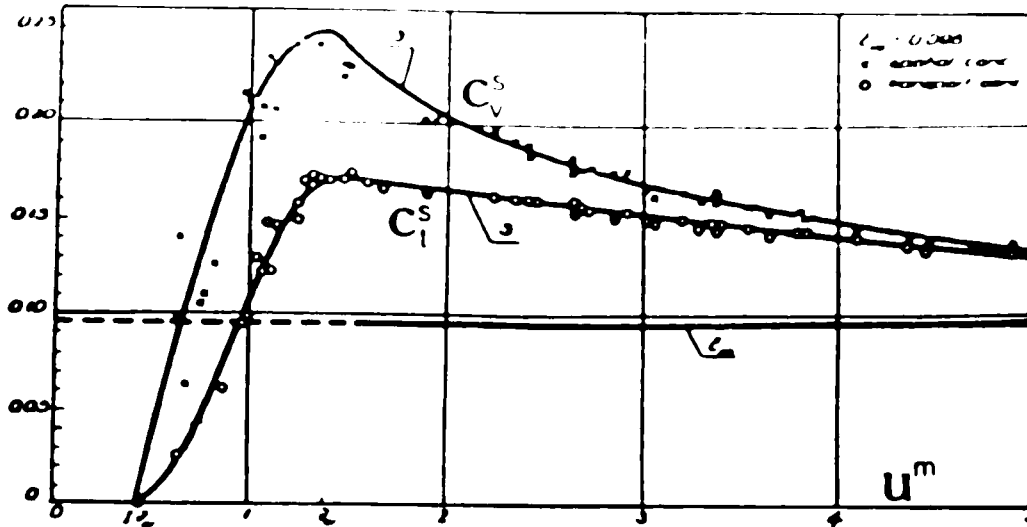
Elle représente la quantité de matériaux réellement contenue dans la conduite. Sa détermination peut se faire par des méthodes d'atténuation de l'intensité de faisceaux d'énergie (rayons gammas, laser et rayons X) et par des méthodes de comptage.

Les valeurs de  $C_t$  et  $C_s$  sont généralement différentes du fait de l'existence de glissement entre le liquide et le solide.

Pour caractériser le glissement moyen des matériaux par rapport au liquide, Durand [9] a introduit un coefficient  $\alpha$ . Ce dernier n'est autre que le rapport de la concentration de transport à la concentration spatiale et est égal au rapport de la vitesse des particules à la vitesse du mélange

$$\alpha = \frac{C_t}{C_s} = \frac{U_s}{U_m} \quad (I-7)$$





**Figure 2 : Concentration volumique et concentration de transport en fonction de la vitesse moyenne de mélange. D'après Keska et al [24]**

Keska et al [24] ont effectué des mesures pour une suspension d'eau et de sable en écoulement dans une conduite horizontale. La figure 2 montre que pour les faibles vitesses d'écoulement la concentration spatiale est largement plus grande que la concentration de transport. Pour réduire l'écart entre ces deux concentrations, il faut augmenter la vitesse du mélange.

#### 1-1-3-2- La masse volumique du mélange.

Elle est définie par la relation suivante

$$\rho_m = \rho_s C_s + \rho_l (1 - C_s) \quad (I-8)$$

avec  $\rho_m$ ,  $\rho_s$ ,  $\rho_l$  les masses volumique respectives du mélange, du solide et du liquide, et  $C_s$  la concentration spatiale.

D'après Fortier[16], dans la relation (I-8) on peut utiliser la concentration de transport à la place de la concentration spatiale lorsque le mélange peut être assimilé à un fluide homogène et qu'on néglige le glissement liquide-solide. Il s'agit des particules vérifiant la

relation suivante dans le cas d'écoulements verticaux :

$$\frac{D_p}{D \sqrt{(1 - \rho_s/\rho_l)} \sqrt{Re}} < 0,2 \quad (I-9)$$

où  $Re$  est le nombre de Reynolds de l'écoulement et  $D$  le diamètre de la conduite.

Dans ce cas la relation (I-8) devient

$$\rho_m = \rho_s C_t + \rho_l (1 - C_t) \quad (I-10)$$

En général, les auteurs négligent le glissement liquide-solide et utilisent la relation (I-10) parcequ'il est plus facile d'avoir accès à la concentration de transport.

### I - 1-3-3 La viscosité

Lorsque la viscosité d'un fluide ne dépend pas du cisaillement, son comportement rhéologique est newtonien.

Pour un mélange liquide-solide, elle dépend de la viscosité du fluide porteur, de la concentration, de la taille et de la forme des particules.

En 1905, Einstein[13] a étudié la corrélation entre la viscosité et la concentration des particules solides dans un fluide. Il a montré que:

$$\mu_m = \mu_l (1 + 2,5C_v) \quad (I-11)$$

avec  $\mu_m$  et  $\mu_l$  les viscosités respectives du mélange et du liquide, et  $C_v$  la concentration volumique.

Seulement, cette relation ne s'applique que pour des grains sphériques de diamètres inférieurs à  $2 \mu m$  et à des concentrations inférieures à 2%.

Pour des concentrations plus élevées, Guth et Simha [42] proposent la relation suivante:

$$\mu_m = \mu_l ( 1 + 2.5C_v + 14.1C_v^2 ) \quad (I-12)$$

On peut citer d'autres relations:

**Thomas[38]**

$$\mu_m = \mu_l ( 1 + 2.5C_v + 10.05C_v^2 + 0.00273 \exp( 16.6C_v ) ) \quad (I-13)$$

**Mooney[32]**

$$\mu_m = \mu_l \exp( 2.5 C_v / (1 - a C_v) ) \quad \text{avec } 1.35 < a < 1.91 \quad (I-14)$$

**Ford[15]**

$$\mu_m = \mu_l ( 1 + 2.5C_v + 11C_v^5 + 11.5C_v^7 ) \quad (I-15)$$

Toutes ces relations montrent que la viscosité de la suspension augmente avec la concentration volumique en particules solides mais ne font pas apparaître l'effet de la taille de ces particules et ne rendent pas compte du comportement rhéologique de la suspension.

## **I-2- Paramètres locaux des mélanges**

Dans ce paragraphe nous allons nous intéresser plus spécialement aux écoulements dans des conduites verticales. Pour cela nous allons présenter quelques travaux expérimentaux récents portant sur certains paramètres locaux, du transport des particules solides en conduite, qui sont la répartition de la concentration, de la vitesse locale et de la vitesse de glissement.

### **I-2-1 Distribution de la concentration**

L'origine de la migration radiale, des particules observées dans les écoulements de suspensions en conduite, est attribuée, suivant les

auteurs, à des interactions entre particules, à la vitesse radiale des particules due aux effets d'entrée, à une poussée due à la rotation des particules (effet Magnus) ou au gradient de vitesse. Dans des travaux récents de Furuta 1977 [18], on voit apparaître les effets de la diffusion de la turbulence et de l'anisotropie de la turbulence au niveau de la paroi.

Chacune des théories réussit à expliquer un certain nombre d'observations expérimentales, mais est mise en défaut par d'autres conditions expérimentales.

Actuellement il n'existe aucune théorie permettant d'expliquer la migration radiale des particules dans toutes les situations expérimentales. L'explication de l'allure des profils de concentration reste qualitative.

Furuta et al [18] utilisent, par exemple, trois des forces citées pour expliquer qualitativement les profils de concentration qu'ils obtiennent aussi bien en vertical ascendant que descendant.

La première de ces forces est une force due au gradient de vitesse du liquide porteur. Cette force a été estimée analytiquement par Saffmann [34] pour une sphère placée dans un écoulement à gradient constant:

$$F = 81,2 \mu_l \left( \frac{D_p}{2} \right)^2 U_s \left( \frac{1}{v_f} \frac{dU_{sl}}{dy} \right)^{1/2} \quad (I-16)$$

où  $U_{sl}$  est la vitesse de glissement solide-liquide et  $U_s$  est la vitesse de la sphère.

La seconde force est due à l'anisotropie de la turbulence au niveau de la paroi et la troisième à la diffusion turbulente des particules. La présence des particules en suspension modifie les caractéristiques de la turbulence du fluide porteur et cette modification dépend de la concentration en particules solides[5].

Les profils de concentrations en conduite horizontale qui peuvent être observés sont les suivants:

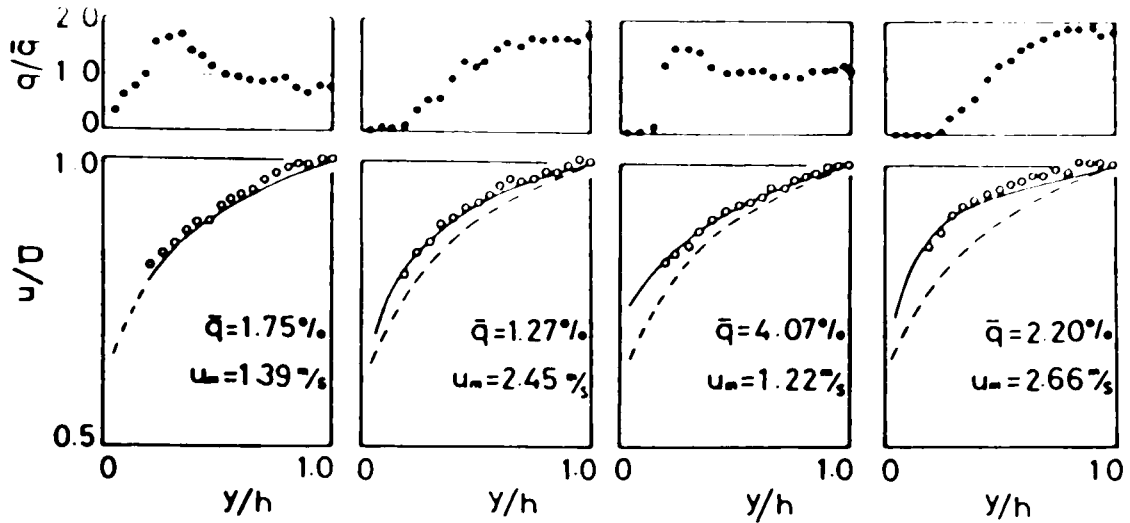


Figure 3 - Profils des vitesses et de concentration pour les particules de silice d'après Ayukawa et al[2]

Les travaux de Furuta et al [18] ont permis d'établir un tableau des différents profils de concentration qui peuvent être obtenus en fonction du nombre de Reynolds de la particule  $Re_p$  et du nombre de Reynolds de

Re Rep		Ecoulement ascendant			Ecoulement descendant		
		Laminaire	turbulent		Laminaire	turbulent	
			$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4$		$10^5$	$5 \cdot 10^3$
Stockes	axial	(axial uniforme)	(uniforme)	paroi	(paroi uniforme)	uniforme	
	10 — axial	(axial uniforme)	(uniforme)	paroi	(paroi uniforme)	uniforme	
50 —	(axial)	axial	uniforme	(paroi)	paroi	uniforme	
Allen	150 —	(paroi)	anneau-U	uniforme	(axial)	axial	anneau-D
	500 —	(paroi)	paroi anneau-U	anneau-U uniforme	(axial)	axial	axial anneau-D
Newton	(paroi)	paroi	paroi anneau-D	(axial)	axial	axial	

Tableau 2: Tableau des différents profils de concentration rencontrés en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement  $Re$  et du nombre de Reynolds de la particule  $Re_p$  d'après Furuta et al[18]

l'écoulement  $Re$  (tableau 2 ). On peut constater l'existence d'un nombre de Reynolds critique  $Re_n$  de la particule au delà duquel un profil de concentration convexe devient concave. Cette valeur se situe entre 50 et 150 aussi bien pour l'écoulement ascendant que descendant. Dans leur analyse qualitative, les auteurs parviennent à expliquer les évolutions des profils de concentration à l'aide des trois types de forces exposées précédemment, sauf dans le cas où la concentration à la paroi augmente lorsque le nombre de Reynolds  $Re$  augmente pour l'écoulement vertical descendant ( $Re_p > Re_n$ ) . Il faudrait donc introduire, selon les auteurs, une force supplémentaire pour expliquer cette distribution de la concentration en écoulement vertical.

### I - 2 - 2 Distribution des vitesses locales

Il n'existe que très peu de résultats concernant les profils de vitesses dans les écoulements solide- liquide et encore moins dans le cas d'écoulements verticaux qui présentent pourtant l'avantage d'être plus simples à étudier du fait de la quasi symétrie axiale. Les travaux antérieurs effectués dans ce domaine utilisent essentiellement des sondes de pression (Silin [37] 1964 , Ayukawa [2] 1970 ) ou des méthodes photographiques ( Scarlett [35]1974) pour mesurer les vitesses des particules ou du mélange. Les premières perturbent l'écoulement alors que les secondes sont limitées aux faibles concentrations.

Pour l'étude de la distribution des vitesses locales des particules dans un écoulement on distingue en général deux types de suspensions:

- Les suspensions contenant des particules "fines"
- Les suspensions contenant de grosses particules

#### a- Cas de suspensions de particules fines

C'est le cas de particules qui du fait de leurs petites tailles et leurs faibles densités suivent les mouvements du fluide porteur .

Pour Fortier [16] il s'agit de particules vérifiant la relation suivante dans le cas d'écoulements verticaux:

$$D_p/D \sqrt{(1 - \rho_s/\rho_l)} \sqrt{Re} < 0.2 \quad (I-17)$$

où  $Re$  est le nombre de Reynolds de l'écoulement et  $D$  le diamètre de la conduite.

La vitesse moyenne des particules est dans ce cas égale à la vitesse du fluide porteur. Ces suspensions sont alors considérées comme des fluides homogènes.

Kowaleski [25] a étudié les profils des vitesses de particules très fines de méthacrylate en écoulement laminaire dans un liquide composé d'eau et de glycérine. Il a constaté que les profils obtenus sont aplatis et peuvent être représentés par la relation suivante:

$$V(r) = V_0 (1 - r^n) \quad (I-18)$$

où  $V_0$  est la vitesse au centre de la conduite

$n$  est un facteur représentant l'aplatissement des profils. Ce facteur augmente en fonction de la concentration et de la taille des particules.

#### b- Cas des suspensions de grosses particules

C'est le cas où les particules solides ne suivent plus l'écoulement du fluide porteur. la vitesse moyenne du fluide est différente de celle des particules solides montrant ainsi l'existence d'une vitesse de glissement.

D'après Govier et Aziz [20] cette vitesse de glissement est de l'ordre de grandeur de la vitesse limite de chute des particules en eau calme.

Pour Ohashi [33] la vitesse moyenne de glissement est différente de la vitesse de sédimentation en eau calme et dépend de la vitesse moyenne de l'écoulement.



$$\frac{U_p}{U_m} = \exp(0.010 \text{ Rep}^{0.40}) - 0.0059 \text{ Rep}^{0.69} \left( \frac{U_m^2}{D_g (\rho_s/\rho_l - 1)} \right)^{-1/2} \quad (\text{I-19})$$

pour un écoulement vertical, et

$$\frac{U_p}{U_m} = \exp(0.016 \text{ Rep}^{0.36}) - 0.24 \text{ Rep}^{0.22} \left( \frac{U_m^2}{D_g (\rho_s/\rho_l - 1)} \right)^{-1/2} \quad (\text{I-20})$$

pour un écoulement horizontal.

$U_p$  : vitesse moyenne des particules

$U_m$  : vitesse moyenne du mélange

$\text{Rep}$  : nombre de Reynolds lié à la particule.

d'après Ohashi ces relations sont valables uniquement pour des concentrations inférieurs à 5%.

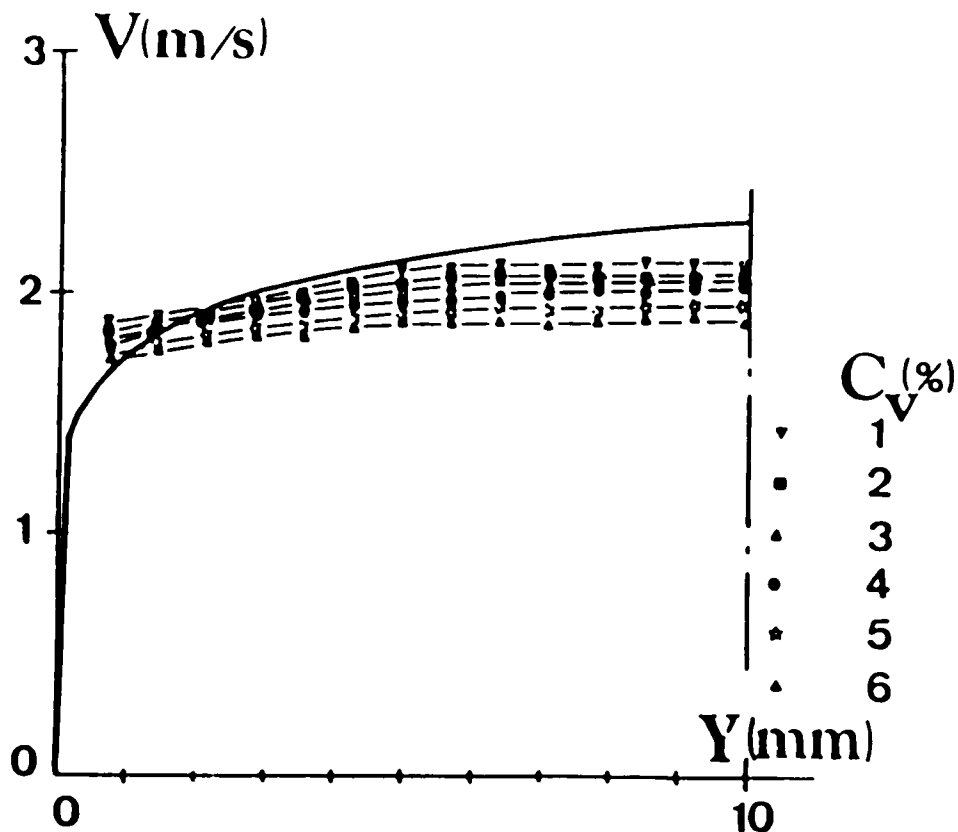


Figure 4. Profils de vitesses de billes de verre de diamètre moyen  $D_p = 1$  mm d'après Belibel[4]  
— Profil théorique de l'eau

En ce qui concerne la distribution des vitesses des particules solides un aplatissement progressif des profils est observé, par Belibel[4] en utilisant la vélocimétrie à ultrasons, quand la concentration volumique augmente ( fig.4 ).

Les profils des vitesses des particules solides sont nettement plus écrasés que celui de l'eau seule calculé pour la même vitesse de débit.

Notons que cet aplatissement est d'autant plus marqué que le diamètre des particules est grand.

### 1- 3- Modification de la turbulence

Le problème posé par la suspension des particules solides dans un écoulement turbulent appartient au domaine général des écoulements diphasiques. Son importance est bien connue , car il touche à divers phénomènes naturels ( transport des matériaux solides dans les rivières) et procédés techniques ( hydrotransport dans les conduites ).

Du point de vu théorique , les écoulements diphasiques sont loin d'être totalement éclaircis , et cela malgré les efforts déployés par les chercheurs dans ce domaine .

#### 1-3-1 Vitesse turbulente

Un premier caractère fondamental des écoulements turbulents définis par des conditions aux frontières stationnaires est d'être essentiellement non stationnaire. Si nous considérons un point fixe de l'espace occupé par le fluide en mouvement turbulent, la vitesse  $U_i$  est une fonction du temps. Les grandeurs  $U_i$  sont des fonctions aléatoires du temps, nous pouvons écrire:

$$U_i = \bar{U} + u'_i \quad (I-21)$$

avec,  $\bar{U} = \frac{1}{T} \int_0^T U_i dt$ , vitesse moyenne

et  $u'$  représente les fluctuatsons de vitesse qui est une fonction aléatoire telle que

$$\frac{1}{T} \int_0^T u'_i dt = 0$$

Les matériaux en suspension exercent une réaction sur l'écoulement turbulent et en modifient les caractéristiques par rapport à ce qu'il serait sans particules . Les particules sont en général plus lourdes que l'eau , leur inertie est plus grande , et elles ne suivent pas parfaitement le mouvement du fluide porteur. Au glissement ainsi introduit, correspond un effet mutuel fluide-particules , qui , pour le fluide, est antagoniste aux fluctuations de pression qu'accompagnent le mouvement turbulent . On pourrait dire que la présence des particules solides en suspension crée dans le milieu turbulent un champ de forces opposées à celles liées au mouvement turbulent du fluide.

Bouvard et Petkovic [5] ont mesuré  $\sqrt{\bar{u}'^2} / \sqrt{\bar{u}'_0^2}$  de l'eau à l'aide du film chaud dans une cuve à turbulence , en fonction de la concentration des particules ( Figure 5 ).

$\sqrt{\bar{u}'_0^2}$  étant l'intensité de la turbulence de l'eau seule

et  $\sqrt{\bar{u}'^2}$  l'intensité de la turbulence de l'eau en présence des particules solides.

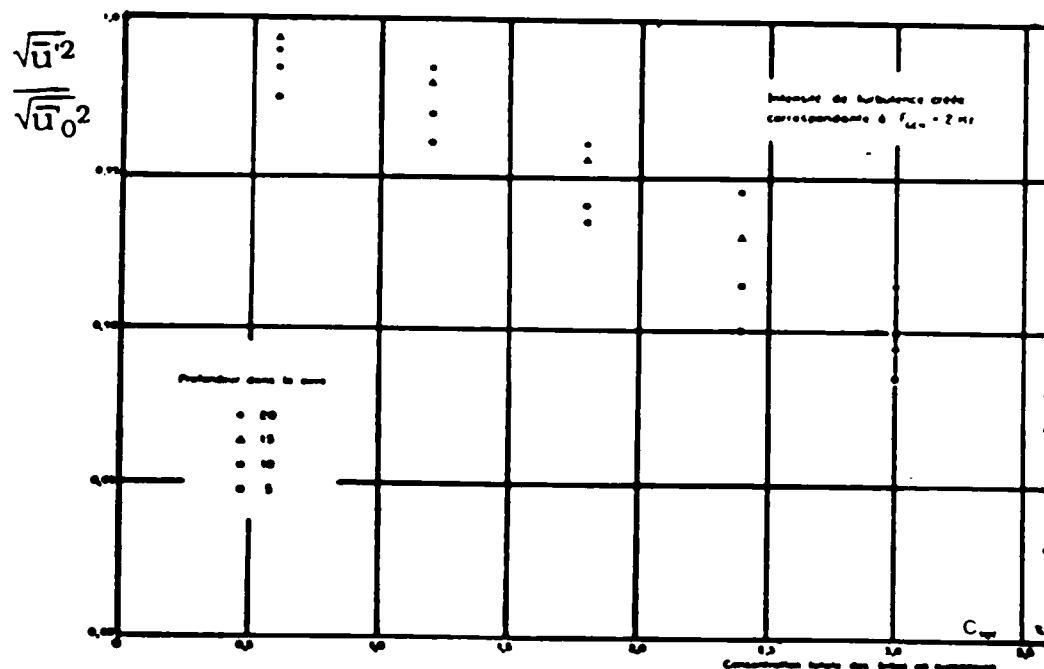


Figure 5 : Réduction de la turbulence

On remarque que la vitesse turbulente diminue si l'on augmente la concentration en particules solides. La réduction est d'ailleurs très sensible, puisqu'elle atteint 10 à 15% pour une concentration en particules relativement moyenne, égale à 3,6%.

D'après Bouvard et al [5], on peut dire que:

- La présence des matériaux solides en suspension réduit la turbulence du milieu porteur, par rapport à ce qu'elle serait sans matériaux.
- Cette réduction est d'autant plus grande que la concentration en matériaux est plus élevée.
- Cette influence est sensible, c'est à dire que, même pour des concentrations faibles, on obtient une réduction substantielle de la turbulence, en particulier si elle est peu intense.

### 1- 3- 2 Spectres d'énergie

Si on considère, à un instant donné, la composante  $u'$  des fluctuations des vitesses en un point fixe dans l'écoulement. La valeur quadratique moyenne de ces fluctuations  $\bar{u}'^2$ , peut être considérée comme étant la somme des contributions des toutes les fréquences  $f$  au spectre de l'énergie.

Si  $E(f)$  est le spectre représentant la fonction de distribution des énergies.

$E(f)df$  est la contribution à  $\bar{u}'^2$  pour des fréquences se situant entre  $f$  et  $f+df$ , alors la fonction de distribution doit satisfaire la condition suivante:

$$\int_0^{\infty} E(f)df = \bar{u}'^2 \quad (I-23)$$

Si on assimile la fréquence  $f$  à la dimension des tourbillons, la fonction  $E(f)$  représentera la répartition de l'énergie entre les tourbillons de diverses dimensions.

On constate sur la figure 6 une différence, dans les spectres de l'eau seule et en présence des billes de verre.

Lorsqu'il y a des billes dans l'eau : l'énergie correspondante aux

basses fréquences est nettement diminuée. Pour les hautes fréquences, le résultat est inverse, l'énergie est alors augmentée mais assez faiblement. Toutefois, la différence est absolument systématique, et tous les points correspondant aux mesures en présence de billes, dans la zone comprise entre 50 et 500 Hz, se situent au-dessus des points relevés par le mouvement en eau pure. Ce sont toutefois les gros tourbillons qui restent les plus influencés.

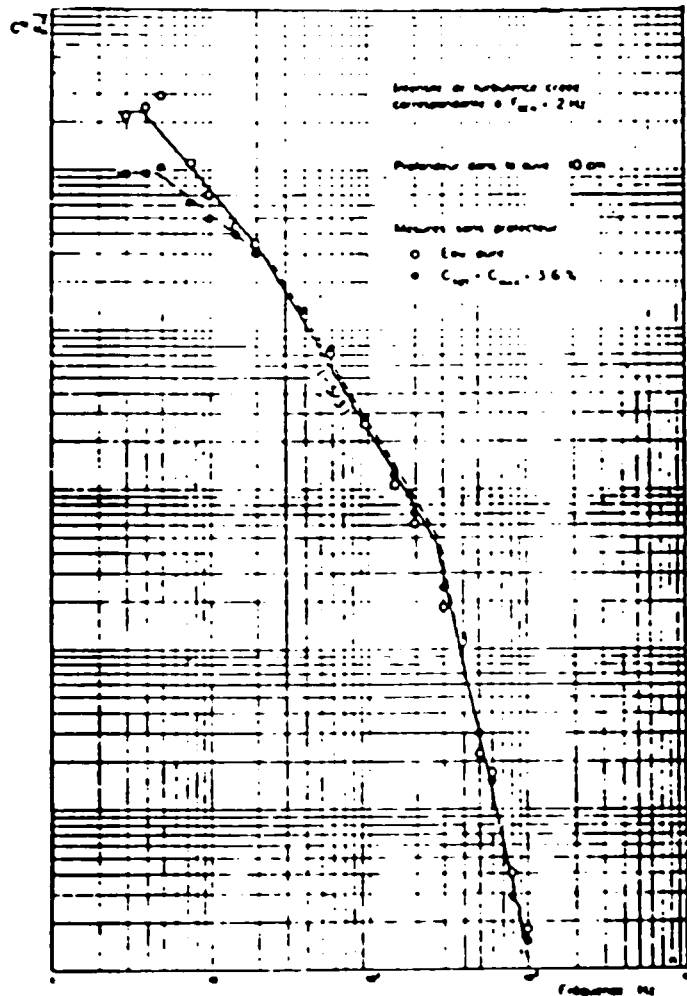


Figure 6 Modification du spectre d'énergie par Bouvard et Petkovic[5]

### I- 3 -3 Les échelles de la turbulence

La turbulence est caractérisée par deux échelles:

- L'échelle intégrale  $l$  qui représente la dimension des structures macroscopiques qui portent l'énergie sans la dissiper.

- Et la micro-échelle  $\lambda$  qui est considérée comme la taille moyenne des petits tourbillons qui seraient responsables de la dissipation de l'énergie.

On peut calculer ces deux grandeurs à partir du moment d'ordre deux des spectres d'énergie, ainsi on aura:

$$1/\lambda^2 = \frac{\int_0^{\infty} f^2 E(f) df}{\int_0^{\infty} E(f) df} \quad (I-24)$$

Et à partir de la relation liant l'échelle intégrale  $l$  à la micro-échelle  $\lambda$  :

$$l = 2,1 u' \lambda^2 \quad (I-25)$$

Compte tenu du déplacement des spectres vers les hautes fréquences, on constate qu'elles sont réduites en présence des billes, environ de 15% pour la micro-échelle, et de 25% pour l'échelle intégrale (Bouvard 1973).

#### I-4- Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les principaux paramètres caractérisant une suspension solide-liquide et nous avons fait une revue de certains travaux concernant la distribution de la concentration, les profils de vitesses moyennes et la réduction de la turbulence. Ces travaux sont issus d'expériences faites sur des matériaux donnés avec des conditions expérimentales bien précises. Ceci réduit considérablement l'utilité de ces travaux dans la pratique.

Les premiers résultats concernant la turbulence ont été obtenus par la méthode du film chaud. Ces travaux ont montré que la présence des matériaux solides réduit la turbulence du milieu porteur, par rapport à ce qu'elle serait sans matériaux et que cette réduction est d'autant plus grande que la concentration en matériaux est plus élevée.

En ce qui concerne les spectres d'énergie de la turbulence en présence des particules solides. L'énergie correspondante aux basses fréquences est nettement diminuée, tandis que pour les hautes fréquences cette énergie augmente mais assez faiblement.

Pour mesurer les fluctuations et les profils de vitesses du liquide et des particules solides en écoulement vertical ascendant dans une conduite, ainsi que pour la mesure des échelles de la turbulence, nous avons opté pour l'anémométrie laser à effet Doppler.



## CHAPITRE II

## II ASPECTS THEORIQUES ET MONTAGE EXPERIMENTAL D'ANEMOMETRIE LASER.

### II -1 Introduction

Il y a beaucoup de méthodes pour déterminer la vitesse des fluides. Ainsi depuis longtemps on utilise le tube de Pitot pour mesurer la vitesse moyenne temporelle. L'intérêt du tube de Pitot est sa simplicité puisqu'il ne nécessite pas d'étalonnage. Cependant il ne peut pas être appliqué aux écoulements turbulents diphasiques, à cause des dimensions de la sonde, il perturbe l'écoulement, et en plus la réponse de la sonde aux fluctuations est perturbée par les chocs des particules.

Pour la mesure de la turbulence, la méthode du film chaud s'avère la plus satisfaisante. Cette méthode consiste à chauffer un fil à l'aide d'un courant électrique à température supérieure à celle du fluide étudié. L'intensité du courant de chauffage est liée au refroidissement provoqué par le fluide en mouvement en contact avec la sonde. La mesure de la tension aux bornes de l'élément sensible permet de déterminer la vitesse du fluide. L'intérêt de cette méthode, appelée méthode de compensation, est de mesurer la turbulence et les fluctuations turbulentes dans les fluides. Elle est par contre sensible aux fluctuations de température et aux dépôts de matière sur le film. D'autre part, elle nécessite un étalonnage et la sonde perturbe l'écoulement. Dans le cas des écoulements diphasiques la présence des particules solides en mouvement risque de détériorer le film chaud. Bouvard et al[5] ont utilisé un anneau protecteur pour la sonde à film chaud. Ils ont constaté que ce système fonctionnait correctement quand la concentration n'est pas trop élevée et ils ont été obligés de limiter les mesures de certaines caractéristiques à des faibles profondeurs dans la cuve à turbulence.

La vélocimétrie à ultrasons, basée sur la mesure du décalage de la fréquence Doppler émise par les particules traversant un faisceau d'ultrasons, peut être utilisée pour déterminer le profil des vitesses moyennes [4], mais pose des problèmes pour la mesure précise des fluctuations de vitesse, et cela à cause des dimensions du volume de

mesure qui sont relativement grandes.

Ceci nous a conduit à opter pour l'anémométrie laser à effet Doppler, utilisée couramment pour des fluides homogènes et dont l'avantage essentiel est de ne pas perturber l'écoulement.

Pour mieux cerner cette technique, nous allons rappeler quelques aspects théoriques et le principe de l'anémométrie laser.

## II-2 Aspects théoriques de l'anémométrie laser

L'anémométrie laser à effet Doppler est basée sur la mesure du décalage en fréquence de la lumière diffusée par une particule traversant un faisceau laser.

### II-2-1 Rappel de l'effet Doppler

Soit une particule P (fig.7) se déplaçant à une vitesse  $V$  et éclairée par une lumière monochromatique de fréquence  $f_0$  (longueur d'onde  $\lambda_0$ ) [36].

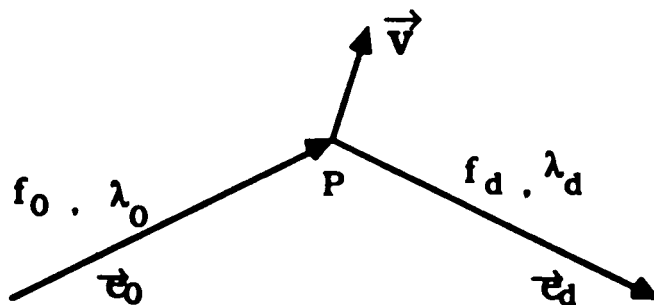


Figure 7 Effet Doppler

La particule diffuse la lumière dans toutes les directions avec une fréquence  $f_d$  dépendant de l'angle d'observation. La fréquence doppler  $f_D$  est donnée par la relation suivante:

$$f_D = f_d - f_0 \quad (\text{II-1})$$

Les fronts d'onde se déplacent avec la vitesse de la lumière

$(C=f_0\lambda_0)$ ; la composante de la vitesse de la particule dans la même

direction est  $\vec{V} \cdot \vec{e}_0$ . Il en résulte une vitesse:

$$\vec{V} = f_0\lambda_0 - \vec{V} \cdot \vec{e}_0 \quad (\text{II-2})$$

correspondant à une fréquence

$$f = \vec{V} / \lambda_0 = f_0 - \vec{V} \cdot \vec{e}_0 / \lambda_0 \quad (\text{II-3})$$

Cette fréquence  $f$  est la fréquence de réémission de la lumière après diffusion sur la particule.

L'observateur fixé sur la direction  $\vec{e}_d$  recevra cette lumière avec une fréquence:

$$f_d = f + \vec{V} \cdot \vec{e}_d / \lambda_d = f_0 + \vec{V} \cdot (\vec{e}_d / \lambda_d - \vec{e}_0 / \lambda_0) \quad (\text{II-4})$$

Compte tenu du fait que la vitesse de la particule est petite par rapport à la vitesse de la lumière, on peut écrire que  $\lambda_0 = \lambda_d$ , d'où

$$f_d = f_0 + \vec{V} \cdot (\vec{e}_d - \vec{e}_0) / \lambda_0 \quad (\text{II-5})$$

La fréquence Doppler  $f_D$  devient alors:

$$f_D = \vec{V} \cdot (\vec{e}_d - \vec{e}_0) / \lambda_0 \quad (\text{II-6})$$

$\lambda_0$  est la longueur d'onde de la lumière incidente dans le vide, dans un milieu d'indice de réfraction  $n$  nous aurons:

$$f_D = n\vec{V} \cdot (\vec{e}_d - \vec{e}_0) / \lambda_0 \quad (\text{II-7})$$

Généralement la source, la particule et l'observateur se trouvent dans trois milieux d'indice de réfraction différents (fig.8), respectivement  $n_s$ ,  $n_p$  et  $n_o$ .

Lors d'un changement de milieu, la longueur d'onde et la direction de propagation varient, mais la fréquence reste fixe. La fréquence de la lumière diffusée  $f_d$  sera donc:

$$f_d = f_0 + \vec{V} \cdot (\vec{e}_d - \vec{e}_0) / \lambda_1 = f_0 + n_p \vec{V} \cdot (\vec{e}_d - \vec{e}_0) / \lambda_0 \quad (\text{II-8})$$

D'où la fréquence doppler  $f_D$  :

$$f_D = n_p \vec{V} \cdot (\vec{e}_d - \vec{e}_0) / \lambda_0 \quad (\text{II-9})$$

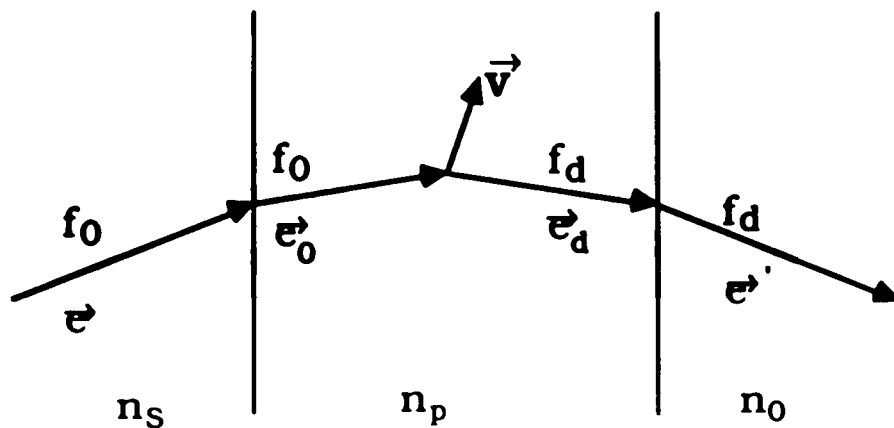


Figure 8 Dans trois milieux différents

On remarque que la fréquence Doppler mesurée sera directement proportionnelle à la vitesse de la particule. Mais il est nécessaire de disposer d'une source monochromatique de bande aussi étroite que possible.

Dans le montage utilisé pour cette recherche la source(laser) et l'observateur(photomultiplicateur) se trouvent dans le même milieu(air). La relation précédente reste valable dans ce cas.

## II-2-2 Diffusion de lumière

### II-2-2-1 Diffusion de la lumière par une particule

Pour une onde monochromatique plane, qui est polarisée linéairement et venant de l'infini, et une particule sphérique homogène de composition quelconque dans un milieu homogène, la théorie de Mie

[31], basée sur l'intégration des équations de Maxwell, donne une solution rigoureuse de l'équation d'intensité de la lumière diffusée par cette particule qui est de la forme:

$$I = f(\theta, L, D_p, m, I_0, \lambda, \Phi) \quad (\text{II-10})$$

$\theta$  : angle de diffusion

$L$  : distance de pénétration

$D_p$  : diamètre de la particule

$m$  : indice de réfraction complexe ( $m = n + ik$ )

$I_0$  : intensité lumineuse incidente

$\lambda$  : longueur d'onde

$\Phi$  : angle de polarisation de l'onde

- Cas des petites particules (diffusion de Rayleigh)

La solution rigoureuse de Mie contient la diffusion dite "de Rayleigh" comme cas limite. Si le diamètre des particules est beaucoup plus petit que la longueur d'onde de la lumière ( $\alpha \ll 1$  avec  $\alpha = \pi D_p \lambda_0$ ), les coefficients de Mie peuvent être représentés par des fonctions de Bessel.

En diffusion de Rayleigh, l'intensité lumineuse diffusée est proportionnelle à la puissance sixième du diamètre de la particule. Dans ce cas là, la valeur maximale du paramètre de Mie  $\alpha$  est de l'ordre de 0,3 ce qui donne une valeur du diamètre  $D_p$  de la particule de 0,6  $\mu\text{m}$ .

- Cas des grosses particules

Pour les particules dont la valeur de  $\alpha$  est supérieure à 1. A cause de la mauvaise convergence des coefficients de Mie pour les grosses particules, les calculs sont limités à des diamètres inférieurs à 30  $\mu\text{m}$ .

Le temps de calcul pour déterminer la diffusion de la lumière d'après la théorie exacte est très élevé. Il est alors important de disposer

méthodes approximatives, moins rigoureuses, qui permettent d'estimer rapidement les diagrammes de Mie. Une telle méthode est fournie par l'optique géométrique.

### II-2-2-2 Optique géométrique

Cette méthode est originellement basée sur les travaux de Wiener[40] et Mecke [30]. Elle est valable dans le cas où le diamètre de la particule est au moins 10 fois plus grand que la longueur d'onde de la lumière. Elle consiste à appliquer les lois de réflexion et réfraction.

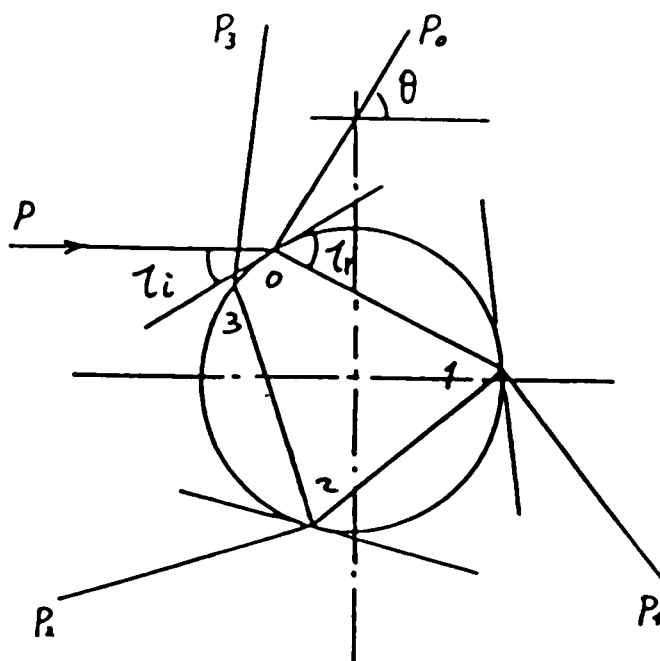


Figure 9 Parcours Optique (v.d. Hulst [22])

Un faisceau incident (figure 9) qui arrive sous un angle  $\tau_i$  à la surface de la sphère est décomposé en un faisceau réfléchi  $P_0$ , un faisceau réfracté  $P_1$  et les faisceaux  $P_2, P_3, \dots$  dus aux réflexions et réfractions multiples à l'intérieur de la sphère. Il en résulte que l'énergie totale contenue dans le faisceau incident est distribuée en un nombre infini de faisceaux qui quittent la sphère.

Cette distribution peut être calculée d'après les lois de Snell et Fresnel. Puisque la lumière est cohérente en phase, il peut y avoir interférence entre les différents faisceaux.

L'angle de diffusion des faisceaux partiels est donné par les lois de la trigonométrie. Il est de forme :

$$\theta_{p0} = 2 \tau_1 \quad (\text{II-11})$$

$$\theta_{pm} = 2 (\pi + \tau_1 - m \tau_r) \quad \text{avec } m = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{II-12})$$

On peut calculer l'angle de réfraction  $\tau_r$  par la loi de Snell :

$$\tau_r = \cos^{-1} (n \cos \tau_1 / n') \quad (\text{II-13})$$

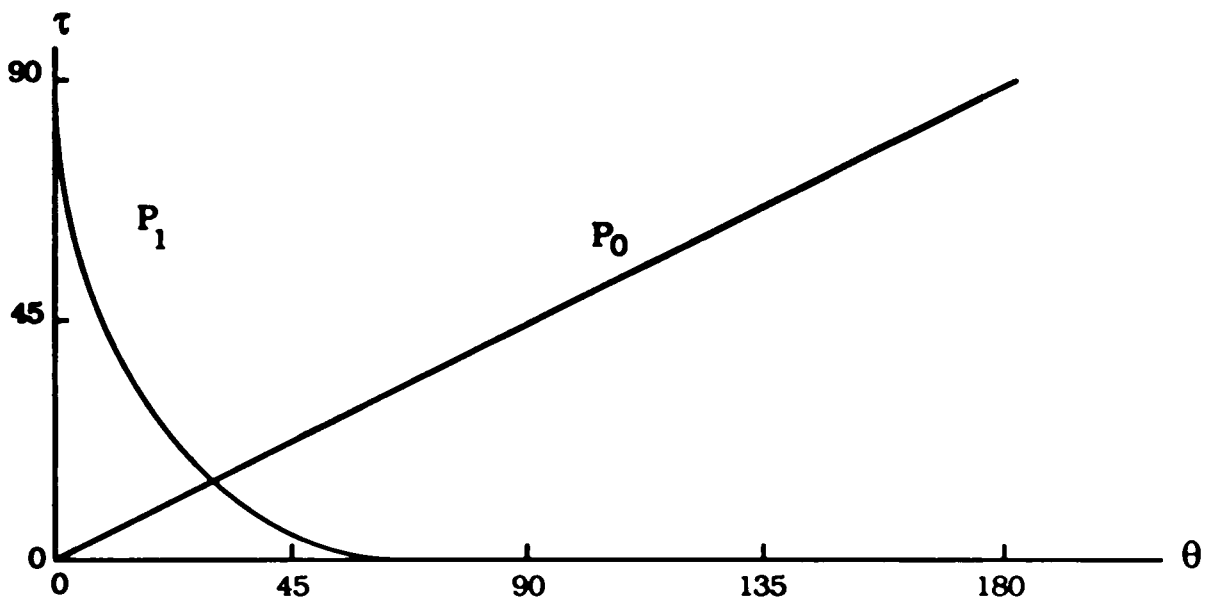


Figure 10 Répartition angulaire de la lumière diffusée[12]

La représentation graphique des relations II-11, II-12 et II-13, pour les faisceaux d'ordre 0 et 1, est donnée sur la figure 10. On ne considère qu'une moitié de la sphère puisque les phénomènes sont symétriques par rapport à l'axe optique. A partir de cette figure, on peut déterminer quelles sont les composantes  $P_m$  qui interviennent dans le processus de diffusion en fonction de l'angle d'observation  $\theta$  pour un indice de réfraction donné.



### II-2-2-3 Intensité de la lumière diffusée

L'intensité  $I$  de la lumière diffusée par une particule est fonction des paramètres  $\theta, L, D_p, m, I_0, \lambda, \Phi$ .

Et puisque  $I$  est proportionnel à  $I_0$  d'après (II-10)

$$I/I_0 = 1/2 \cdot i(\theta, D_p, m, \lambda, \Phi) / L \quad (\text{II-14})$$

$$\text{avec } i = \lambda^2/4\pi^2 \cdot i_1(\theta, D_p, m) \sin^2 \Phi + i_2(D_p, m, \Phi) \cos^2 \theta \quad (\text{II-15})$$

$i_1$  et  $i_2$  sont appelées fonctions d'intensités. Si la lumière incidente est polarisée perpendiculairement, c'est à dire  $\theta = 90^\circ$ . La relation II-15 devient :

$$i(\theta, D_p, m, \lambda) = \lambda^2/4\pi^2 \cdot i_1(\theta, D_p, m) \quad (\text{II-16})$$

D'après v.d. Hulst [22] ce sont la réflexion ( $P_0$ ) et la première réfraction ( $P_1$ ) qui ont le maximum d'énergie :

$$i_1(\theta) = \{ S_1(\theta, P_0) + S_1(\theta, P_1) \}^2 \quad (\text{II-17})$$

$$\text{avec } S_1(\theta, P_m) = A_1(\theta, P_m) \exp(iW_1(\theta, P_m)) \quad \text{et } m=0 \text{ ou } 1$$

$A_1$  est l'amplitude et  $W_1$  est l'angle de phase des faisceaux partiels. Puisque l'on s'intéresse à une approximation de la théorie de Mie, on néglige alors les relations de phases. Les amplitudes sont définies par :

$$A_1 = \alpha \cdot \epsilon_1 \sqrt{D} \quad (\text{II-18})$$

$\epsilon_1$  est appelé coefficient d'énergie qui représente le rapport de l'énergie diffusée à l'énergie incidente.

$D$  est appelé divergence géométrique qui tient compte de la variation de la section du faisceau partiel.

Lorsque la sphère absorbe la lumière, il faut multiplier la relation

II-18 par un facteur "a" appelé facteur d'absorption :

$$a = \exp(-kl)$$

(II-19)

avec  $l = d.m.\sin\tau_r$  qui est le chemin optique des différents faisceaux.

En appliquant ce formalisme, on peut calculer approximativement la répartition de l'intensité lumineuse diffusée par une particule sphérique de composition quelconque.

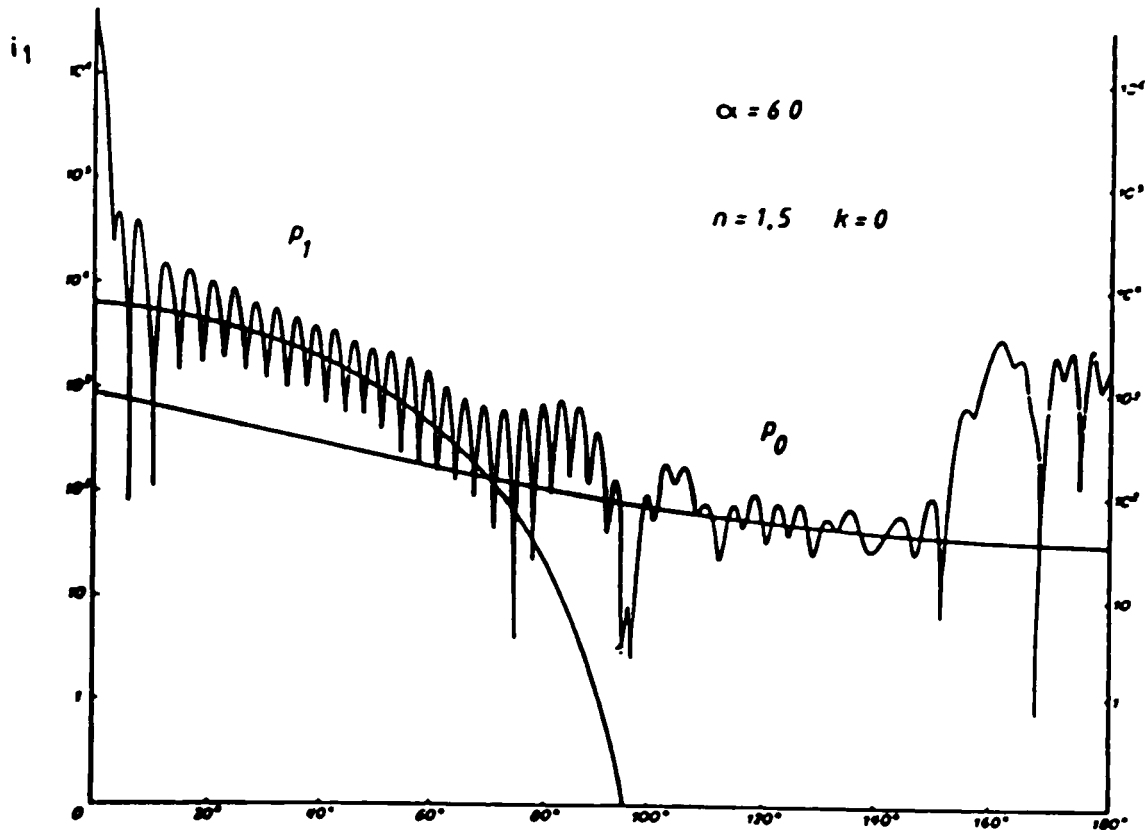


Figure 11 comparaison avec l'optique géométrique [12]

La figure 11 montre une comparaison entre le calcul exact d'après la théorie de Mie et le calcul approché d'après l'optique géométrique.

On peut dire que lorsque les conditions sont remplies pour que l'on se situe dans le domaine de l'optique géométrique, le calcul approximatif, beaucoup plus simple que celui basé sur la théorie de Mie, donne une solution satisfaisante pour les grosses particules.

La connaissance de cette répartition de l'intensité de la lumière diffusée est importante pour la disposition du système de réception de l'anémométrie laser. Pour les grosses particules comme pour les petites l'intensité recueillie reste forte si l'angle de réception ne dépasse pas

45° par rapport au faisceau incident.

### II-3 Principe d'anémométrie laser

Les principes de l'effet Doppler et de la détection d'un signal par hétérodynage sont à la base de l'anémométrie laser. Deux méthodes ont été essentiellement développées, la première, dite à faisceau de référence, la deuxième, dite méthode d'interférence ou méthode à franges.

La première méthode est sensible à la position du photodétecteur. L'effet Doppler dépend en effet de position de l'observateur alors que dans la méthode à franges fixes le photodétecteur peut être mis dans une direction quelconque sans que la fréquence Doppler ne change (Lismonde 1978[27]). Cette plus grande facilité de réglage de la méthode à franges s'accompagne de la possibilité de recueillir la lumière diffusée par une grande lentille d'où augmentation de la puissance du signal.

Dans le soucis d'avoir un meilleur rapport signal sur bruit (SNR) et d'utiliser un système optique simple, nous avons opté pour la méthode d'interférence.

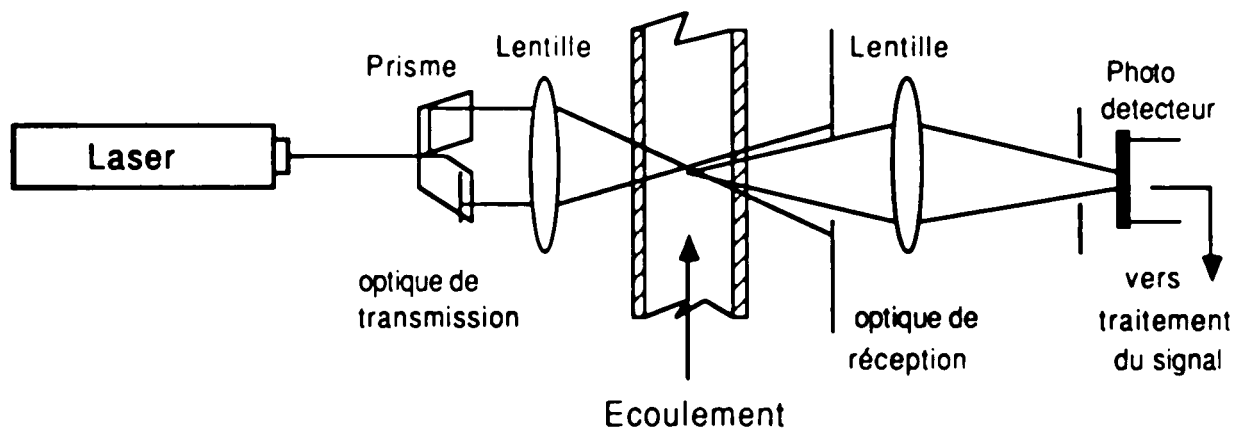


Figure 12 Montage dit "Doppler différentiel" (Durst[10])

#### II-3-1 Méthode d'interférence

La méthode à franges consiste à former un réseau d'interférence à l'intersection de deux ondes. Les particules en passant successivement dans les raies sombres et dans les franges lumineuses diffusent une lumière pulsée en amplitude.

Le principe d'interférence (figure13) peut s'expliquer de la manière suivante : la particule illuminée va diffuser de la lumière en

provenance de chacun des deux faisceaux.

La fréquence diffusée relative au premier faisceau est :

$$f_1 = f_0 + \vec{V} \cdot (\vec{e}_1 - \vec{e}_0) / \lambda_0 \quad (\text{II-20})$$

et au deuxième faisceau :

$$f_2 = f_0 + \vec{V} \cdot (\vec{e}_1 - \vec{e}'_0) / \lambda_0 \quad (\text{II-21})$$

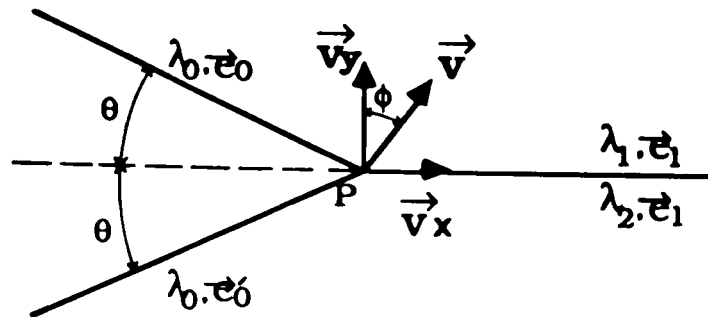


Figure 13 Principe d'interférence

Le battement de ces deux ondes (fréquences) dans la direction du photomultiplicateur donne une fréquence :

$$f_D = f_2 - f_1 = \vec{V} \cdot (\vec{e}_0 - \vec{e}'_0) / \lambda_0 = 2V \cos\phi \sin\theta / \lambda_0 \quad (\text{II-22})$$

$$f_D = f_2 - f_1 = \vec{V} \cdot (\vec{e}_0 - \vec{e}'_0) / \lambda_0 = 2V_y \sin\theta / \lambda_0 \quad (\text{II-23})$$

### II-3-2 Traitement du signal

Le signal Doppler issu du photodétecteur peut être traité de deux manières différentes.

- L'analyse dans le domaine fréquentiel c'est à dire l'analyse du spectre du signal Doppler. Dans ce cas là le signal Doppler apparaît sous forme d'un pic plus ou moins large qui émerge du bruit de fond. Le pic correspond à la fréquence Doppler  $f_D$  et l'élargissement correspond à la turbulence et à d'autres causes que l'on évoquera par la suite.

- L'analyse dans le domaine temporel qui est la démodulation du signal à l'aide d'un compteur. Dans ce cas là c'est la répartition aléatoire des particules dans le domaine de mesure qui est à l'origine de l'erreur dans l'histogramme des vitesses.

### II-3-3 Les sources d'erreurs rencontrées sur le signal traité

Le but de l'analyse des données est d'obtenir une meilleure estimation de la vitesse moyenne temporelle  $\bar{U}$  :

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt \quad (\text{II-24})$$

et de l'intensité de la turbulence représentée par le moment d'ordre 2 des fluctuations de la vitesse longitudinale:

$$\sqrt{\bar{u}'^2} = \left( \frac{1}{T} \int_0^T (u(t) - \bar{U})^2 dt \right)^{1/2} \quad (\text{II-25})$$

Dans un écoulement de suspension des particules uniformément réparties sur une section transversale, Mc Laughlin et Tiederman[28] ont montré l'existence d'une erreur statistique sur l'estimation de la vitesse moyenne  $\bar{U}$  calculée à partir d'un ensemble de signaux pris individuellement en utilisant la relation:

$$\bar{U}_s = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i \quad (\text{II-26})$$

Cette erreur qui se manifeste dans l'histogramme des vitesses est due à la non homogénéité des particules dans l'écoulement. En effet pendant un interval de temps de mesure, la probabilité de détecter une particule rapide, dont la vitesse est plus grande que la vitesse moyenne temporelle, est supérieure à celle des particules moins rapides.

Mc Laughlin et Tiederman[28] ont donné une estimation de la vitesse moyenne temporelle en utilisant une fonction de poids  $1/U_i$ . La vitesse moyenne est donnée par la relation suivante:

$$\bar{U} = \frac{\sum_{i=1}^N U_i(1/U_i)}{\sum_{i=1}^N 1/U_i} = \frac{N}{\sum_{i=1}^N 1/U_i} \quad (\text{II-27})$$

L'effet de cette erreur statistique sur la vitesse moyenne temporelle estimée est de l'ordre de 10% dans les régions où l'intensité de la turbulence est de 30%, cela se manifeste généralement près de la paroi.

Bien que cette erreur déplace l'histogramme des valeurs vers les vitesses les plus élevées, on peut avoir une bonne estimation pour les fluctuations de vitesse donnée par la relation suivante:

$$\bar{u}'^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U}_s)^2 \quad (\text{II-28})$$

Georges et Lumley [19] ont trouvé que d'autres phénomènes et en particulier les dimensions finies du volume de mesure peuvent contribuer à l'élargissement.

a- L'élargissement est aussi dû au gradient de vitesse dans le volume de mesure.

En effet la fréquence mesurée en un point est une moyenne des fréquences du signal Doppler associées aux nombreuses particules traversant le volume de mesure suivant différents trajets. On observe donc une dispersion des fréquences étudiées. Cet élargissement est défini par :

$$\omega_g = k\sigma_3 (-du/dx_3) \quad (\text{II-29})$$

b- Le deuxième élargissement est dû à la turbulence. Il est défini :

$$\omega_T = 2/15 (k\sigma_3)^2 \cdot \epsilon / \nu \cdot ((1+\sin^2\theta/2)(1+2\cos\theta/2)/2\cos^2\theta/2) \quad (\text{II-30})$$

En réalité la turbulence contribue de deux manières à l'élargissement du spectre, la première est due aux fluctuations de la

vitesse dans le volume de mesure et la deuxième est due aux variations de la vitesse moyenne. On peut approximer cet élargissement de la manière suivante:

$$\omega_T^2 = 2/15 \cdot \sigma_3^2 (4\pi \sin\theta/\lambda)^2 \cdot \epsilon/v \quad (\text{II-31})$$

c- Le troisième élargissement est dû au temps de transit de durée finie de la particule dans le volume de mesure. Cet élargissement est inversement proportionnel au temps de transit  $t$ . Le spectre du signal Doppler a pour élargissement  $\omega_t = 1/t \cdot \sqrt{2}$ , puisque le signal n'existe que pendant un temps  $t$ . La vitesse  $u(t)$  est inversement proportionnelle à  $t$ ,  $\omega_t$  est proportionnel à l'élargissement dû aux dimensions finies du volume de mesure noté  $\omega_D$ .

$$\omega_D = 2\pi N_f / t \quad (\text{II-32})$$

$N_f$  est le nombre de franges dans le volume de mesure.

$$\omega_t / \omega_D = 1/2\pi\sqrt{2} \cdot N_f \quad (\text{II-33})$$

ce rapport est toujours constant.

En tenant compte de ces trois sources d'erreur, l'élargissement total du spectre Doppler devient alors:

$$\Delta\omega^2 = \omega_g^2 + \omega_t^2 + \omega_T^2 \quad (\text{II-34})$$

#### II- 4 Anémométrie laser diphasique

En anémométrie laser diphasique, l'information vitesse est obtenue à partir de deux signaux de nature fondamentalement différente. Le premier signal est celui diffusé par les petites particules utilisées comme traceur de la phase continue. Ce signal est de même nature que celui que l'on obtient en anémométrie laser classique (paragraphe II-3-1).

Le deuxième signal provient des grosses particules constituant la

suspension. Dans ce cas, le signal recueilli par le photodétecteur est de nature différente et résulte de la lumière réfléchié ou réfractée par la surface des particules(paragraphe II-2-2-2).

#### II- 4-1 Principe d'anémométrie laser diphasique

Si une particule en suspension, dont le diamètre est grand par rapport à l'interfrange, traverse le volume de mesure. Le signal qui en résulte à la sortie du photodétecteur est issu de la lumière réfléchié ou réfractée par les grosses particules.

Si la particule est sphérique. Deux cas peuvent être considérés suivant que la sphère soit opaque et réfléchissante ou transparente [11].

##### a- Sphère réfléchissante

Lorsqu'une sphère réfléchissante est située au voisinage du volume de mesure (fig.14), les ondes planes du laser qui rencontrent sa surface, interfèrent et créent dans l'espace environnant un système de franges mobiles

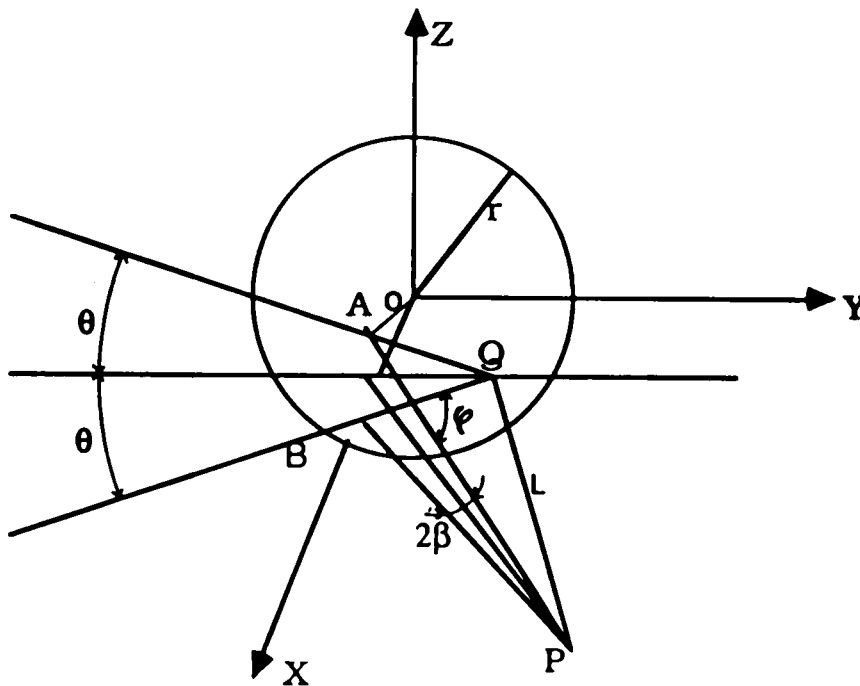


Figure 14 Sphère réfléchissante[11]

La distance entre les franges est:

$$d_f = (1 + 2(L - r)/r \cos \theta) \lambda_0 / 2 \tan \theta$$

(II-35)



Ceci est valable pour des  $\theta$  petits et des  $L/r$  grands.

La fréquence détectée par le photomultiplicateur est

$$f_D = 2 ( U_t \cos\beta + U_{\parallel} \sin\beta ) \sin\theta / \lambda_0 \quad (\text{II-36})$$

A partir de considérations géométriques on trouve:

$$2L^2/r^2 = ( \sin\beta - \sin\theta ) / \tan^2\beta \tan^2\theta ( \tan^2\beta + \tan^2\theta - 2\cos\varphi \tan\beta \tan\theta ) / ( 1 - \sin\beta \sin\theta - \cos\varphi \cos\beta \cos\theta ) \quad (\text{II-37})$$

Si le rapport  $L/r$  est grand et l'angle  $\theta$  est petit, la relation entre  $U_t$  et  $f_D$  devient:

$$f_D = 2U_t \sin\theta / \lambda_0 \quad (\text{II-38})$$

Cette relation simplifiée est identique à la relation classique de l'anémométrie laser.

#### b- Sphère transparente

Lorsque une sphère transparente passe dans le volume de mesure (fig.15), les faisceaux laser traversent la sphère et créent un système de franges linéaire.

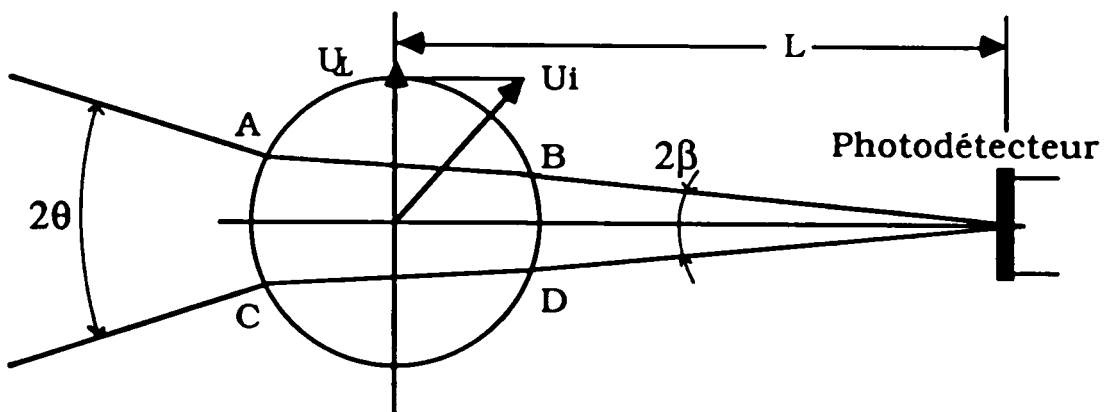


Figure 15 Sphère transparente

La distance entre deux franges est:

$$d_f = ( 1 + ( 2n_1/n_2 - 2)L/r ) \lambda_0 / 2n_1\theta \quad (\text{II-39})$$

Ceci est valable pour des  $\theta$  petits et des  $L/r$  grands.

Quand une sphère transparente est mobile, les deux faisceaux sont réfractés aux deux interfaces et Doppler change deux fois. Si la sphère passe dans le volume de mesure sans rotation, la fréquence Doppler détectée par le photomultiplicateur est:

$$f_D = 2U_t (\sin\theta - \sin\beta) / \lambda_0 \quad (\text{II-40})$$

Si le rapport  $L/r$  est grand et l'angle  $\theta$  est petit, la valeur de  $\sin\beta$  est très petite, environ 1%, par rapport à la valeur de  $\sin\theta$ . Donc la relation II-40 peut être approximée par l'équation universelle d'anémométrie laser monophasique.

$$f_D = 2U_t \sin\theta / \lambda_0 \quad (\text{II-41})$$

Quand la sphère cesse d'être dans le volume de mesure, ce sont les petites particules du traceur traversant la zone de mesure qui sont à l'origine de la fréquence lue par le détecteur et permettent de déterminer la vitesse locale instantanée de la phase continue à l'aide de la relation(II-41).

On peut ainsi déterminer les vitesses des grosses particules en suspension et du fluide porteur.

#### II-4-2 Influence du diamètre des particules sur les modulations du signal

Lorsqu'une particule en suspension dont le diamètre est grand par rapport à l'interfrange ( $D_p > d_f$ ) traverse le volume de mesure, le signal qui en résulte à la sortie du photomultiplicateur ne correspond pas à la courbe d'intensité lumineuse dans le cas du passage des petites particules; c'est à dire généralement le contraste est fortement atténué ce qui implique une mauvaise qualité du signal.

La tension délivrée par le photomultiplicateur ( figure 16) se compose d'une partie haute fréquence (fréquence Doppler ) qui est modulée par un signal de basse fréquence (pedestal).

Pour l'étude de l'amplitude du signal ou de la visibilité, il faut utiliser le signal issu du photomultiplicateur non filtré.

On définit un degré de modulation appelé visibilité  $V$  qui correspond à la qualité du signal.

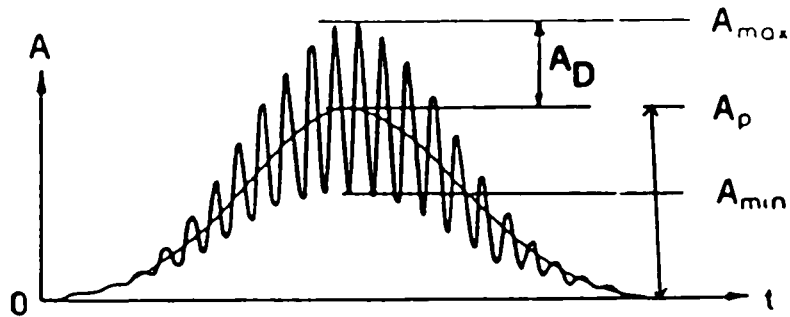


Figure 16 Définition de la visibilité

$$V = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max} + A_{\min}} = \frac{A_D}{A_p} \quad (\text{II-42})$$

Cette forme du signal résulte de la lumière diffusée simultanément par les franges d'interférence.

Pour des signaux bien modulés, la partie  $A_{\min}$  s'annule et la visibilité tend vers la valeur maximale 1.

#### II-4-2-1 Influence du diamètre de la particule sur le pedestal

Pour des particules sphériques la relation entre le signal recueilli par le photomultiplicateur (ou pedestal) et le diamètre de la particule peut être approché de la manière suivante :

$$A_p \cong D_p^q \quad (\text{II-43})$$

$q$  étant une constante qui dépend de l'ouverture et de l'angle  $\beta$  de l'optique de réception ainsi que de l'angle d'incidence des faisceaux  $\theta$ .

La figure 17 représente l'amplitude du signal recueilli par le photomultiplicateur en fonction des diamètres des bulles d'air. On remarque que cette amplitude augmente quand le diamètre de la particule augmente.

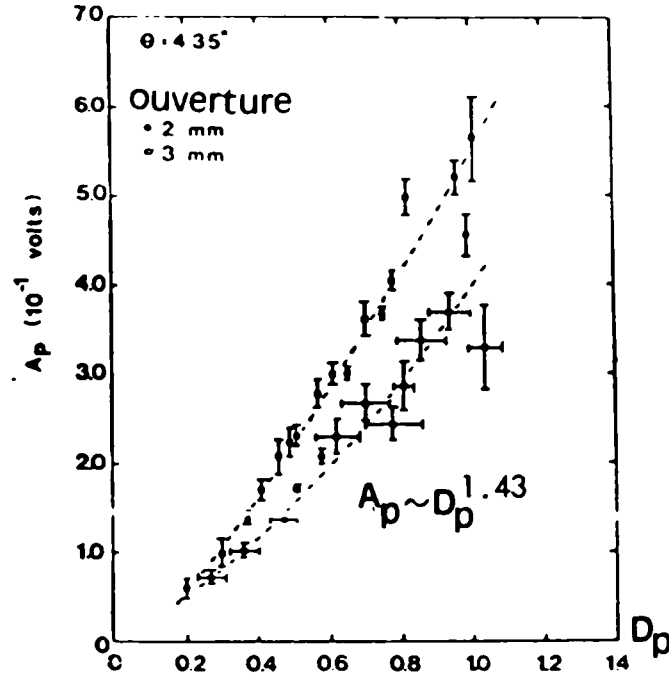


Figure 17 - Amplitude du signal en fonction du diamètre des bulles d'air

#### II-4-2-2 Influence du diamètre de la particule sur la visibilité du signal Doppler

Les relations reliant la visibilité ou la qualité du signal Doppler au diamètre de la particule sont de la forme suivante

- Pour la diffraction des particules de  $D_p < 50\mu\text{m}$  en diffusion avant, où la diffusion de la lumière peut être décrite par la théorie de Mie, Farmer [14] a dérivé les formules qui permettent de calculer la visibilité en fonction du rapport  $k = D_p / d_f$  qui donne la relation suivante:

$$V = 2 J_1(\pi k) / \pi k \quad (\text{II-44})$$

où  $J_1$  est la fonction de Bessel du premier ordre.

De cette relation on peut dire que  $V$  s'annule pour  $1,2\pi ; 2,233\pi \dots$ . Cela veut dire que lorsque le diamètre de la particule  $D_p = 1,22d_f$  on a un signal Doppler et on ne peut pas déterminer la taille de la particule.

Pour les particules de  $D_p > 50\mu\text{m}$  où la diffusion de la lumière peut être décrite par l'optique géométrique Farmer [14] et Bachalo [3] donnent les relations suivantes.

- Pour la diffusion avant

$$V = \frac{2J_1[\pi k m_p / 4F(m_p - m_l)]}{\pi k m_p / (4F(m_p - m_l))} \quad (\text{II-45})$$

- En diffusion arrière

$$V = \frac{2J_1[\pi k / 4F]}{\pi k / 4F} \quad (\text{II-46})$$

où  $J_1$  : est la fonction de Bessel

$m_p$  : indice de réfraction de la particule

$m_l$  : indice de réfraction de la phase continue

$F = L/D_f$

$L$  = distance entre la particule et le photodétecteur

$D_f$  = diamètre de l'ouverture de l'optique de réception

Stumke et Umhauer [12] proposent un modèle, valable dans le cas des particules sphériques à surface lisse, basé sur les lois de l'optique géométrique.

Si l'on observe une particule de métal (ou transparente dont l'indice de réfraction est inférieur à 1,4) sous un certain angle, la

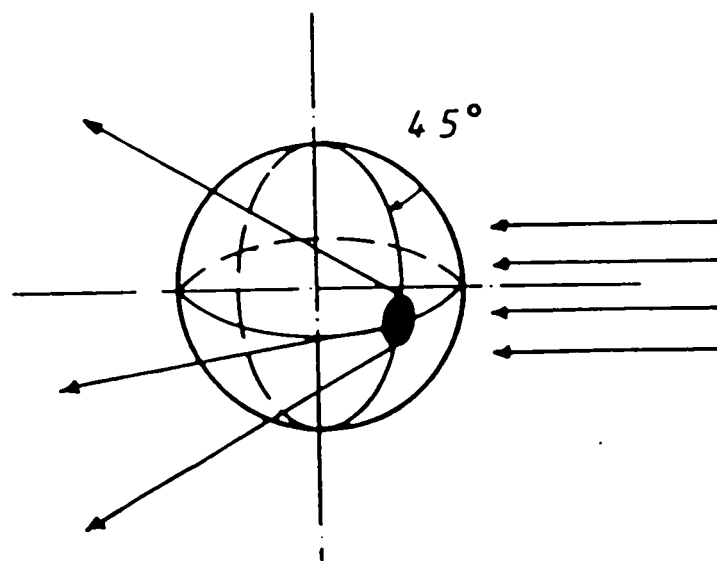


Figure 18 Point brillant d'une sphère [12]

lumière réfléchie ne provient que d'une petite zone de la surface comme l'indique la figure 18.

Cette partie appelée "point brillant" est très petite par rapport à la surface de la sphère et dépend essentiellement de l'angle d'ouverture de l'optique de réception et du diamètre de la particule.

A partir de considérations géométriques, de la figure 19 , on trouve

$$D_{\text{eff}} = D_p \sin\beta \quad (\text{II-47})$$

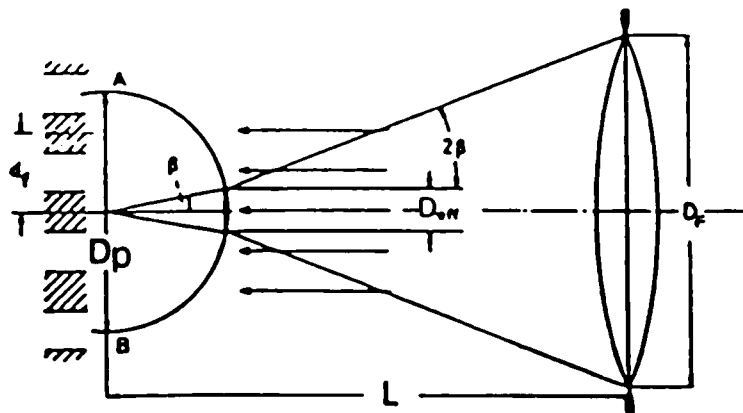


Figure 19 Diamètre effectif de la sphère (Stumke)

$$\text{avec } \beta = (1/2) \text{tg}^{-1}(D_r/2L) \quad (\text{II-48})$$

Si l'angle d'ouverture de l'optique de réception est faible, on obtient  $D_{\text{eff}} = D_p \cdot D_r/4L$  (II-49)

Puisque dans le cas des sphères à surface lisse ce n'est que le point brillant qui intervient dans le mécanisme de diffusion de la lumière, on remplace  $k = D_p/d_f$  par  $K_{\text{eff}} = D_{\text{eff}}/d_f$  dans le calcul de la visibilité [14]. Pour que l'hypothèse du petit angle d'ouverture soit simplifiée il faut que  $D_r/L$  doit être inférieur à 0,1 [12]. Par conséquent, le domaine dans lequel on obtient une bonne modulation du signal est translaté de plus d'une décade vers les grands diamètres.

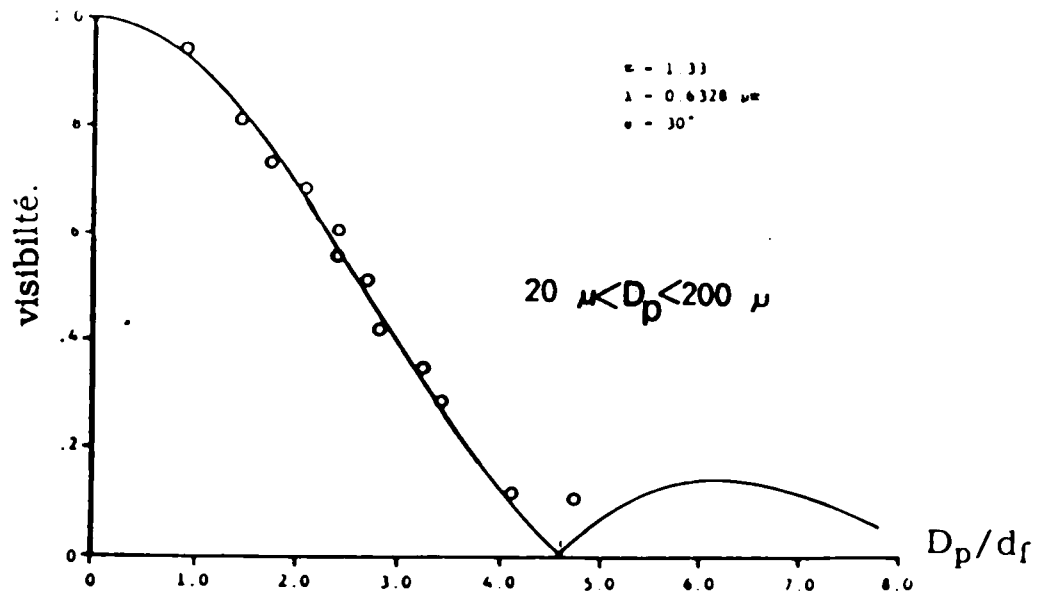


Figure 20 Courbe de visibilité en fonction du rapport  $D_p/d_f$

On a ainsi montré que, même dans le cas des grosses particules, mais à condition qu'elles soient sphériques et brillantes, la visibilité du signal peut être satisfaisante pourvu que l'on travaille avec un angle d'ouverture de l'optique de réception relativement faible ( $D_f/L < 0,1$ ).

#### II- 4-3 Méthode de Durst et Zaré [11]

Durst et Zaré[11] ont vérifié la validité de la mesure des vitesses de grosses particules par l'anémométrie laser en réalisant un montage expérimental comprenant un jet d'air à faible vitesse dans lequel oscille une sphère d'acier hautement réfléchissante.

Deux photomultiplicateurs placés respectivement dans l'axe du laser et à  $65^\circ$  par rapport à celui-ci, reçoivent la lumière diffusée par la sphère traversant le volume de mesure(figure21).

Lorsque la sphère d'acier est à l'extérieur du volume de mesure, le photomultiplicateur situé dans l'axe des faisceaux, détecte le signal provenant des petites particules de silicone(traceur) et mesure la vitesse locale instantanée de l'air. L'autre par contre, en raison de sa position reste insensible à ce phénomène.

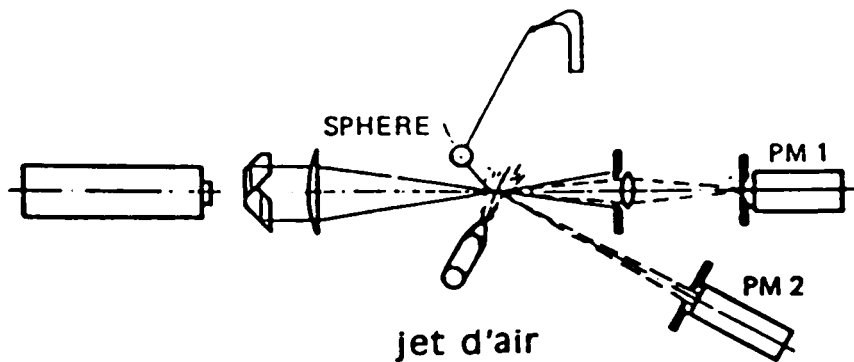


Figure 15 Modèle d'écoulement diphasique, d'après Durst et Zaré[11].

Mais dès l'instant où la sphère intercepte le volume de contrôle, le signal Doppler précédent disparaît. La lumière réfléchiée par l'interface crée alors en direction du deuxième photomultiplicateur un nouveau système de franges, dont le défilement est à l'origine d'un signal fortement modulé en amplitude. A partir de cette fréquence on peut déterminer la vitesse de la sphère en utilisant la relation II-41.

### II- 5 Méthode expérimentale de la mesure des vitesses et de leurs fluctuations.

Pour la mesure expérimentale du champs des vitesses de l'écoulement de suspensions solide-liquide, nous avons opté pour l'anémométrie laser à effet Doppler, couramment utilisée à l'Institut de Mécanique des Fluides pour des écoulements marqués par des traceurs de petites dimensions ( $\mu\text{m}$ ).

Pour élargir le domaine de mesure de cette méthode et l'appliquer à des particules de taille inférieure ou supérieure à la longueur d'onde du laser, D.Y.Cho [8] a montré que l'association d'un anémomètre laser et d'un micro-ordinateur rend possible l'accès aux vitesses locales moyennes même de particules de taille largement supérieure à la longueur d'onde du laser (particules millimétriques).



### I- 5-1 Montage expérimental

L'élément de base du système utilisé est un montage d'anémométrie laser classique où l'on utilise le réseau d'interférence afin de mesurer la vitesse et qui, d'autre part, joue simplement le rôle d'une source lumineuse pour la séparation des signaux, comme le montre la figure 22.

On utilise un filtre passe-bande pour filtrer le signal issu du photomultiplicateur. Le signal filtré peut être soumis à un traitement classique dans le domaine fréquentiel ou temporel.

La différence entre notre système et un système de vélocimétrie laser classique réside dans l'utilisation d'une logique électronique, à la réception, pour détecter la présence des grosses particules dans le volume de mesure.

### II- 5-2 Système optique

A l'émission, la source lumineuse est un laser He-Ne d'une puissance de 5 mW d'une longueur d'onde  $\lambda_0 = 632.8$  nm.

L'onde monochromatique du laser est polarisée verticalement. Elle est divisée en deux rayons parallèles à l'aide d'un prisme séparateur de faisceaux, la distance entre ces deux faisceaux est de 50 mm. Ceux-ci sont focalisés à l'intérieur de la conduite, par une lentille de 130 mm de focale, en créant ainsi au point de mesure un système d'interférence dont l'interfrange est de  $1.65 \mu\text{m}$ . L'angle ( $2\theta$ ) entre les deux faisceaux est de  $23^\circ$ .

La distance  $L$  entre la particule et le photomultiplicateur est de 125mm. L'ouverture de l'optique de réception  $D_f$  est de 4mm.

On aura  $D_f/L = 0,035$ , la condition pour les grosses particules sphériques à surface lisse ( $D_f/L < 0,1$ ) est donc satisfaite dans notre cas pour des billes de verre de diamètre 0,5 et 1mm.

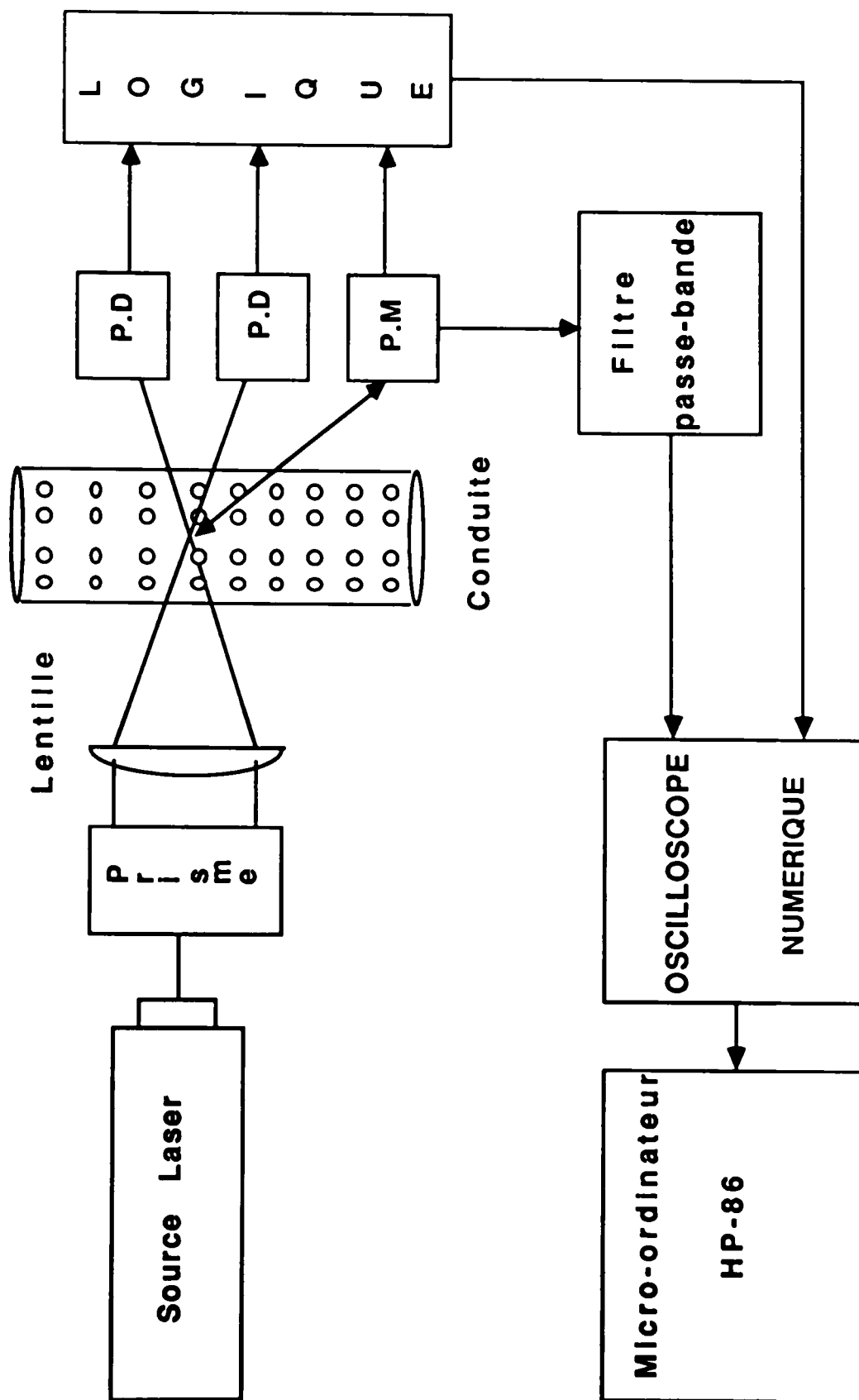


Figure 22 Montage expérimental d'anémométrie Laser diphase

D'après la relation (II-48 ) On aura  $\beta = 1/2 \arctg(D_f/2L)$

d'où  $\beta = 0,458^\circ$  et  $\sin\beta = 0,0078$

Avec  $\theta = 11,5^\circ$  ( $\sin\theta = 0,199$ ) on aura  $\sin\beta/\sin\theta = 0,03$ .

$\sin\beta$  est petit et  $2L/D_p \gg 1$  , ce rapport est égal à 250 pour des billes de verre de  $D_p = 1\text{mm}$ , donc on peut appliquer l'équation universelle d'anémométrie laser monophasique ( II-41 ) pour calculer la vitesse des particules solides.

Le volume de mesure de la forme d'une ellipsoïde a pour dimensions:

$$\sigma_1 = 0.18 \text{ mm}$$

$$\sigma_2 = 0.18 \text{ mm}$$

$$\sigma_3 = 0.55 \text{ mm}$$

Du côté réception, un photomultiplicateur est placé à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du laser dans le plan de la bissectrice des faisceaux, il sert à collecter la lumière diffusée par les particules. Le calcul approché de l'optique géométrique pour un angle d'observation de  $45^\circ$  montre que c'est la réfraction et la réflexion qui gouvernent le processus de la diffusion de la lumière (figure 11). Deux photodiodes placées sur l'axe des faisceaux laser détectent la présence des grosses particules qui occultent les faisceaux.

### II- 5-3 Filtrage du signal

Le signal issu du photomultiplicateur contient deux informations:

- une information de vitesse sous forme d'une fréquence Doppler.
- une information de taille sous forme d'une amplitude ou "pedestal".

On utilise un filtre passe-bande composé d'un filtre passe haut et d'un filtre passe bas placés en cascade (figure 23).

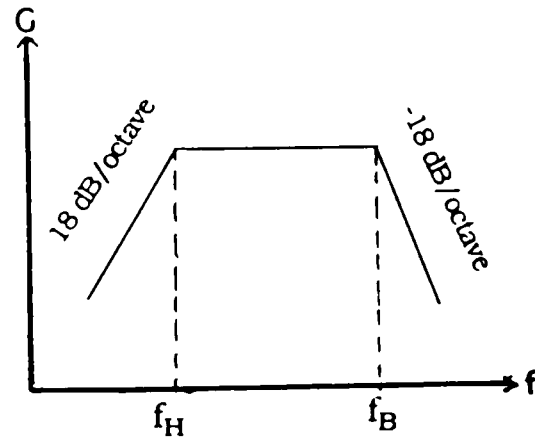


Figure 23 Courbe de la réponse en fréquence du filtre passe-bande

Le filtre passe haut a une fréquence de coupure  $f_H$  égale 100KHz, ce qui permet d'éliminer la basse fréquence du signal du photomultiplicateur (pedestal ).

Le filtre passe bas a une fréquence de coupure  $f_B$  variant de 400KHz à 1MHz suivant la vitesse de débit, ceci permet d'éliminer la partie haute fréquence du signal constituant le bruit.

A la sortie du filtre le signal est constitué de la composante Doppler et des parasites ayant traversés le filtre.

Ces parasites sont essentiellement dus aux bruits optiques et électroniques.

#### II- 5-4 Séparation des signaux

L'analyse de l'écoulement de suspension des grosses particules nécessite non seulement la mesure des vitesses locales moyennes des particules, mais aussi la détermination des vitesses locales de glissement solide-liquide. Pour cela il faut mesurer les vitesses du liquide porteur et des particules solides en suspension. Afin d'assurer la distinction des signaux en provenance de la phase continue et ceux des grosses particules, nous avons réalisé un montage pour la réception des signaux comprenant un photomultiplicateur, deux photodiodes et une logique électronique.

Cette distinction est basée sur les amplitudes des signaux délivrés par le photomultiplicateur non filtré. En effet d'après Yule et al[41] l'amplitude du signal des grosses particules est supérieure à celle

du traceur(paragrapheII-4-2-1). De ce fait, on a utilisé un trigger de Schmitt délivrant un signal TTL lorsque l'amplitude du signal dépasse un certain seuil.

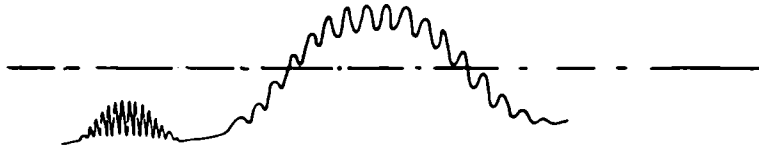


Figure 24 Signal typique de la phase continue et d'une grosse particule[26]

Cette discrimination d'amplitude est nécessaire mais pas suffisante. En effet lorsqu'on veut seulement recueillir les signaux de la phase continue, le trigger laisse passer en même temps les signaux des grosses particules. Pour lever cette ambiguïté, on a utilisé deux photodiodes placées sur les axes des faisceaux laser en aval du volume de mesure.

#### II-5-4-1 Les photodiodes

Les photodiodes utilisées sont du type BPX65 de Siemens qui ont un temps de réponse inférieur à 1 ns.

Notre choix s'est porté sur ce type de photodiodes parce qu'elles sont capable, et cela grâce à leur temps de réponse, de suivre fidèlement le mouvement des particules lorsqu'elles occultent les faisceaux laser .

La durée de l'impulsion délivrée par la photodiode sera plus courte si la particule coupe un faisceau avec une grande vitesse et plus large si la particule coupe le faisceau à faible vitesse.

La figure 25 montre les signaux des photodiodes, pris simultanément à l'aide de l'oscilloscope numérique, avant d'attaquer la logique électronique.

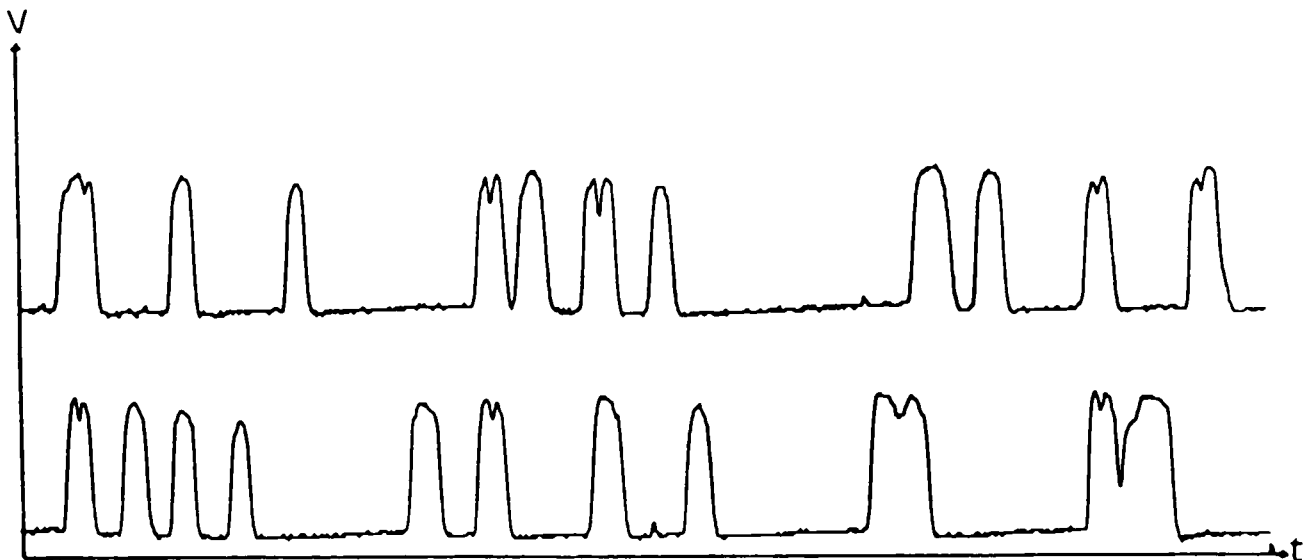


Figure 25 Signaux des photodiodes

#### II-5-4-2 Schéma fonctionnel de la logique

La figure 26 nous montre le schéma électrique de la logique électronique ainsi que les tableaux de vérité des différentes portes utilisées. Le signal issu du photomultiplicateur attaque un étage adaptateur d'impédance (1) comprenant un amplificateur opérationnel monté en "suiveur". L'avantage d'un tel système est de permettre d'obtenir un signal de sortie rigoureusement égal au signal d'entrée sans inversion de phase et d'adapter la sortie du photomultiplicateur avec l'entrée de la logique électronique puisqu'il présente une grande impédance d'entrée.

Le signal passe ensuite dans un circuit atténuateur (2) formé d'un amplificateur opérationnel et de résistances. Ce montage permet d'atténuer le signal de forte amplitude du photomultiplicateur et par la même occasion régler le seuil du trigger de Schmitt. La particularité de ce système est l'inversion de la phase du signal de sortie.

Le signal du photomultiplicateur après inversion attaque le trigger de Schmitt (3) réalisé à l'aide d'un circuit intégré, le SN 7414 de Fairchild de technologie TTL. Les circuits intégrés de la famille TTL ont l'avantage d'être très rapides donc d'avoir un temps de réponse très court mais leur consommation est relativement plus élevée que la technologie MOS. Tous les circuits utilisent une logique positive c'est à dire le niveau haut ou "1" correspond à +5 Vdc et le niveau bas ou "0" correspond à 0Vdc.

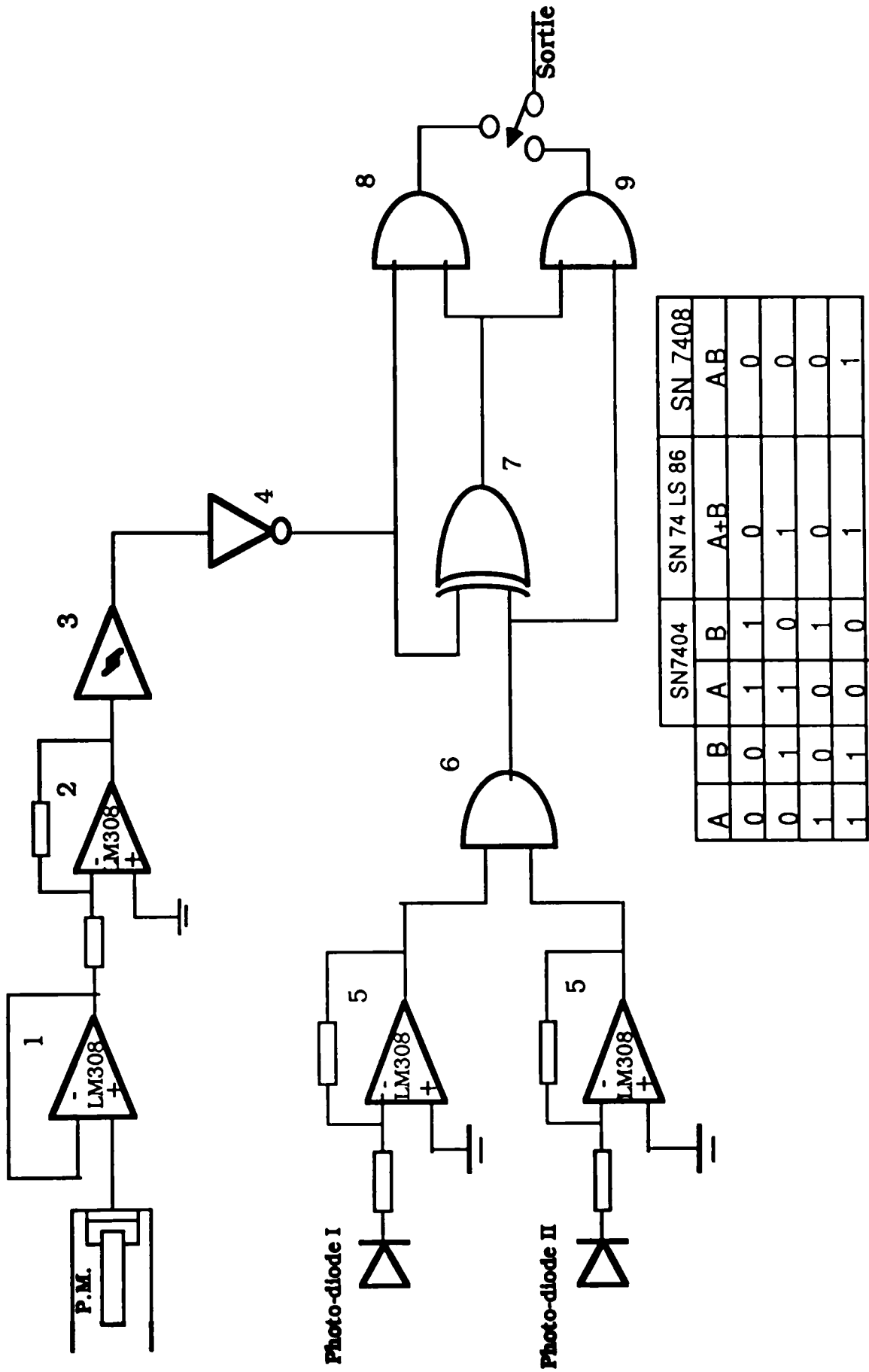


Figure 26 Schéma électrique de la logique électronique

Le seuil supérieur est de 1,7 Vdc et le seuil inférieur est de 0,9Vdc . A chaque fois qu'un signal dépasse le seuil supérieur du trigger on a un niveau bas ou " 0 " et passe au niveau haut ou " 1 " ,à la sortie du trigger, lorsque le signal repasse par le niveau inférieur. On a utilisé un inverseur (4) , le SN 7404 de TTL, afin d'inverser le signal TTL issu du trigger de Schmitt. A la sortie de cet étage (4) on aura un niveau haut "1" à chaque fois qu'un signal du photomultiplicateur dépasse le seuil supérieur.

Les signaux des deux photodiodes attaquent des étages d'amplificateurs inverseurs identiques (5) comprenant un amplificateur opérationnel, du type LM 308, et des résistances. On a utilisé un tel montage parceque l'amplitude des signaux délivrés par les photodiodes est très faible de l'ordre de 200mV . Ces photodiodes délivrent un signal de niveau haut lorsqu'il y a présence de la lumière c'est à dire un faisceau laser; mais dès le moment où i y a absence du signal, c'est à dire qu'une particule solide coupe le faisceau, le signal passe du niveau haut au niveau bas.

Les signaux des photodiodes amplifiés passent dans une porte logique ET (6) réalisée à l'aide d'un circuit intégré SN 7408 de TTL. Les sorties des étages (4) et (6) attaquent les deux entrées d'une porte logique du type OU EXCLUSIF (7) SN 74 LS 86 de TTL. La sortie d'un tel circuit est au niveau haut ou "1" lorsque les deux entrées sont différentes et au niveau bas ou "0" lorsque les deux entrées sont identiques, cette fonction va nous servir pour enlever quelques ambiguïtés qu'on va voir par la suite.

A l'étage de sortie on a deux formes de montage possible , et cela afin de distinguer entre les signaux en provenance des grosses particules et des petites particules .

Pour les grosses particules: les sorties des étages (7) et (4) attaquent simultanément une porte ET à deux entrées. Pour valider le signal des grosses particules il faut que les deux entrées soient au niveau haut.

Pour les petites particules: c'est les sorties des étages (7) et (6) qui attaquent une porte ET.

On utilise un interrupteur à deux positions pour sélectionner



l'une des deux sorties .

Le temps de réponse de tout le système est d'environ 370 ns.

#### II-5-4-2 Principe de fonctionnement

A partir du chronogramme des tensions figure 27 prises à la sortie de chaque étage et la table de vérité qui en résulte, nous avons étudié les différents cas qui peuvent se présenter ainsi que les différentes ambiguïtés pendant l'acquisition des données.

a- Ce premier cas se présente quand une grosse particule traverse au milieu du volume de mesure.

A la sortie de l'étage (4) nous avons un niveau (1). La particule coupe les faisceaux lasers en même temps ce qui donne un niveau "0" à la sortie de l'étage (6) et un niveau "1" à l'étage (7). La sortie de l'étage (8) est au niveau "1" ce qui confirme le passage de la grosse particule dans le volume de mesure.

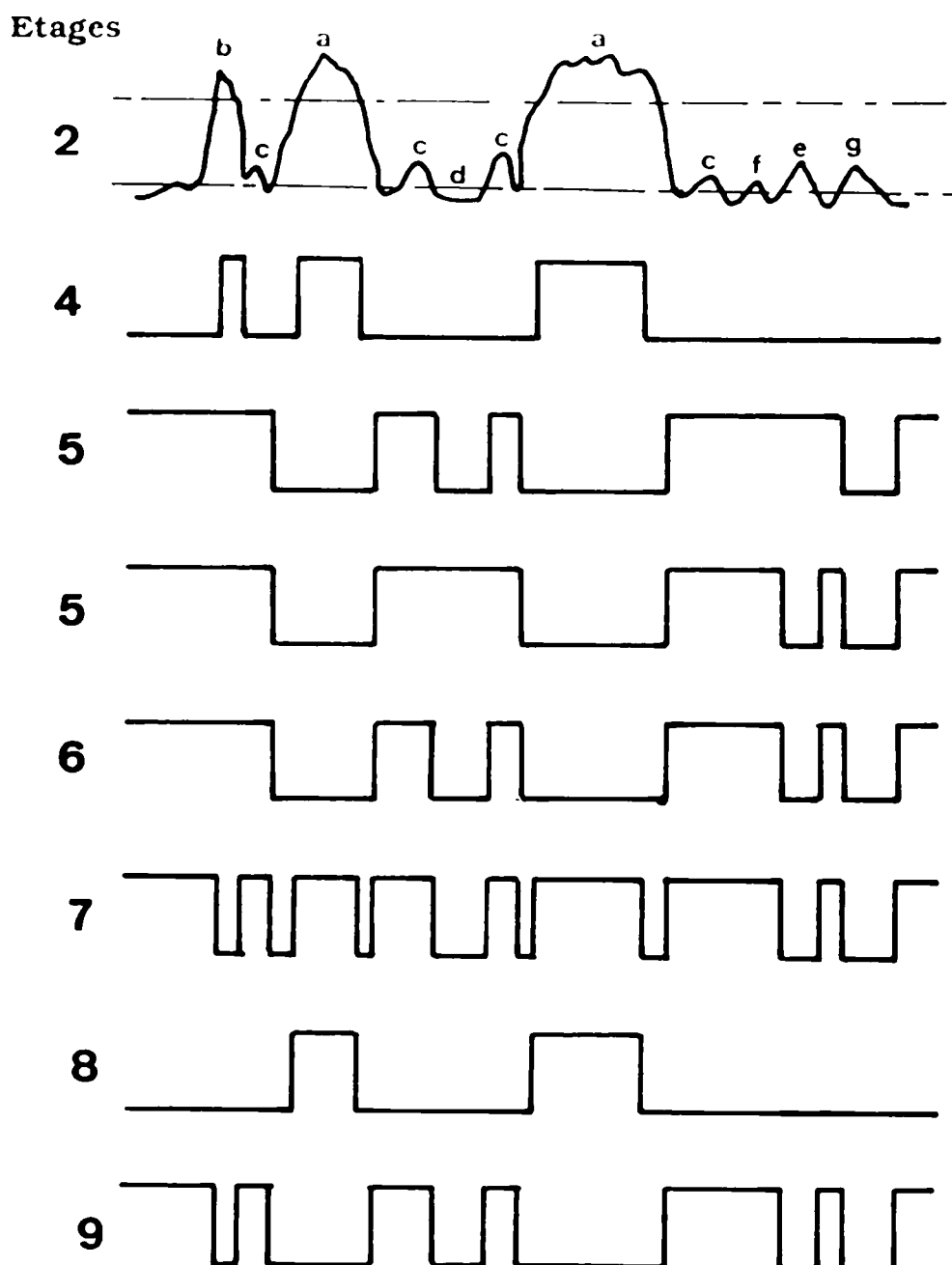
b- Des traceurs traversent le volume de mesure en même temps et en phase.

Dans ce cas l'étage (4) délivre un niveau "1" et l'étage (6) un niveau "1" puisque les traceurs n'occulent pas les faisceaux lasers. Les étages de sortie (8) et (9) sont tous deux au niveau "0" ce qui écarte ce signal à cause de l'ambiguïté.

c- Un traceur passe dans le volume de mesure.

L'étage (4) délivre un niveau "0" tandis que l'étage (6) donne un niveau "1" puisque les faisceaux lasers sont toujours présents même en présence du traceur dans le volume de mesure. L'étage (8) donne un niveau "0" car l'étage (7) est à "1", mais l'étage (9) délivre un niveau "1" ce qui confirme la présence du traceur dans le volume de mesure.

d- Une grosse particule coupe un faisceau laser en amont du volume de mesure. Dans ce cas le signal Doppler est absent même en présence des traceurs dans le volume de mesure.



Etage cas	4	5 (PDI)	5(PDI <sub>II</sub> )	6 (PDI . PDI <sub>II</sub> )	7	8	9	commentaire
a	1	0	0	0	1	1	0	grosse particule
b	1	1	1	1	0	0	0	Ambiguïté écartée
c	0	1	1	1	1	0	1	petite particule
d	0	0	1	0	0	0	0	pas de signal
e	0	1	0	0	0	0	0	Ambiguïté
f	0	1	1	1	1	0	1	—
g	0	0	0	0	0	0	0	Ambiguïté écartée

Figure 27 - Chronogramme des tensions des différents étages et la table de vérité des différents états.

Tous les étages sont au niveau "0", ce qui implique que la sortie de la logique délivre un niveau "0".

e- Une grosse particule coupe un faisceau en aval du volume de mesure.

L'étage (4) délivre un niveau "0" ainsi que l'étage (6) puisque la particule occulte la lumière qui passe dans la photodiode.

Les étages qui suivent c'est à dire (7) ,(8) et (9) sont au niveau "0". On ne prend pas ce cas à cause de l'ambiguïté.

f- Une grosse particule traverse au bord du volume de mesure. Dans ce cas le signal Doppler est très faible à cause de la faible intensité lumineuse au bord du volume de mesure.

La sortie de l'étage (4) est au niveau "0", l'étage (6) nous donne un niveau "1" donc l'étage (7) nous donnera un niveau "1". Il en résulte un niveau "1" à la sortie de l'étage (9) ce qui nous donne une ambiguïté.

Mais on peut éliminer cette ambiguïté en utilisant le trigger interne de l'oscilloscope numérique pour la discrimination de l'amplitude du signal Doppler obtenu après filtrage du signal issu du photomultiplicateur.

g- Deux grosses particules coupent simultanément les deux faisceaux laser en aval du volume de mesure.

Même en présence du traceur dans le volume de mesure toutes les sorties de tous les étages sont au niveau "0" ce qui donne à la sortie de la logique un niveau "0".

Le signal (9) de la logique assure l'acquisition et la validation des signaux Doppler en provenance de la phase continue et le signal (8) celles des grosses particules.

Le temps d'échantillonnage de la phase continue est défini par le signal (9) et le signal (8) détermine celui des grosses particules.

## II- 5-5 Traitement du signal

### a- Signal Doppler

Le signal issu du filtre contient une information de vitesse de la

phase continue ou des grosses particules sous forme de fréquence Doppler. Le traitement de ce signal consiste à déterminer la vitesse correspondante à cette fréquence.

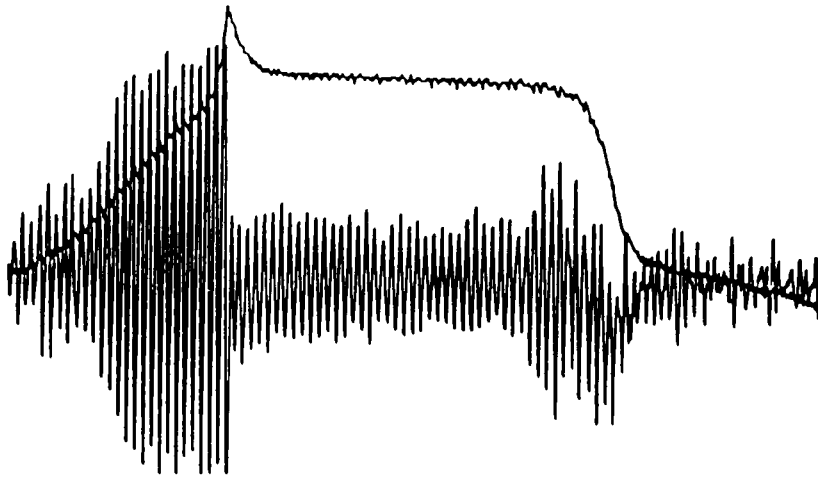


Figure 28 Signal Doppler d'une particule de bille de verre,  $D_p=1\text{mm}$

A cause du mauvais rapport signal sur bruit du signal des grosses particules (figure 28), c'est à dire une mauvaise visibilité du signal (II-4-2-2), nous avons utilisé l'analyse dans le domaine fréquentiel à l'aide d'une transformée de Fourier.

#### b- Echantillonnage - Stockage

Le signal Doppler issu du filtre (figure 29) est échantillonné à l'aide d'un oscilloscope numérique. La fréquence maximale d'échantillonnage de ce dernier est de 100 MHz.

Soit une fonction  $x(t)$  et sa transformée de Fourier  $X(v)$

$$x(t) \iff X(v) \quad (\text{II-50})$$

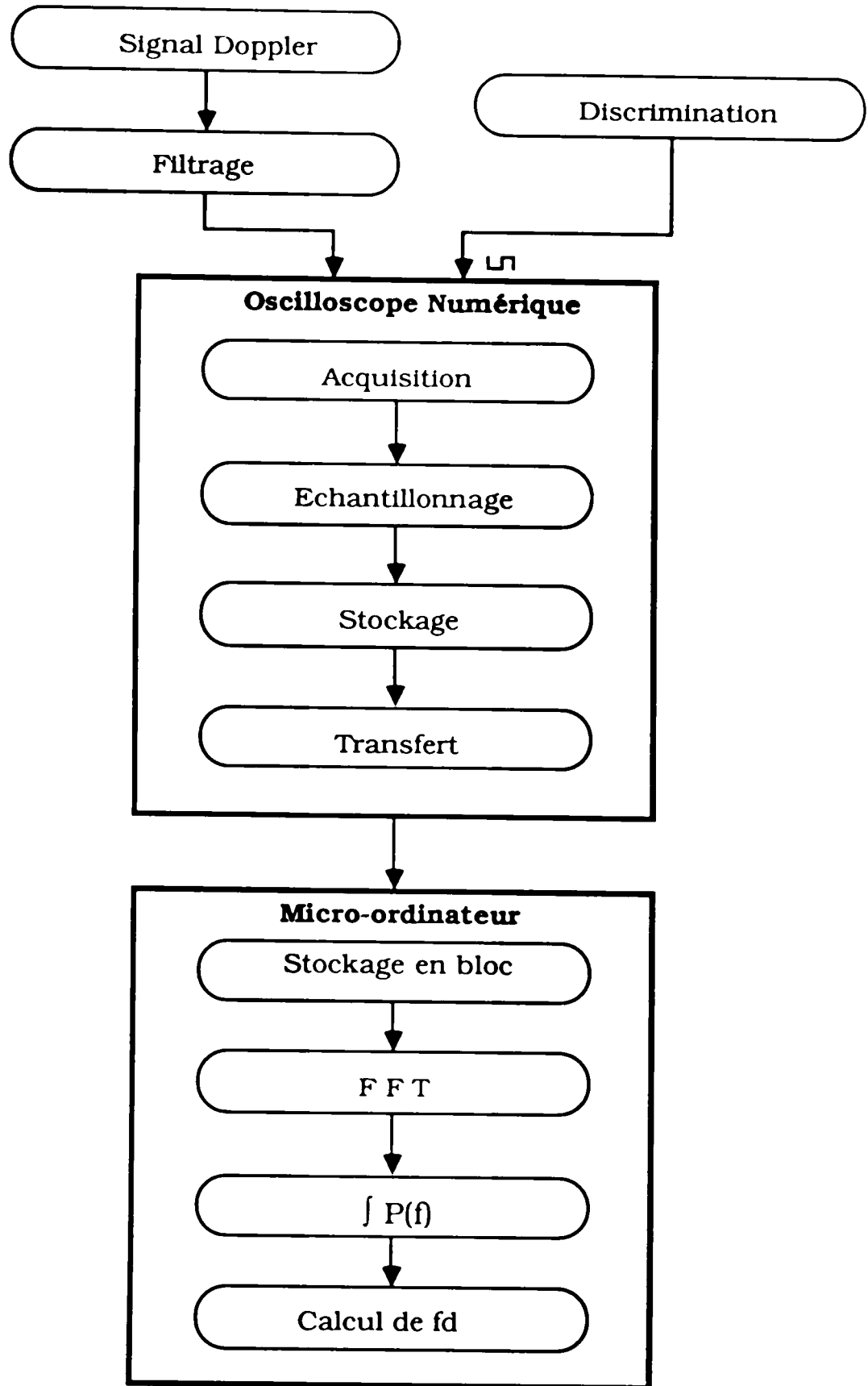
Echantillonner  $x(t)$  à la fréquence  $F_e$  revient à multiplier  $x(t)$  par une suite d'impulsions de fréquence de récurrence  $F_e$ , donc séparées de  $T_e = 1/F_e$ .

Cette suite d'impulsions s'écrit de la forme ,

$$P_{\text{gn } F_e}(t) = T_e \sum \delta(t - K/F_e) \quad (\text{II-51})$$

$P_{\text{gn}}$  étant la fonction peigne et  $\delta$  l'impulsion de Dirac.

Si nous désignons par  $\hat{x}(t)$  la fonction échantillonnée



**Figure 29 Schéma fonctionnel du traitement du signal**

$$\hat{x}(t) = T_e \sum x(K/F_e) \delta(t - K/F_e) \quad (\text{II-52})$$

qui peut s'écrire:

$$\hat{x}(t) = x(t) \sum \delta(t - K/F_e) \quad (\text{II-53})$$

D'après la formule de Poisson

$$\hat{x}(t) \Rightarrow X(v) \sum \delta(v - nF_e) \quad (\text{II-54})$$

Ceci signifie que le spectre de  $x(t)$  est celui de  $x(t)$  << périodisé >> c'est à dire répété sur l'axe des fréquences avec une période  $T_e = 1/F_e$  (figure 30).

Si  $x(t)$  a une transformée de Fourier  $X(v)$  telle que  $X(v)$  soit nulle pour le module de  $|v| \geq F_M$ ,  $F_M$  étant la fréquence la plus élevée du spectre, le spectre de  $x(t)$  va donc s'étendre sur une largeur de  $2F_M$ , de  $-F_M$  à  $+F_M$ .

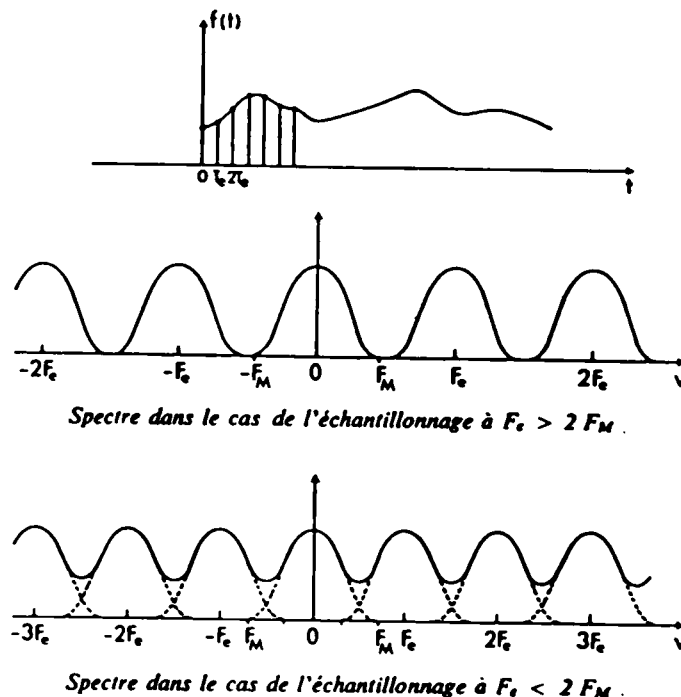


Figure 30 Echantillonnage[29]

On remarque sur la figure 30 que si la fréquence de répétition  $F_e$

est inférieure à  $2F_M$  il y a recouvrement des spectres et dans ce cas là on a une perte d'informations.

Pour que la répétition périodique de ce spectre ne déforme pas le motif répété il faut et il suffit que la fréquence de répétition  $F_e$ , qui est la fréquence d'échantillonnage soit égale ou supérieure à  $2F_M$  (Shanon).

Dans ce cas là on conserve la totalité de l'information contenue dans le signal.

On utilise une fréquence d'échantillonnage de l'ordre de 5 à 10 fois la valeur de la fréquence la plus élevée du spectre du signal, conformément au théorème de Shanon[29] (2.2 fois la fréquence maximale).

Le signal TTL de discrimination est utilisé comme trigger externe de l'oscilloscope numérique afin d'assurer l'acquisition des données en provenance des petites et grosses particules.

L'acquisition et la validation étant commandées par le trigger de l'oscilloscope, on peut considérer celle ci comme aléatoire. Cette méthode a été développée par Gaster et Roberts[43] pour obtenir les spectres d'énergie des signaux pris d'une manière aléatoire.

Le signal validé est stocké sur 1024 points dans la mémoire interne de l'oscilloscope numérique.

Ces données sont ensuite transférées en bloc de 512 points à la mémoire du micro-ordinateur et conservées sur disques magnétiques.

Le temps de transfert des données du signal est de 200 ms. Ce temps dépend de la rapidité du bus IEEE 488 reliant le micro-ordinateur et l'oscilloscope.

### c- Densité spectrale

Les données stockées sont traitées à l'aide d'une transformée de Fourier rapide (FFT).

Le traitement en temps réel n'est pas possible à cause du temps de calcul de l'algorithme utilisé. Cet algorithme est basé sur la méthode de Cooley-Tukey[7] et implanté sur le micro-ordinateur en langage BASIC. Le temps d'exécution d'un tel algorithme pour 1024 points,

puisque l'on a des données réelles stockées en blocs de 512 points, est de l'ordre de 7 minutes.

Les données sont traitées en temps différé après l'acquisition complète d'une série de mesures.

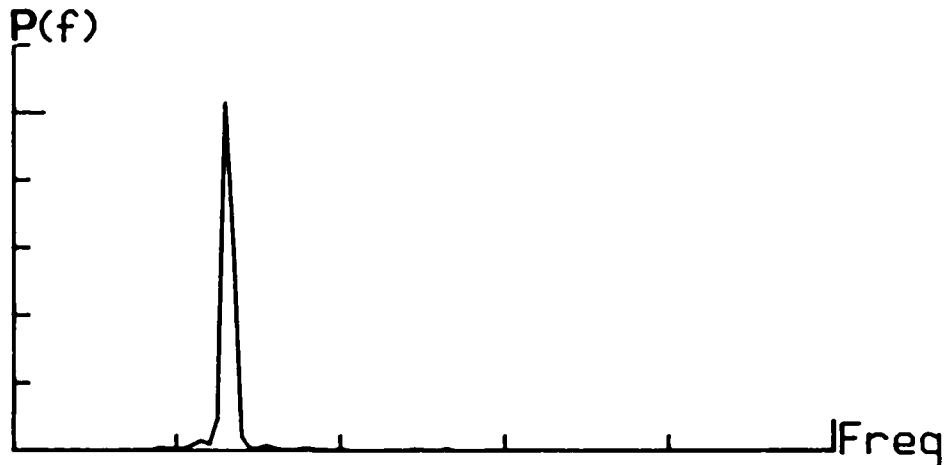


Figure 31 Densité spectrale de puissance

La transformée de Fourier transpose chaque bloc de données dans le domaine fréquentiel et nous donne ainsi un spectre de fréquence  $S(f)$  qui est de la forme suivante:

$$S(f) = R(f) + iX(f) \quad (\text{II-55})$$

d'où le spectre conjugué

$$S^*(f) = R(f) - iX(f) \quad (\text{II-56})$$

La densité spectrale de puissance  $P(f)$  est obtenue en effectuant le produit du spectre  $S(f)$  par son spectre conjugué  $S^*(f)$ .

$$P(f) = S(f) \cdot S^*(f) \quad (\text{II-57})$$

La figure 31 montre une courbe typique de la densité spectrale de puissance.

#### d - Fréquence moyenne

$P(f)$  étant la densité spectrale de puissance associée au signal Doppler. La densité spectrale de puissance accumulée est donnée par :



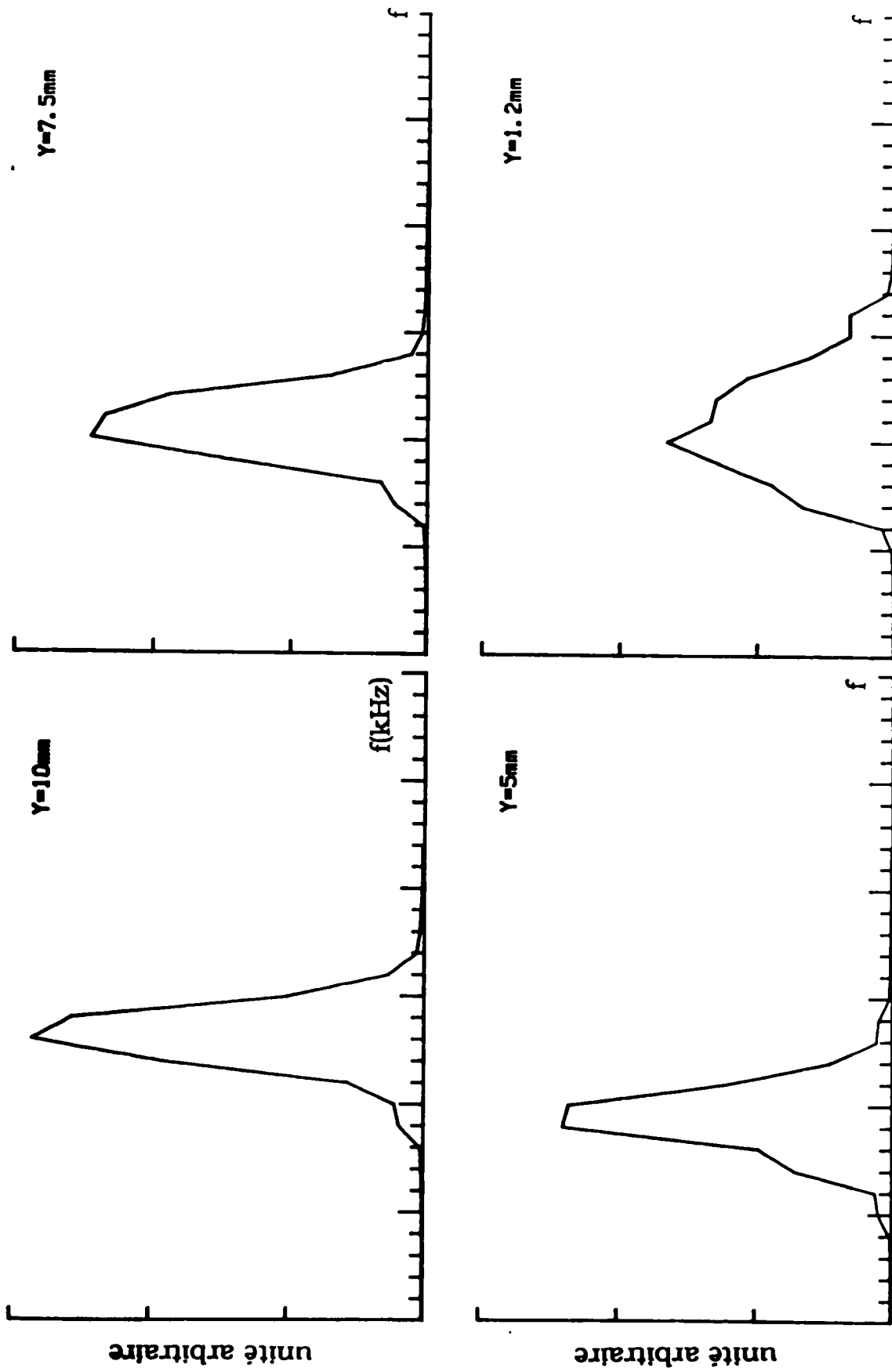


Figure 32 - Densités spectrales de puissance du signal Doppler accumulées en fonction de la distance  $Y$  à la paroi

$$G(f_k) = \sum_{n=1}^N P_n(f_k) \quad (\text{II-58})$$

avec  $k = 1, 2, 3, \dots, N$

La fréquence Doppler moyenne est alors donnée par le moment normé d'ordre 1 du spectre cumulé.

$$\bar{f}_d = \frac{\sum_{n=1}^N f_n G(f_n)}{\sum_{n=1}^N G(f_n)} \quad (\text{II-59})$$

La figure 32 montre des courbes de la densité spectrale de puissance accumulé à différentes distances de la paroi.

#### e - Fluctuations des vitesses turbulentes

L'acquisition régulière des signaux et le nombre de données suffisamment élevé (512 blocs) , nous a permis d'étudier les fluctuations de la vitesse turbulente. en considérant que l'élargissement du spectre est du uniquement à ces fluctuations, le moment normé d'ordre 2 de l'intégrale du spectre d'énergie associé aux signaux Doppler, qui a l'allure d'une gaussienne (figure 32), représente l'intensité de la turbulence, donnée par la relation

$$\sqrt{\bar{f}_d'^2} = \left( \frac{\sum_{n=1}^N (f_n - \bar{f}_d)^2 G(f_n)}{\sum_{n=1}^N G(f_n)} \right)^{1/2} \quad (\text{II-60})$$

#### II-5-6 Qualification de la méthode

Pour valider la méthode de traitement du signal choisi, des essais préliminaires ont été effectués en collaboration avec D.Y.Cho [8] . Le dispositif expérimental (figure 33) comporte un disque tournant dans l'air . La rotation du disque est assurée par un moteur à vitesse variable. Des tiges métalliques, de forme cylindrique de 0.8 mm de diamètre et de 40 mm de longueur, sont fixées sur la périphérie d'un disque plastique de 200 mm de diamètre.

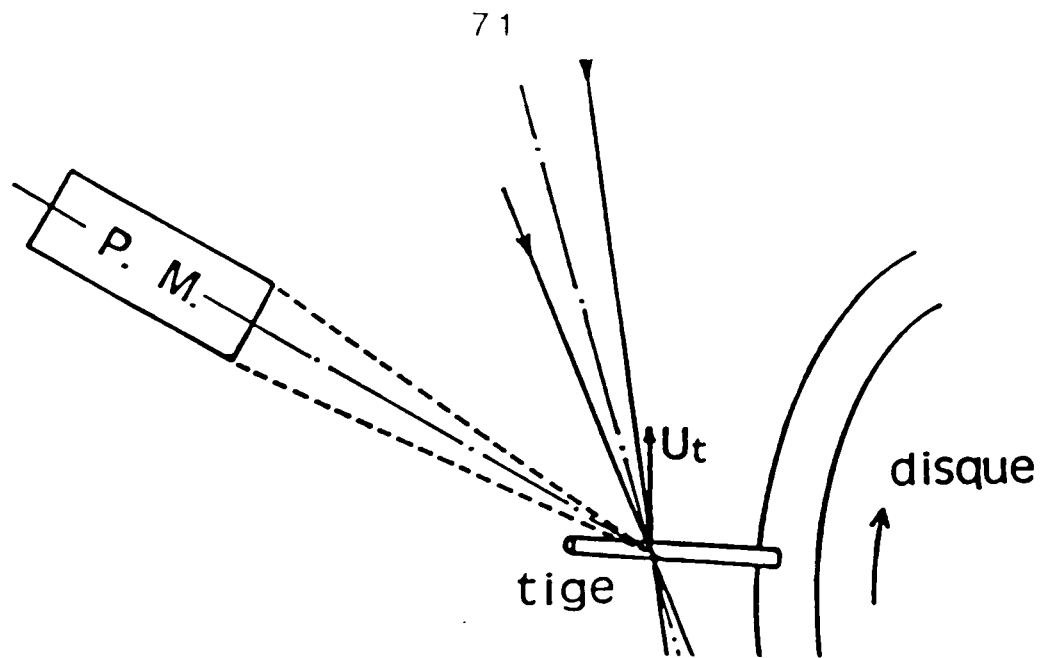


Figure 33 Montage expérimental

Les tiges métalliques traversent le volume de mesure avec une vitesse connue  $U_t$ . Le signal Doppler recueilli par le photomultiplicateur, placé à  $90^\circ$  par rapport à l'axe du laser, est traité à l'aide de la transformée de Fourier rapide. Connaissant la vitesse du disque tournant et la distance de l'axe du disque au volume de mesure, on peut alors comparer les fréquences Doppler calculées et les vitesses  $U_t$  des obstacles.

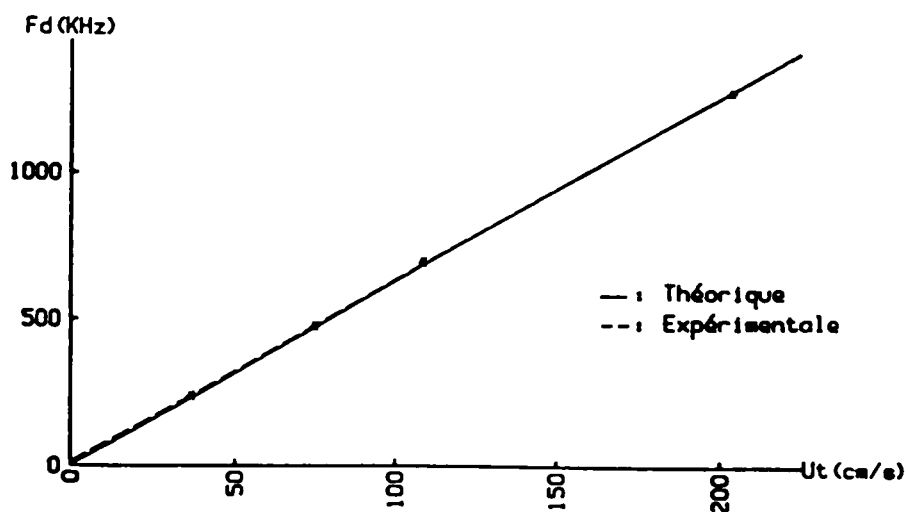


Figure 34 Courbe d'étalonnage

Les résultats obtenus pour différentes vitesses de rotations du disque sont représentés sur la figure 34.

On peut remarquer que les points sont alignés et qu'il y a une linéarité entre la fréquence Doppler  $f_d$  et la vitesse tangentielle  $U_t$  des tiges. La différence observée entre la valeur de la pente déterminée à partir des résultats expérimentaux et celle calculée théoriquement, est due essentiellement à l'instabilité de la vitesse du moteur.

## II-6 Montage expérimental pour la détermination des échelles de la turbulence

Parallèlement à l'analyse des fluctuations de vitesse qui permet d'accéder au spectre de répartition de l'énergie, la mesure des échelles de turbulence permet d'étudier les interactions particules - turbulence et de caractériser les écoulements turbulents. On peut déterminer ces échelles en un seul point de mesure dans le domaine temporel en utilisant les hypothèses de Taylor, qui ne peuvent être appliquées dans le cas d'un écoulement de fluide hétérogène.

La mesure directe des échelles de la turbulence peut être réalisée en effectuant des mesures de fluctuations de vitesse simultanément en deux points. L'échelle intégrale et la micro-échelle de la turbulence (Hinze [21]) sont alors déterminées à partir de la mesure de la corrélation spatiale,  $R(x)$ , du signal.

L'échelle intégrale est donnée par la relation suivante:

$$l = \int_0^{\infty} R(x) dx \quad (\text{II-61})$$

et la micro-échelle :

$$1/\lambda^2 = (1/2) \cdot [\delta^2 R(x) / \delta x^2]_{x=0} \quad (\text{II-62})$$

La corrélation spatiale est déterminée en mesurant simultanément les vitesses en deux points distincts  $x_1$  et  $x_2$ . Elle est donnée par la relation suivante:

$$R(x_1, x_2) = (1/N) \sum_{i=1}^N \{ |u'_i(x_1) \cdot u'_i(x_2)| / [u'_{RMS}(x_1) \cdot u'_{RMS}(x_2)] \} \quad (II-63)$$

avec N le nombre total de mesures

$$u' = u - \bar{U}$$

La distribution aléatoire des vitesses et le nombre de mesures élevé (N=512), nous ont permis de calculer la vitesse moyenne à l'aide d'une moyenne arithmétique en utilisant la relation suivante:

$$\bar{U} = (1/N) \sum_{i=1}^N u_i \quad (II-64)$$

ainsi que  $u'_{RMS}$  qui représente l'intensité de la turbulence donnée par :

$$u'_{RMS} = [ (1/N) \sum_{i=1}^N u_i'^2 ]^{1/2} \quad (II-65)$$

Pratiquement, la mesure simultanée des vitesses en deux points distincts à l'aide de l'anémométrie laser, nécessite la création de deux volumes de mesure distincts ou l'élargissement d'un seul volume de mesure à l'aide d'une optique appropriée en utilisant des lentilles pour l'agrandissement de l'image.

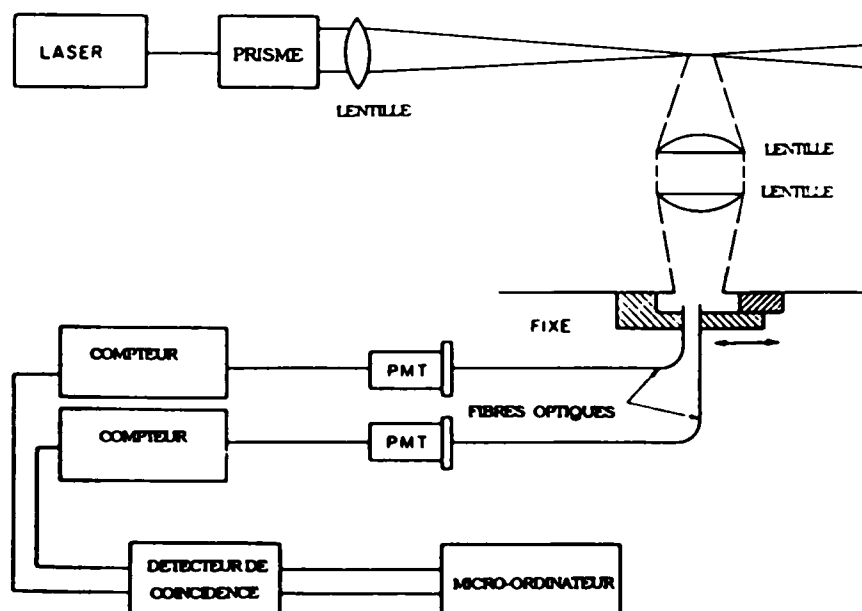


Figure 35 Montage LDA d'après Fraser[17]

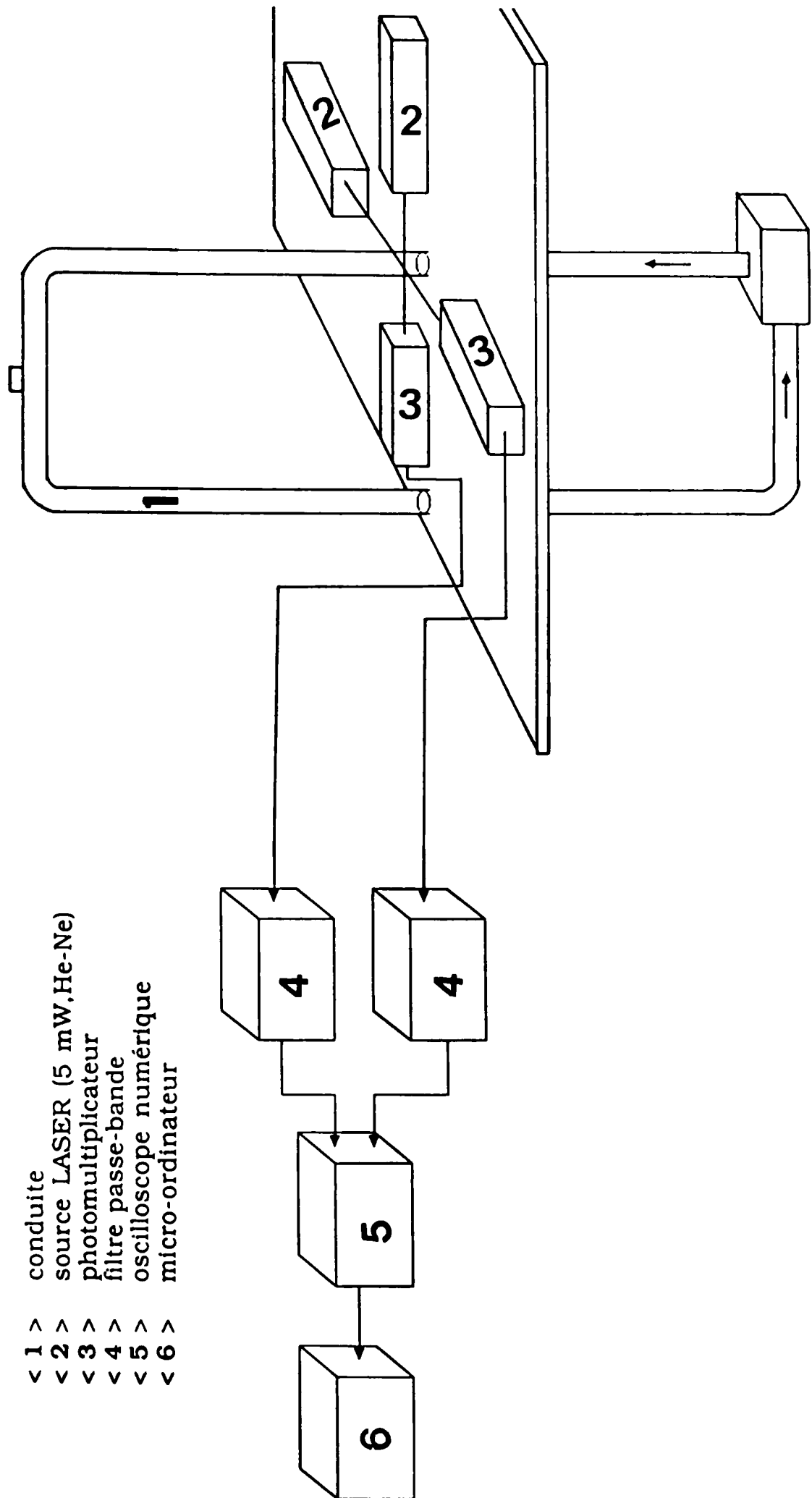


Figure 36 - Schéma bloc du système pour la mesure de l'échelle intégrale de la turbulence.

Cette dernière méthode a été utilisée par Fraser et al [17] qui a utilisé à la réception deux lentilles pour l'agrandissement du volume de mesure. Deux fibres optiques placées en aval des lentilles permettent la création de deux volumes de mesure distincts et de détecter les signaux Doppler simultanément (figure 35) . Le traitement des signaux se fait par l'intermédiaire de compteurs. La simultanéité de mesure des vitesses est assurée par un détecteur de coïncidence.

#### II-6-1 Montage expérimental utilisé

Nous avons opté pour la première méthode en utilisant deux sources lumineuses (laser), deux diviseurs de faisceau et deux optiques.

Pour cela deux laser de même puissance ( 5 mW ) ont été utilisés comme sources lumineuses(figure 36), afin d'avoir deux volumes de mesure distincts. L'une des sources lumineuses est fixe, volume de mesure sur l'axe de la conduite, tandis que l'autre peut se déplacer le long de la section de mesure à l'aide d'une vis micrométrique. Les deux sources placées sur le même plan sont séparées d'un angle de 90°.

A la réception deux photomulticateurs, placés sur les axes des faisceaux laser (0°), pour la détection des signaux Doppler suivis de deux filtres passe bande de même nature.

La logique électronique n'a pas été utilisée, la distinction entre les signaux en provenance de la phase continue et des grosses particules a été faite en utilisant la propriété de la visibilité des signaux Doppler issus des photomulticateurs mais filtrés. En effet les signaux en provenance de la phase continue ont un bon rapport signal sur bruit vu la taille des particules formant le traceur(figure37), comparés aux signaux des grosses particules. Donc l'amplitude des signaux Doppler du traceur après le filtre est plus grande que celle des grosses particules.

Il suffit de placer un seuil pour distinguer entre les signaux en provenance de la phase continue et ceux des billes de verre.

#### II- 6-2 Coïncidence

La coïncidence des deux signaux est assurée par un oscilloscope numérique ( figure 37).

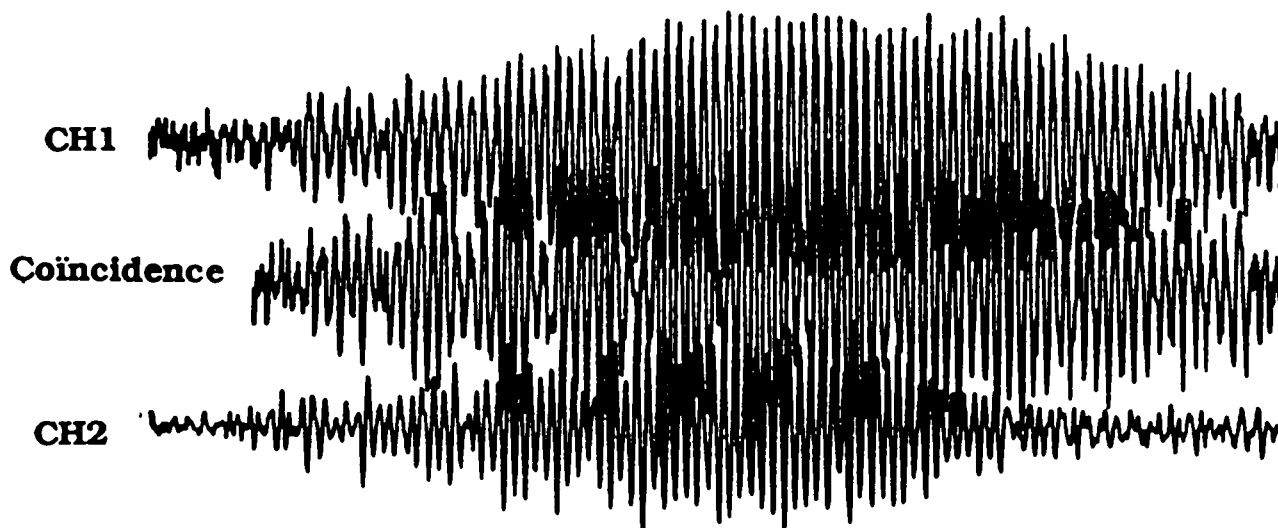


Figure 37 Coïncidence des signaux Doppler

Les signaux Doppler sont de même nature et pratiquement de même amplitude puisqu'on utilise deux photomultiplicateurs et deux filtres identiques et deux sources de lumière identiques (de même puissance).

L'oscilloscope utilise une fonction ADD ( addition) pour additionner les signaux de ses entrées CH1 et CH2 point par point sur 1024 points.

Sur le signal ADD on place un seuil de telle façon qu'on ne prendra que si les signaux Doppler en provenance de la phase continue, délivrés par les deux filtres, sont présents en même temps sur les deux entrées de l'oscilloscope..

La sélection de la fenêtre de coïncidence est très importante. Elle doit être inférieure à l'échelle des temps des fluctuations turbulentes et aussi grande que possible pour que la vitesse d'acquisition des données soit grande.

Cette fenêtre peut être sélectionnée à l'aide de la base de temps de l'oscilloscope numérique. La fenêtre de coïncidence qu'on a utilisé est de 100  $\mu$ s ce qui correspond à une base de temps de l'oscilloscope de 5 $\mu$ s.



### II-6-3 Traitement du signal

Le bon rapport signal sur bruit des petites particules (figure 37), nous a permis de faire un traitement du signal doppler avec une méthode de comptage des passages à zéro identique à celle utilisée par les compteurs de fréquences développés pour l'anémométrie laser.

Les passages à zéro du signal sont détectés à l'aide d'une fonction PCR(positive crossing) de l'oscilloscope numérique.

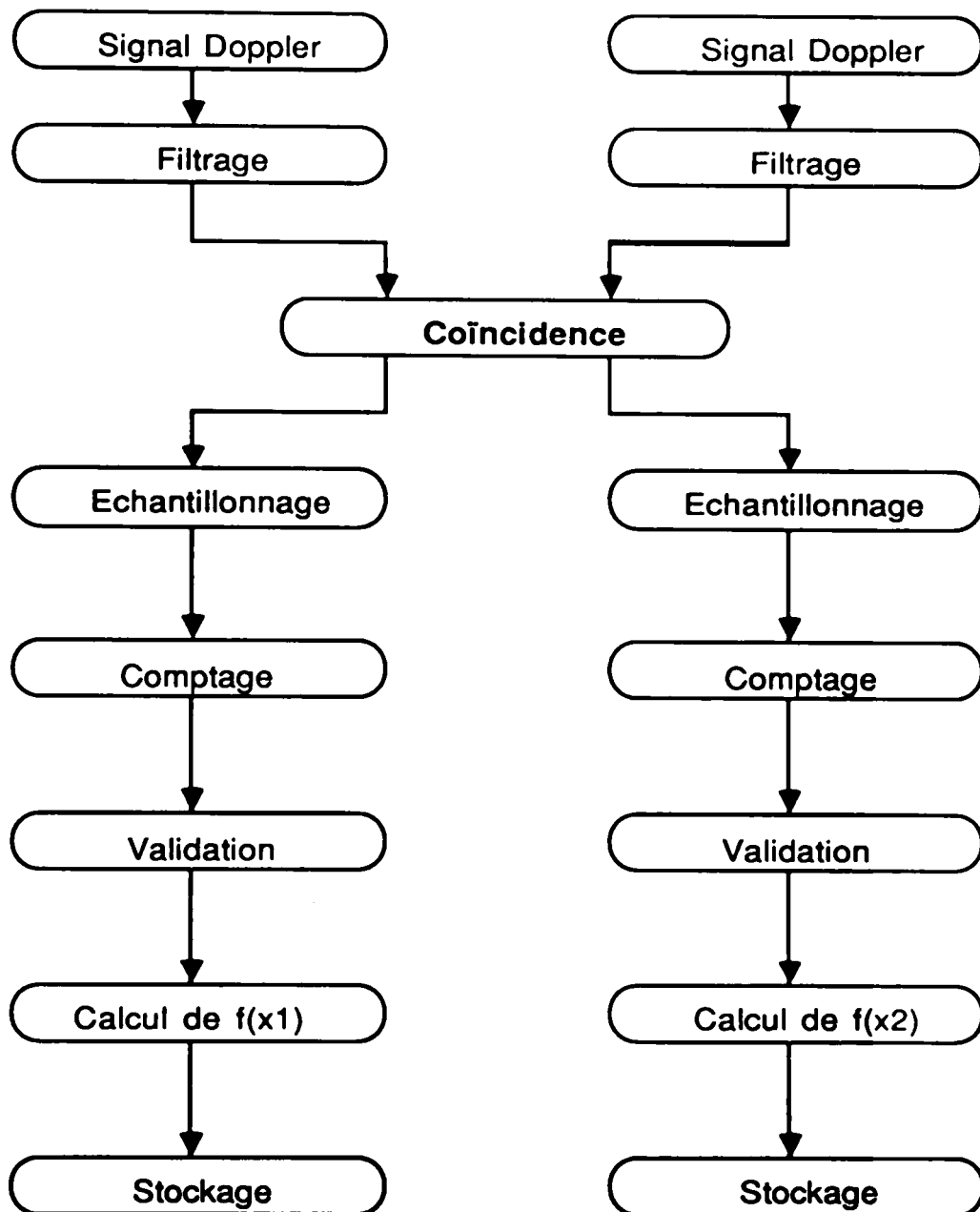


Figure 38 Schéma fonctionnel du compteur

A chaque fois que le signal Doppler dépasse le zéro (volt) d'une valeur positive, l'oscilloscope donne la valeur de la position du point, correspondante au passage à zéro du signal, sur la pleine échelle comprenant 1024 points. A l'aide de la base de temps on peut déterminer le temps qui correspond à la valeur de la position du point relevé.

Un programme implanté sur le micro-ordinateur permet de relever toutes les positions des passages à zéro du signal et de là les temps qui les séparent.

Le comptage réalisé, les fonctions de validation du comptage (comparaison entre 5 et 8 périodes avec une tolérance de 3%) et le calcul de la fréquence moyenne du signal sont réalisés par un logiciel implanté sur le micro-ordinateur (figure 38).

Les données traitées par comptage sont stockées sur disquettes. Pour chaque point de mesure on prend 512 valeurs des fréquences moyennes des signaux.

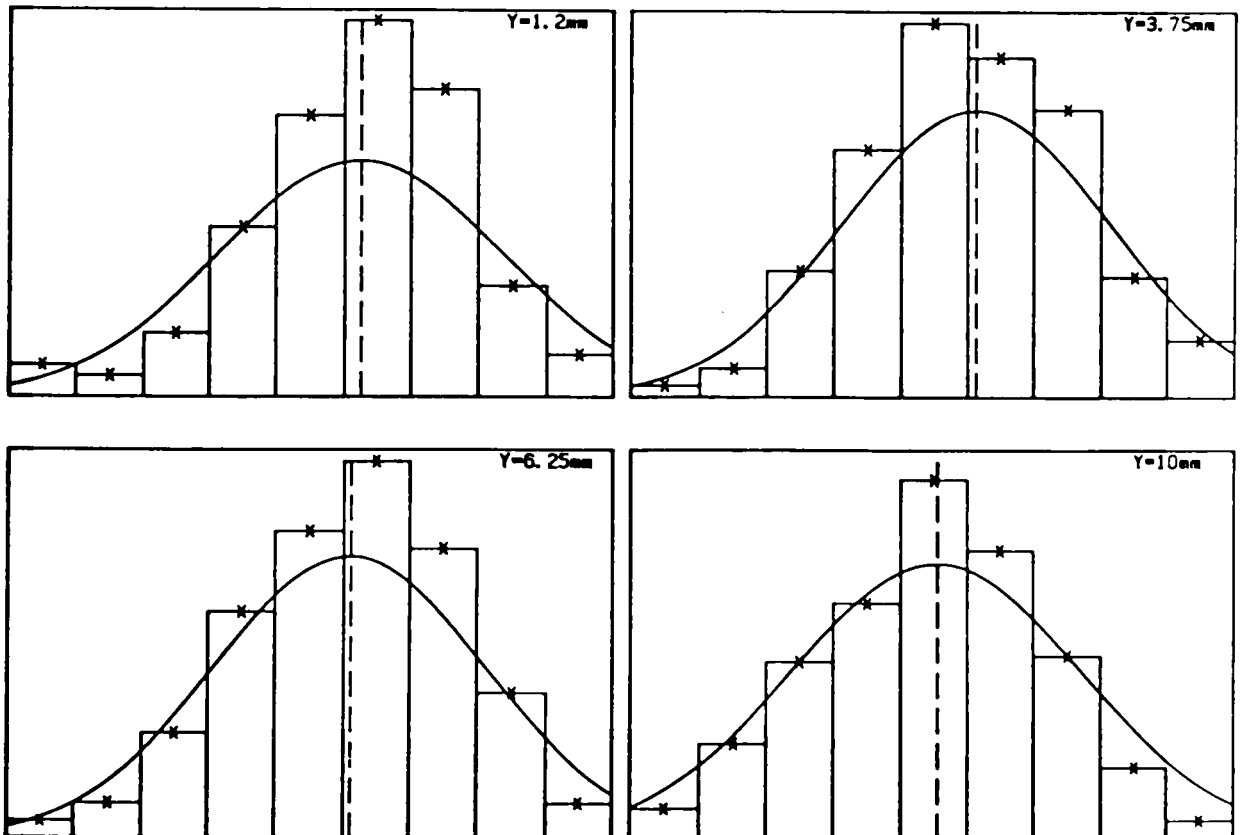


Figure 39 Densités de probabilité des fréquences Doppler en fonction de la distance  $Y$  à la paroi

Ces données sont ensuite traitées à l'aide d'un logiciel implanté sur le micro-ordinateur pour la détermination de la distribution des fréquences moyennes, des petites particules, en traçant la densité de probabilité.

Les courbes de la figure 39 ont l'allure de distributions gaussiennes. De ce fait, la valeur moyenne de la fréquence Doppler a été calculée à l'aide d'une moyenne statistique.

## CHAPITRE III

### III RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### III- 1 Installation expérimentale

##### III- 1- 1 Descripton

L'installation expérimentale utilisée (fig.40) est constituée d'une boucle en circuit fermé comprenant une section verticale composée de tubes de 20 mm de diamètre intérieur. Elle comporte :

- une pompe(1) entraînée par un moteur à vitesse variable.
- une grille(2).
- un bouchon de remplissage(4) du fluide et des particules.
- un système d'anémométrie(5) Laser se déplaçant à l'aide d'une vis micrométrique.

La conception de cette boucle de mesure, permet d'avoir une concentration volumique moyenne  $C_v$  de la suspension en écoulement, identique à la concentration de particules solides introduite dans le circuit.

On peut supposer qu'il n'existe pas de zones "passives" dans le sens où l'entendent Keska et al[24], et que la concentration volumique moyenne est identique en tout point de l'écoulement. Ainsi on peut obtenir cette dernière condition quelques minutes après le démarrage de la pompe.

##### II- 1- 2 Section de mesure

La section de mesure des vitesses moyennes locales est située sur la partie verticale ascendante de l'installation expérimentale. Le tronçon d'essai est précédé d'une longueur d'entrée  $L_e$ , de l'ordre de 45 diamètres de la conduite, faisant suite à une grille qui assure l'établissement d'un écoulement turbulent homogène.

Cette valeur de  $L_e$  est estimée largement suffisante pour assurer l'établissement du régime. En effet Rose et Duckworth[8] ont montré

que la longueur d'entrée peut être déterminée par la relation suivante :

$$Le = 6.D \left[ \frac{\rho_s Q_s}{\rho_L g^{1/2} D^{2/5}} \sqrt{\frac{D}{D_p}} \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_L}{\rho_L}} \right]^{1/3} \quad (\text{III-1})$$

Dans notre cas, pour une concentration volumique de 12% et une vitesse moyenne d'écoulement de 5 m/s, on aura pour différents diamètres de particules solides:

Dp(mm)	1	0.7	0.52	0.3
Le	16.4D	17D	18.3D	20D

Tableau3 Longueur d'entrée

On peut remarquer que le parcours d'entrée est beaucoup plus court que celui d'un fluide qui est généralement de 40D pour un écoulement turbulent.

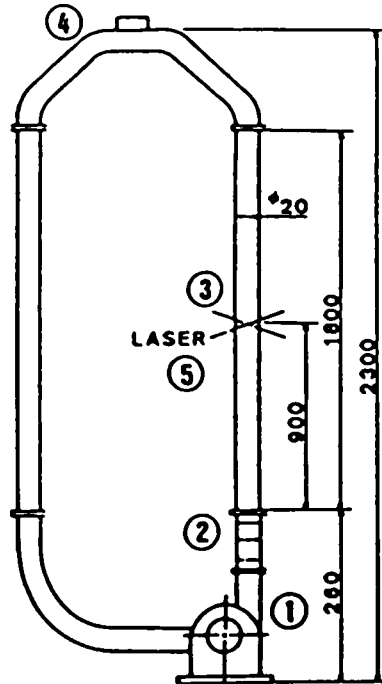


Figure 40 Installation expérimentale

### III- 1- 3 Les particules solides

Les particules solides utilisées sont des billes de verre de masse volumique  $2640 \text{ Kg/m}^3$ . D'après le fabricant, 15% des billes présentent des défauts de sphéricité.

Les courbes granulométriques obtenues par tamisage sont présentées sur la figure 41.

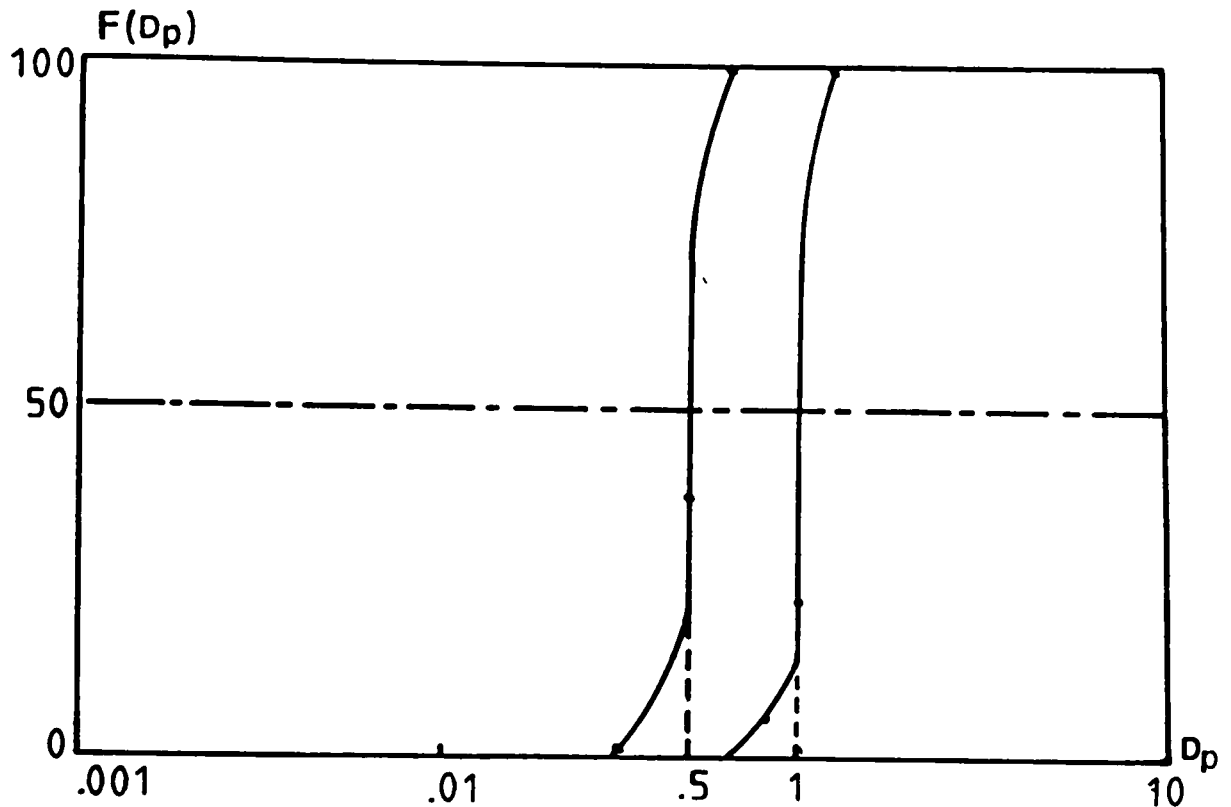


Figure 41 Courbes granulométriques des particules solides obtenues par tamisage.

On peut constater que la granulométrie de chaque type de billes est assez étroite et que toutes les courbes sont quasi-symétriques au point  $D_{50}$ . On prendra le diamètre  $D_{50}$  comme diamètre moyen des particules ( $D_p = D_{50}$ ).

### **III- 2 Mesure des profils des vitesses de particules fines en écoulement ascendant dans une conduite verticale.**

Nous avons tout d'abord appliqué la méthode de vélocimétrie Laser à des écoulements de suspensions d'eau et de particules fines. Compte tenu de leur taille nous pouvons estimer qu'elles suivent fidèlement le fluide porteur. La vitesse moyenne de glissement est négligeable. La distribution de la concentration est uniforme est d'après Furuta[18] la suspension est alors considérée comme un fluide homogène.

Nous avons utilisé les impuretés contenues dans l'eau du robinet (impuretés intrinsèques) comme traceur.

La figure 43 montre les profils des vitesses obtenus sur un rayon de la conduite pour le traceur utilisé. Le profil tracé en trait continu représente le profil des vitesses moyennes théoriques de l'eau seule calculé pour la même vitesse moyenne de débit.

La vitesse moyenne de débit est calculé en intégrant le profils des vitesses moyennes.

On remarque alors que les profils des vitesses moyennes de l'eau, obtenu à partir des équations universelles de l'eau, marquée par ce traceur sont très proches des profils théoriques calculés à même débit pour un fluide homogène newtonien.

### **III- 3 Mesure des profils des vitesses de grosses particules en écoulement ascendant dans une conduite verticale.**

Nous appelons grosses particules, les particules qui du fait de leurs grandes tailles( diamètre supérieur à la longueur d'onde du Laser) et leur grande densité ( par rapport à celle du fluide porteur) ne suivent pas le mouvement du fluide. Pour nos expériences nous avons utilisé des billes de verre de densité 2.64 et de diamètre moyen  $D_p$  variant de 0.1 à 1 mm. Nous avons étudié l'effet de la vitesse moyenne d'écoulement, de la concentration et de la taille des particules.



### III- 3- 1 Influence de la vitesse moyenne d'écoulement

La figure 44 montre les résultats des mesures effectuées pour des particules de diamètre moyen  $D_p=1\text{mm}$  à une concentration volumique de 1%. Sur cette figure sont représentées les vitesses moyennes de l'eau et des particules solides relevées simultanément et les courbes en traits continus qui sont les profils des vitesses théoriques de l'eau calculés à même débit.

On constate alors que les profils des particules solides se trouvent en dessous de ceux de l'eau( sauf près de la paroi) et ceci pour les trois vitesses de débit étudiées.

La différence entre les profils de l'eau et ceux des particules solides montre l'existence d'une vitesse de glissement solide-liquide. Certains auteurs estiment que la vitesse de glissement est de l'ordre de la vitesse limite de chute des particules en eau calme. Nous pensons, comme Ohashi[33] que ceci n'est pas toujours vrai et que la vitesse de glissement solide-liquide dépend de la vitesse moyenne d'écoulement.

En effet on peut constater que l'écart entre le profil de l'eau et celui des particules se réduit au fur et à mesure que la vitesse de débit augmente. Ce même phénomène a été observé par Idrissi[23] et Belibel[4] en utilisant la vélocimétrie à ultrasons à l'Institut de Mécanique des Fluides de Strasbourg. A cet effet Ohashi [33] a donné une relation liant la vitesse moyenne  $U_s$  des particules solides et de la vitesse moyenne  $U_L$  du liquide porteur pour un écoulement vertical ascendant, qui est de la forme suivante :

$$\frac{U_s}{U_L} = \exp(0,001R_{ep}^{0,40}) - 0,0059R_{ep}^{0,69} \cdot [U_s^2/Dg(\rho_s/\rho_L - 1)]^{-1/2}$$

$R_{ep}$  : étant le nombre de Reynolds associé à la particule donnée par la relation  $D_p(U_p)_g/\nu$  avec  $(U_p)_g$  la vitesse de chute limite de la particule en eau calme.

L'application du modèle d'Ohashi dans nos conditions expérimentales, c'est à dire pour  $C_v = 1\%$ ,  $D_p = 1\text{mm}$  et  $D = 20\text{mm}$ , est

représentée en trait continu sur la figure 45 avec nos points expérimentaux.

On remarque sur cette figure 45 que nos points expérimentaux coïncident avec les prévisions d'Ohashi pour les mêmes conditions de travail. Ce qui nous permet de dire que la vitesse de glissement solide-liquide dépend de la vitesse moyenne d'écoulement.

Le tableau ci dessous donne les valeurs des vitesses moyennes des particules obtenues par intégration des profils et les valeurs des vitesses et les vitesses moyennes de glissement.

$U_L$ (m/s)	$U_S$ (m/s)	$U_g = U_L - U_S$ (m/s)
1.24	1.16	0.08
0.908	0.8	0.108
0.47	0.31	0.14

D'autre part on peut constater aussi que près de la paroi les vitesses des particules sont supérieures à celles du fluide porteur. Ceci a été observé par plusieurs auteurs et même pour des mélanges solide-gaz[26] sans jamais arriver à donner une explication convaincante de ce phénomène.

### III- 3- 2 Influence de la concentration

Les figures 46 et 47 montrent les profils des vitesses des particules solides de  $D_p=0.5$  mm et  $D_p=1$  mm pour différentes concentrations volumiques. On peut remarquer que l'aplatissement des profils s'accroît avec l'augmentation de la concentration en particules solides. Ceci confirme les résultats obtenus par Kowalewski[25] et plusieurs autres auteurs.

### III- 3- 3 Influence des diamètres des particules

Les figures 48 à 54 montrent les résultats des mesures effectuées

pour des particules de diamètre moyen 0.5 mm et 1mm pour des concentrations volumiques égales.

On constate que pour tous ces diamètres, les profils des vitesses des particules solides se trouvent toujours en dessous de ceux de l'eau et que la différence entre les deux profils dépend des diamètres des particules. Cette différence diminue avec le diamètre des particules solides.

Les profils de vitesses des particules solides de  $D_p=1$  mm sont plus aplatis que les profils des particules de  $D_p=0.5$  mm.

### III- 4 Analyse des résultats

Dans le paragraphe précédent nous avons montré que les profils des vitesses des billes de verre dépendent à la fois de la vitesse moyenne d'écoulement, de la concentration et du diamètre des particules. Pour faire une analyse quantitative de la distribution des vitesses moyennes locales des particules solides et de déterminer l'influence de chacun des paramètres cités plus haut, nous avons pensé qu'il était plus intéressant de tracer l'évolution des profils des vitesses réduits:

$$u^+ = f(y^+) \quad \text{(III- 2)}$$

Cette démarche a été utilisée par Vanoni[39] et Bouvard[6] dans le cas d'écoulements de suspensions dans des canaux à surface libre et Idrissi[23] dans des conduites fermées.

Pour ce faire , il est nécessaire de connaître la vitesse de frottement  $U^*$  de la suspension ainsi que la viscosité.

Pour un fluide homogène, cette vitesse de frottement introduite par une analyse adimensionnelle est liée à la contrainte tangentielle à la

paroi  $\tau_p$  par :

$$U^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_l}} \quad \text{(III-3)}$$

où  $\rho_1$  est la densité du fluide.

Par analogie avec un fluide homogène, on peut définir une "vitesse de frottement"  $U^*_s$  pour une suspension solide-liquide:

$$U^*_s = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_m}} \quad (\text{III- 4})$$

où  $\rho_m$  est la densité du mélange.

Comme remarque, on peut dire que la vitesse  $U^*_s$  ainsi défini ne représente pas la valeur réelle de la vitesse de frottement à la paroi. En effet, l'existence pour une suspension en écoulement de glissement solide-liquide et la non uniformité de la distribution de la concentration sur une section de droite de la conduite ne permettent pas de considérer la suspension comme un fluide homogène.

D'autre part la coordonnée réduite  $y^+ = yU^*_s \rho_m / \mu_m$  fait intervenir la viscosité de la suspension. Dans le paragraphe I-1-3-3 du premier chapitre nous avons donné plusieurs relations permettant de déterminer ce paramètre. La figure 55 donne la viscosité de la suspension en fonction de la concentration en appliquant les relations proposées par Mooney, Ford et Thomas. On constate que pour des concentrations volumiques inférieures à 5%, toutes les courbes coïncident et que dans ce cas la viscosité de la suspension reste pratiquement égale à la viscosité du fluide porteur. On trouve environ une erreur relative d'environ 3,4% entre la viscosité de l'eau et celle du mélange eau-billes de verre, pour une concentration en billes de verre de 2%.

La connaissance de la vitesse de frottement  $U^*_s$ , que nous avons déterminé à l'aide d'un logiciel implanté sur l'ordinateur, nous permet

d'accéder à la vitesse réduite  $U^+ = U/U_s^*$ . Cette vitesse de frottement  $U_s^*$  est calculée à l'aide du sous programme de la figure 42.

On commence par faire entrer les données.

-  $u_o$  étant la vitesse à la paroi à une distance  $y_o$ .

-  $u_m$  étant la vitesse maximale au milieu de la conduite à la distance  $y_m$ .

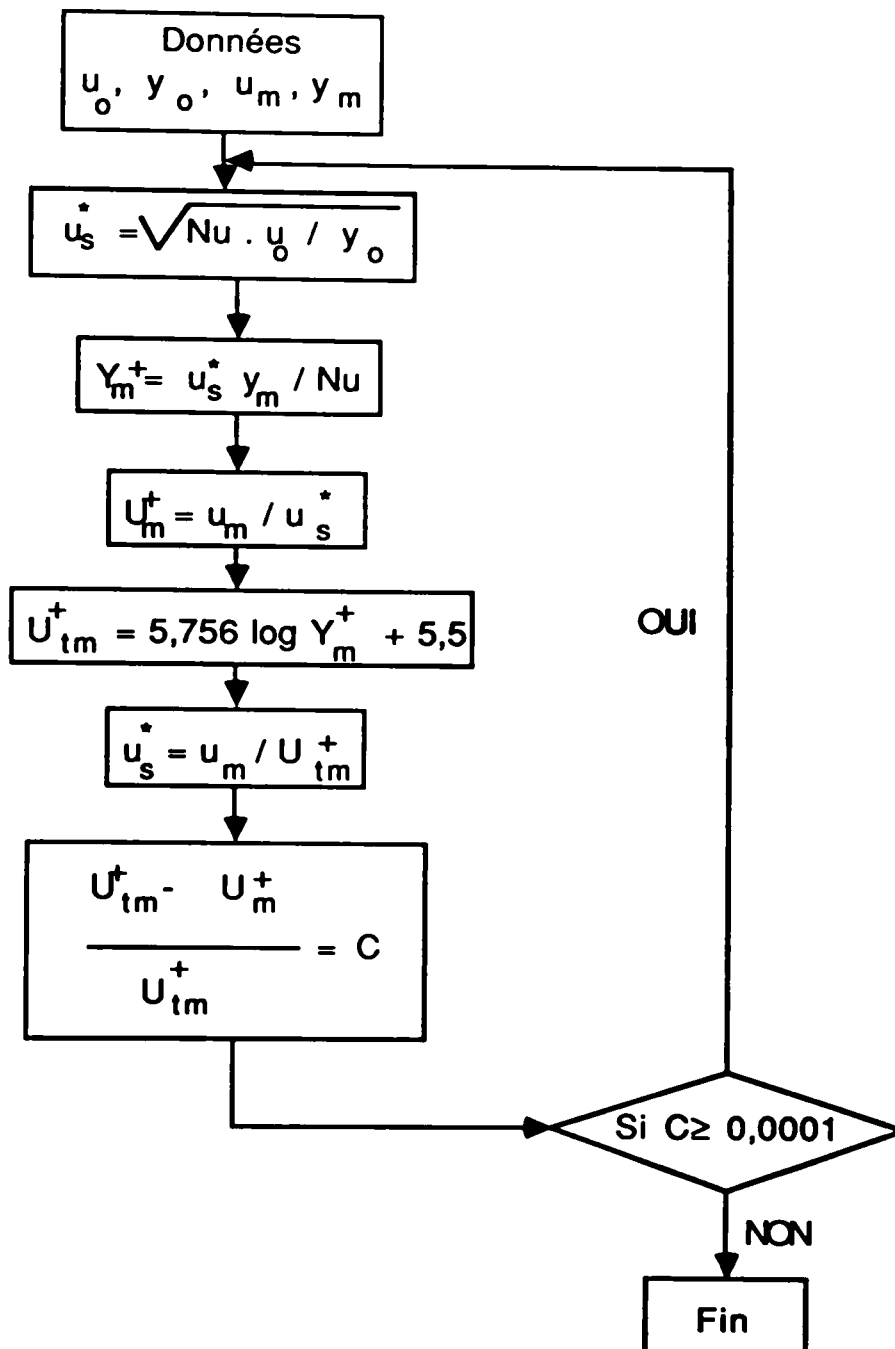


Figure 42 : Sous programme de calcul de la vitesse de frottement  $U_s^*$

-  $N_u$  étant égale à  $\mu_m/\rho_m$ , on a pris la viscosité et la densité du liquide porteur puisqu'on travaille à faibles concentrations, inférieures à 2%.

On pose  $U_s^* = \sqrt{N_u u_o/y_o}$ ,  $u_o/y_o$  étant le gradient de vitesse à la paroi.

On calcule ensuite la valeur réduite de la distance maximale appelée  $Y_m^+ = U_s^* y_m / N_u$ , et la valeur maximale de la vitesse réduite  $U_m^+ = u_m / U_s^*$  et en considérant qu'on est dans un régime turbulent on peut calculer la valeur de la vitesse réduite à l'aide de la loi universelle

$$U_{tm}^+ = 5.756 \log Y_m^+ + 5.5$$

Et de là on tire une nouvelle valeur de la vitesse de frottement

$$U_s^* = u_m / U_{tm}^+$$

On se fixe une erreur de 0.0001 sur le rapport  $C = [(U_{tm}^+ - U_m^+) / U_{tm}^+]$  et par itération on prendra la valeur de la vitesse de frottement  $u_s^*$  quand le rapport C sera inférieur à 0.0001.

Les figures 56 et 57 montrent l'évolution des profils des vitesses réduites des particules solides pour des différents diamètres moyens  $D_p$  des particules étudiées et pour différentes concentrations.

Sur toutes les figures nous avons représenté en trait continu le profil réduit de l'eau seule donné par la loi universelle:

$$U^+ = 5.75 \log y^+ + 5.5 \quad \text{pour } y^+ > 30 \quad \text{(III- 5)}$$

On constate alors que tous les profils des vitesses réduites des particules solides se situent en dessous de celui de l'eau seule. Pour chaque concentration volumique de transport et pour chaque diamètre moyen  $D_p$  des billes de verre les points expérimentaux s'alignent bien à partir d'un point correspondant à  $y^+ = 100$ .

Pour  $y^+ > 100$  les profils des vitesses réduites des particules solides en suspension peuvent se mettre sous la forme:

$$U^+ = A \cdot \log y^+ + B \quad \text{(III- 6)}$$

$U^+$  étant égale à  $U/U^*_s$

et  $y^+ = yU^*_s \rho_m / \mu_m$

Sur les figures 56 et 57 on peut constater aussi que le paramètre A représentant la pente du profil diminue quand la concentration augmente. Ce qui est une confirmation de l'aplatissement observé des profils de vitesses en fonction de la concentration. D'autre part l'écart entre le profil réduit de l'eau seule et celui des particules solides augmente avec la concentration. Ceci est lié à l'augmentation de la vitesse de glissement solide-liquide en fonction de la concentration.

Pour les particules de diamètre moyen  $D_p=0.5$  mm la pente des profils réduits est supérieure à celle des particules de diamètre  $D_p=1$  mm. Cela signifierait que le profil des vitesses des petites particules rejoindra plus rapidement le profil de l'eau que celui des grosses particules.

Ces mêmes constatations ont été faites par Idrissi[20] à l'Institut de Mécanique des Fluides de Strasbourg en utilisant la vélocimétrie à ultrasons. Il a montré que les coefficients A et B, de la loi logarithmique, dépendent de la concentration et du diamètre des particules solides en suspension, comme on vient de le faire dans notre analyse.

### **III- 5 Mesure de l'intensité de la turbulence de l'eau en présence des billes de verre.**

En considérant que l'élargissement du spectre de puissance associé aux signaux Doppler est dû uniquement à la turbulence. A partir du moment d'ordre deux de la densité spectrale nous avons calculé l'intensité de la turbulence. Cela a été rendu possible en faisant l'acquisition des données aléatoirement d'un nombre de valeurs relativement élevé de 512 valeurs pour chaque point de mesure.

En effet, d'après Adrian et al[1], pour diminuer l'erreur sur les résultats des spectres d'énergie il faut avoir une vitesse d'acquisition

maximale et un nombre de données aussi élevé que possible.

La figure 58 montre les résultats des mesures effectuées pour l'eau pure. On remarque que l'intensité de la turbulence dans la région pariétale est largement plus grande par rapport à celle de l'axe de la conduite. Ce phénomène a été observé par plusieurs auteurs.

On note, sur la figure 59, que la vitesse turbulente diminue si on augmente la concentration en billes de verre de  $D_p=1$  mm, le long de section de mesure.

Sur les résultats des mesures présentées sur la figure 60, en fonction de la concentration en particules et de la distance de la paroi, on note immédiatement qu'il y a une réduction si l'on augmente la concentration. Cette réduction est d'ailleurs très sensible, puisqu'elle atteint 4.5 à 10% pour une concentration moyenne de 2%.

Bouvard et al[5], cités dans le paragraphe I-3-I, ont trouvé que cette réduction atteint 10 à 15% pour une concentration moyenne de 3.6%.

### **III- 6 Mesure de l'échelle intégrale de la turbulence**

Comme mentionné dans le chapitre II, la sélection de la fenêtre de coïncidence est très importante pour la mesure de l'échelle intégrale de la turbulence. Le nombre de données doit être le plus élevé possible afin de diminuer l'erreur statistique. Nous avons pris pour chaque point de mesure 512 valeurs.

Sur la figure 61 est représentée la corrélation spatiale de l'eau pure. L'échelle intégrale latérale a été calculée en utilisant une séparation, entre les deux points de mesure, maximale de 10 mm qui correspond au rayon de la conduite. On extrapole les résultats aux deux extrémités, c'est à dire quand les deux volumes de mesure sont confondus le coefficient de corrélation  $R$  est considéré comme égal à 1 et lorsqu'ils sont séparés d'une distance de 10 mm, on écrit  $R=0$  (paroi). En intégrant la courbe de la figure 61, selon la relation II- 61, on a trouvé pour l'eau pure une échelle intégrale latérale égale à 3.75 mm.

Fraser et al[17], en utilisant le montage présenté au paragraphe



II-6, ont trouvé pour l'airensemencé par des petites particules solides, une échelle intégrale latérale de 4.65 mm, pour une séparation maximale entre deux points de 12 mm.

Nous disposons des résultats de mesure portant sur l'échelle intégrale latérale de la turbulence de l'eau pure, il s'agit de déterminer comment elle allait être modifiée en présence des particules solides.

Pour cela nous avons ajouté une concentration volumique, en billes de verre de diamètre 1 mm, de 1 % dans l'eau pure. Les résultats sont présentés sur la figure 62. L'échelle intégrale latérale mesurée dans ce cas là est de 3.32 mm.

On note immédiatement, sur la figure 63, que l'échelle intégrale latérale diminue lorsqu'on ajoute des particules solides. La réduction est d'ailleurs très sensible puisqu'elle atteint 12% pour une concentration moyenne de 1%.

### Conclusion

La mesure des profils des vitesses des particules en écoulement dans une conduite verticale par la méthode de vélocimétrie Laser nous ont montré l'existence d'une vitesse de glissement.

Govier et Aziz [20] indiquent que la vitesse moyenne des particules solides doit être inférieure à celle du liquide porteur, d'un ordre de grandeur de la vitesse de chute limite. Nos résultats montrent que cette vitesse de glissement solide-liquide dépend de la vitesse moyenne d'écoulement, et ces résultats coïncident avec ceux d'OHASHI [33].

Pour les mesures concernant la turbulence, nous avons constaté que la présence de particules solides réduit la turbulence du milieu porteur, par rapport à ce qu'elle serait sans matériaux et que cette réduction est d'autant plus grande que la concentration en matériaux est plus élevée.

Les mêmes constatations ont été faites par Bouvard et al [5].

Nous avons encore trouvé que la présence de ces particules solides provoque une réduction de l'échelle intégrale de la turbulence du milieu porteur.

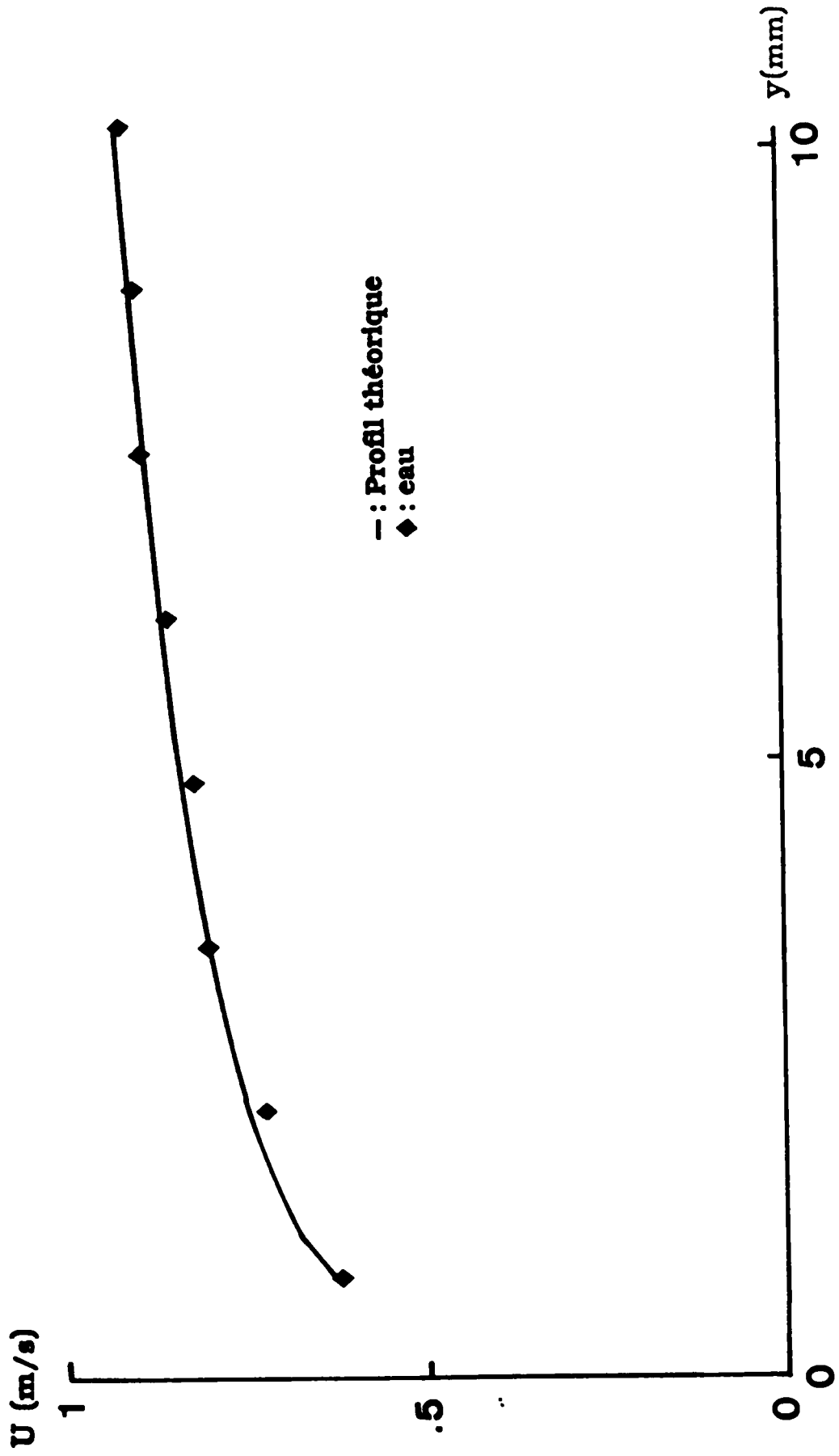


Figure 43 - Profil des vitesses moyennes de l'eau ( $U=0.806$  m/s)

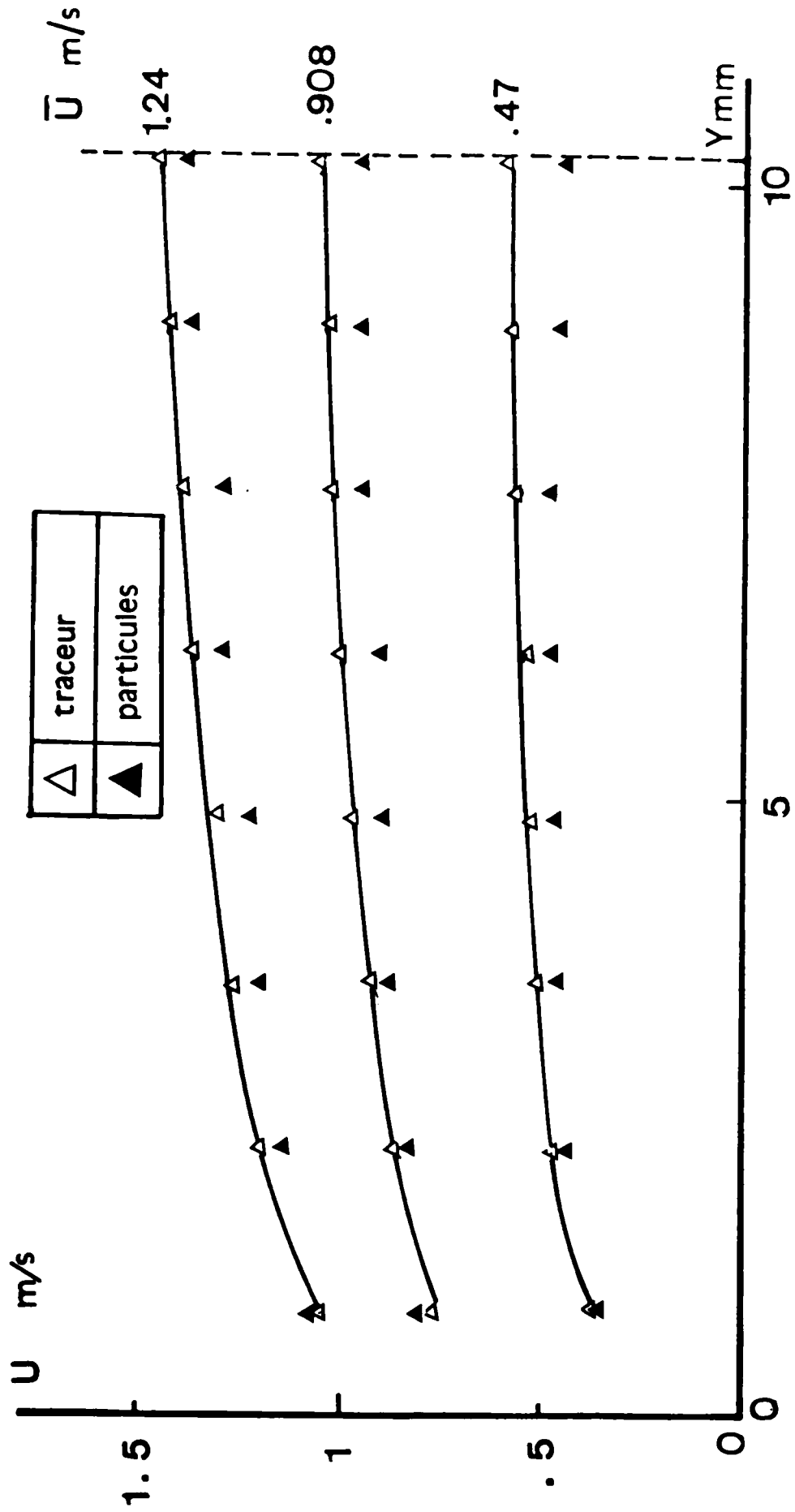


Figure 44 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre à différentes vitesses d'écoulement ( $C_v=1\%$ )

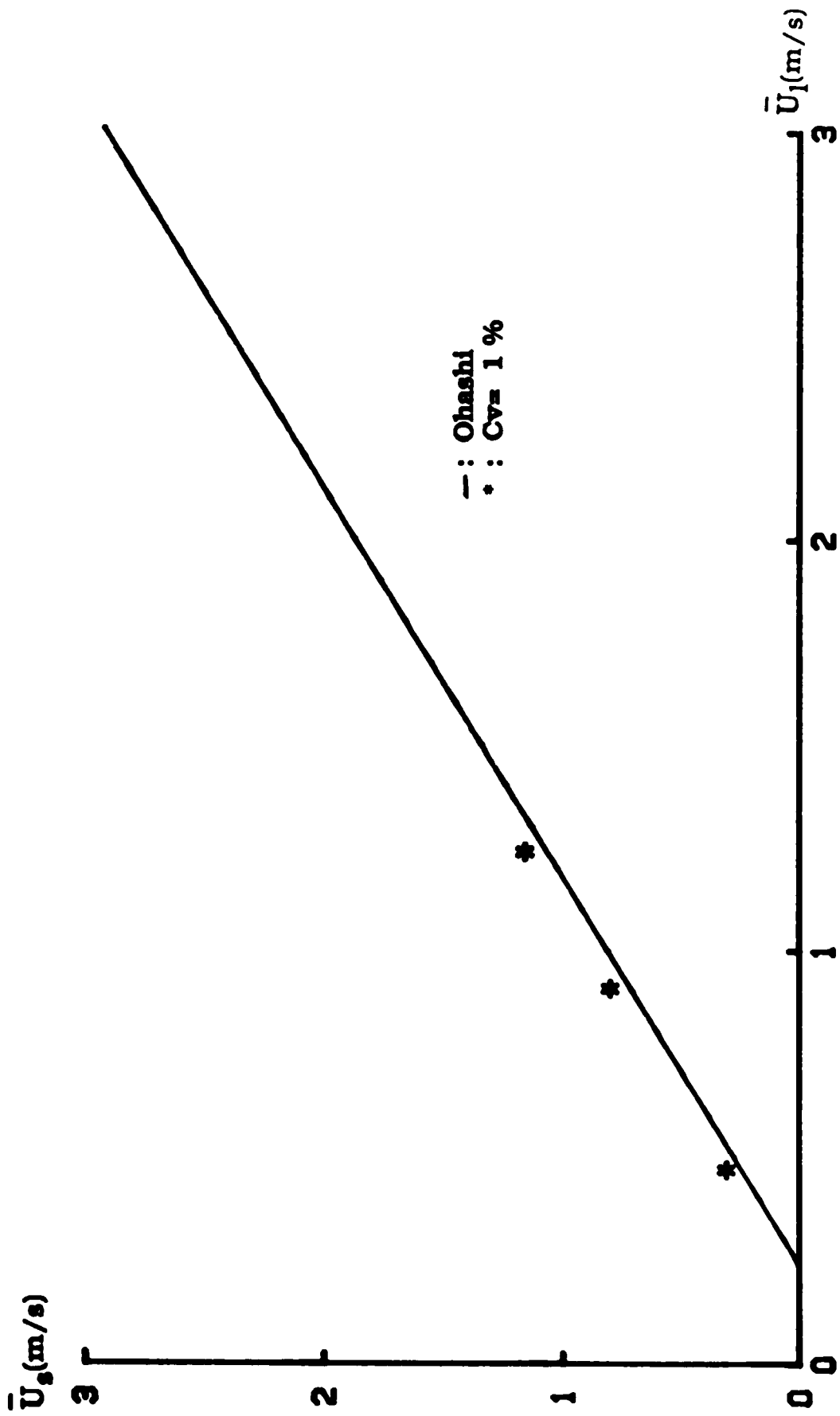


Figure 45 - Comparaison des résultats expérimentaux avec ceux obtenus par la relation d'Ohashi.

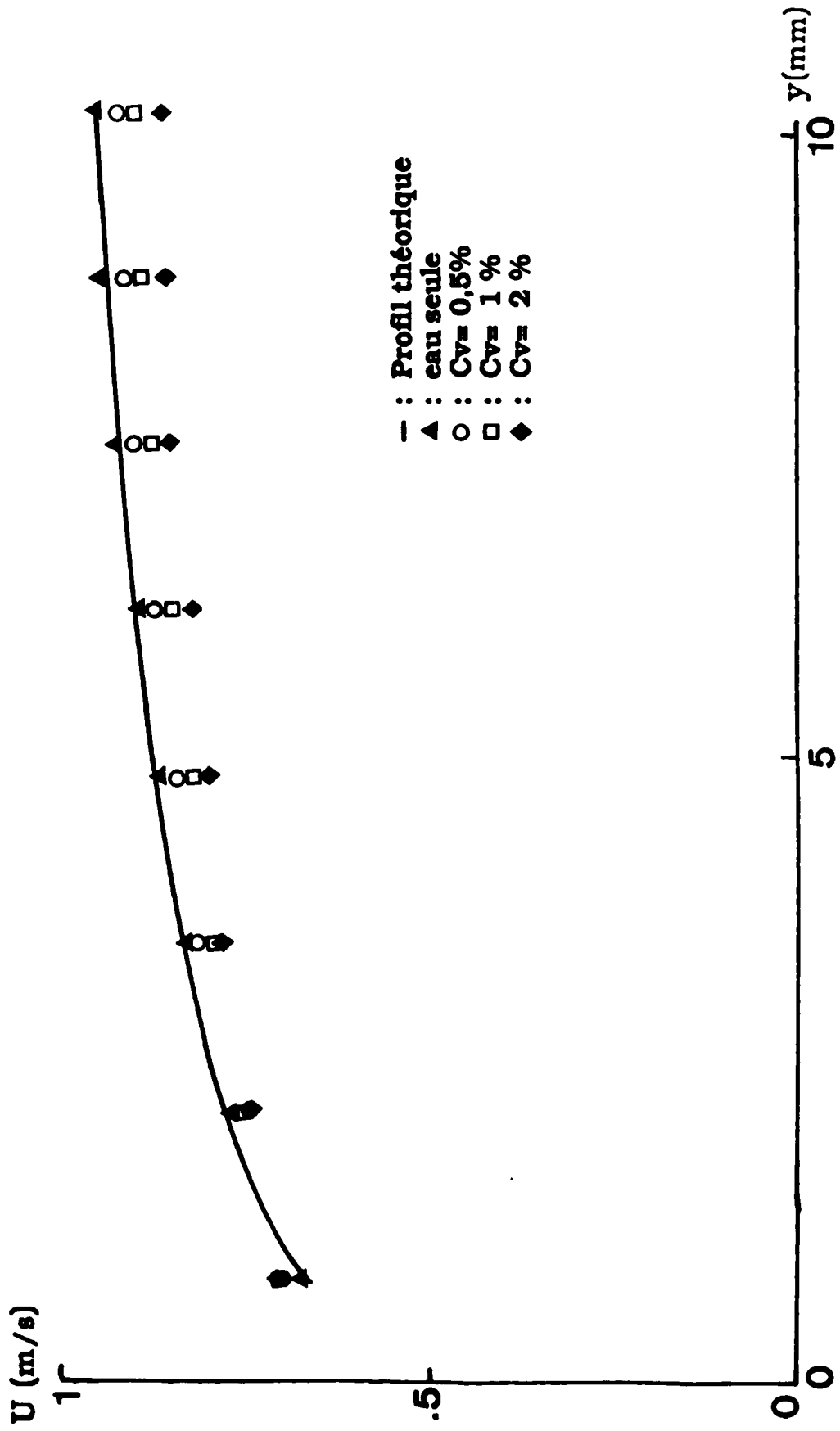


Figure 46 - Profils des vitesses moyennes des billes de verre à différentes concentrations ( $D_p=0.5$  mm ,  $U=0.811$  m/s)

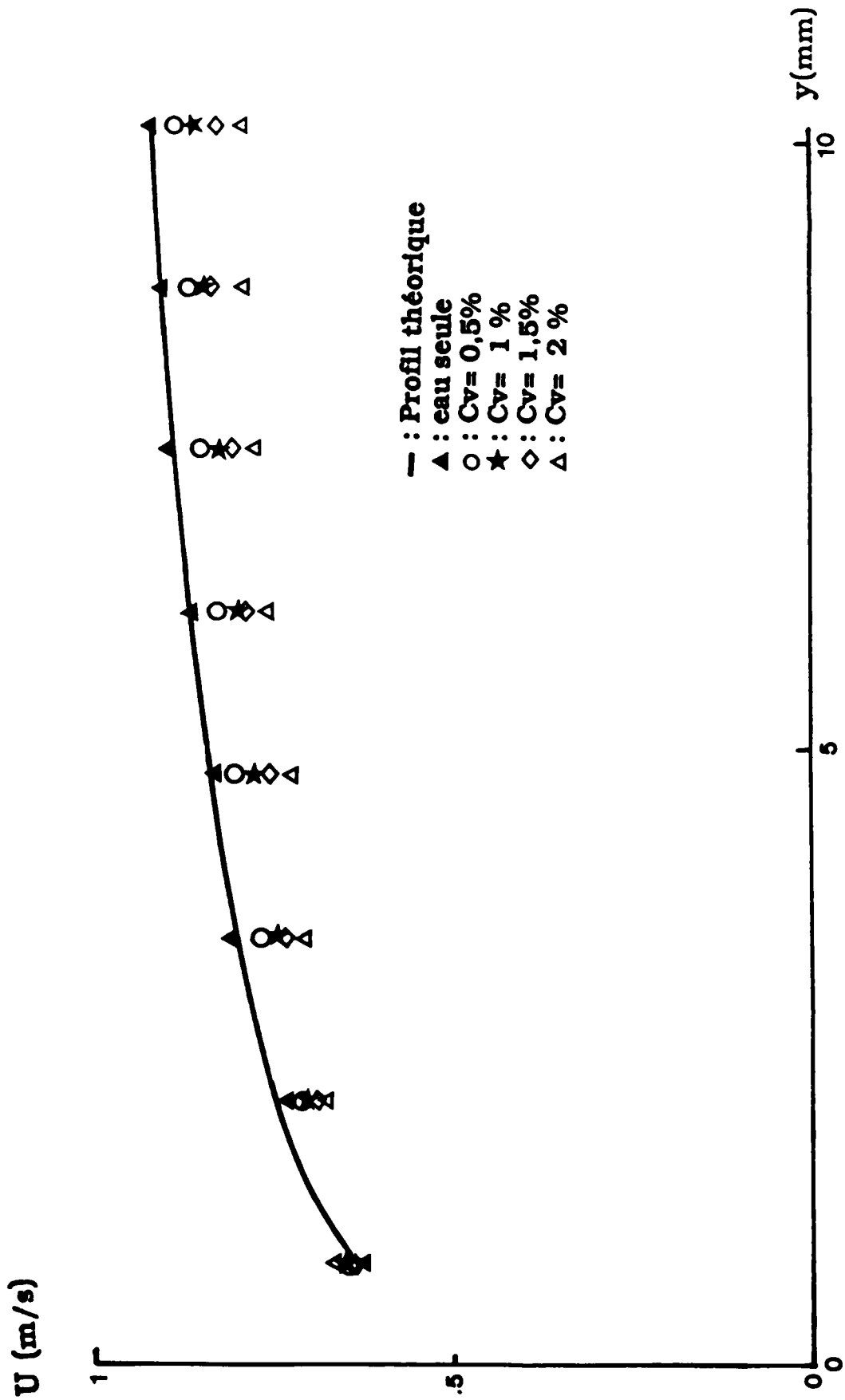


Figure 47 - Profils des vitesses moyennes des billes de verre à différentes concentrations ( $D_p=1$  mm ,  $U=0.806$  m/s)

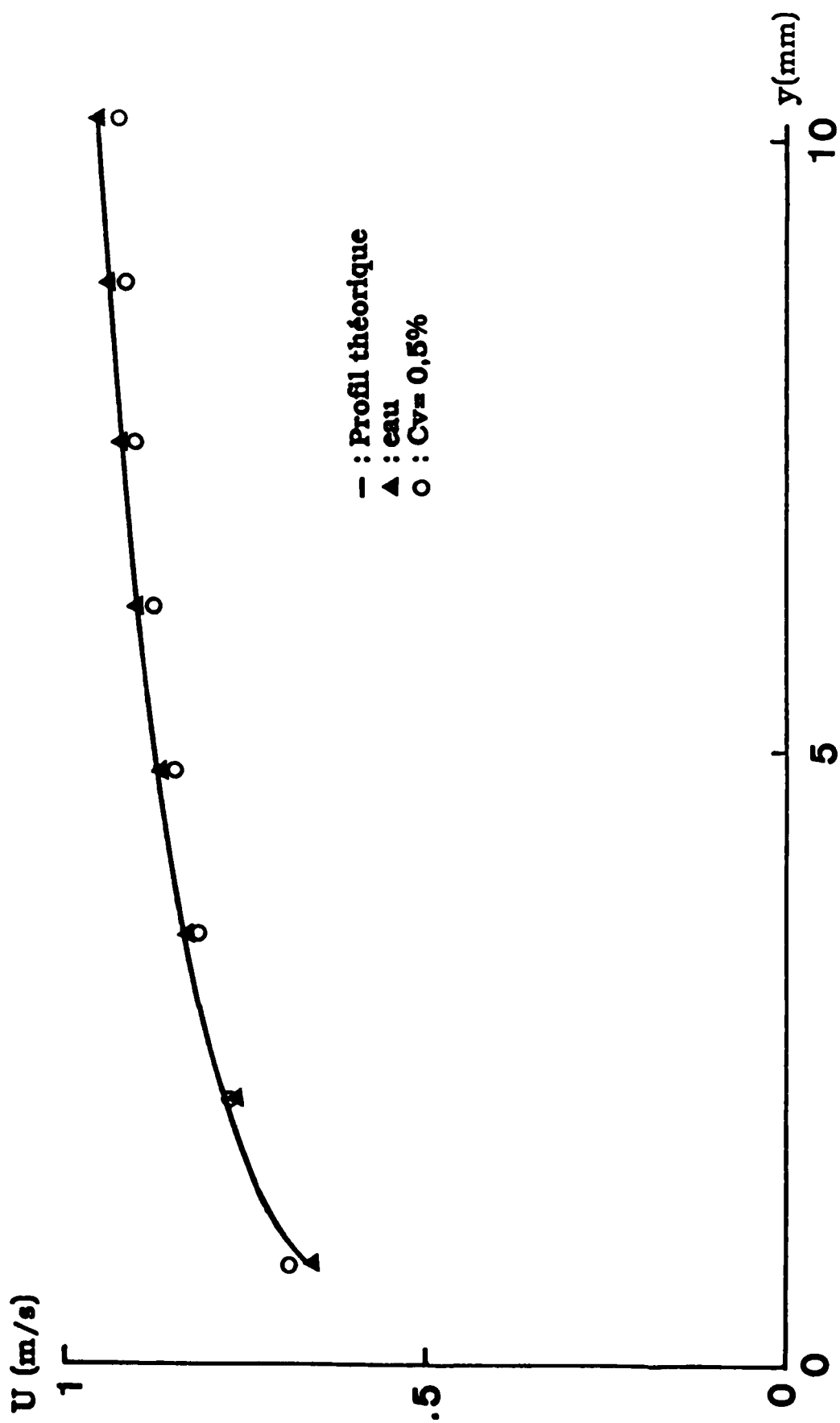


Figure 48 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre  
( $U=0.811$  m/s,  $Dp=0.5$  mm)

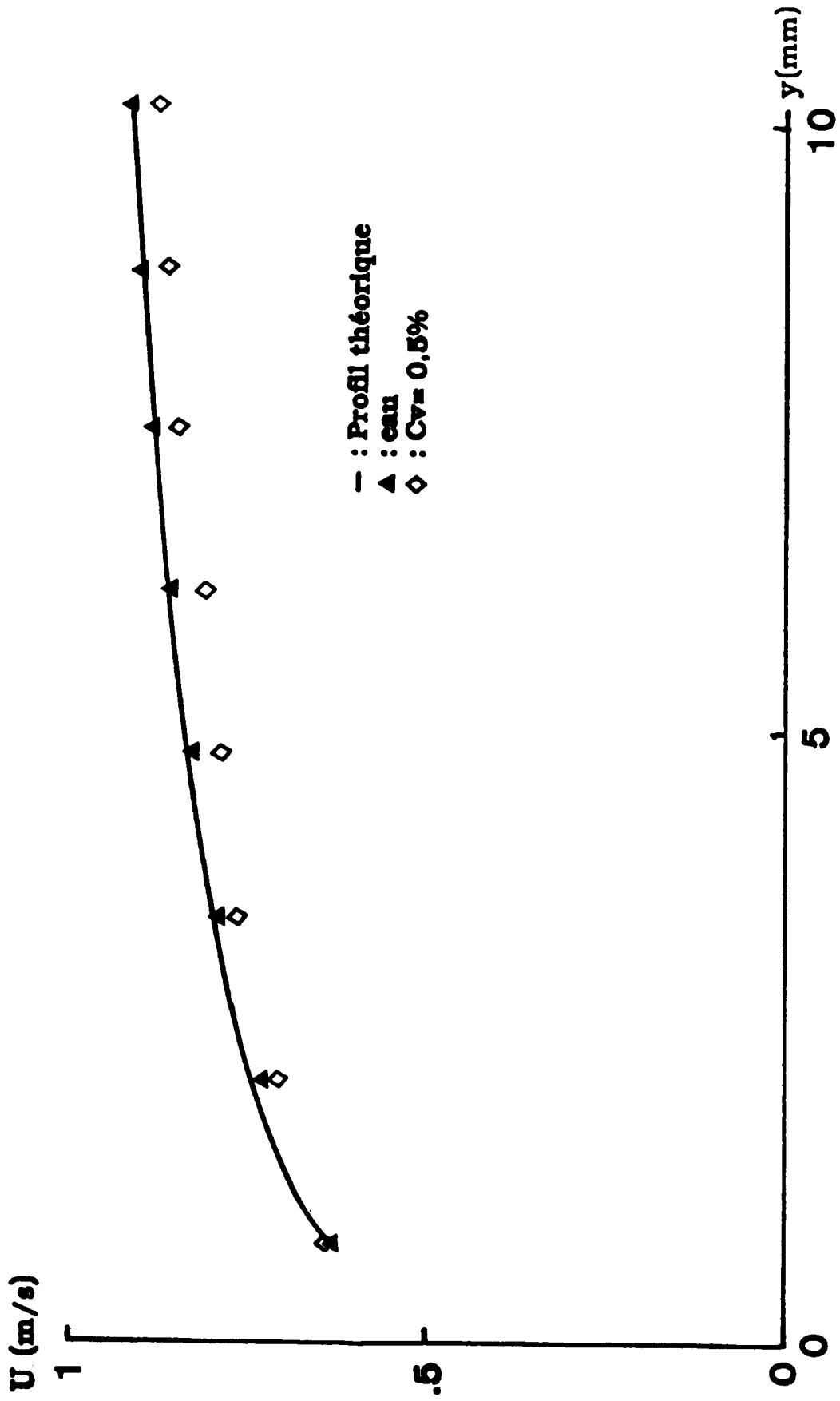


Figure 49 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre  
 (U=0.806 m/s, Dp=1 mm)



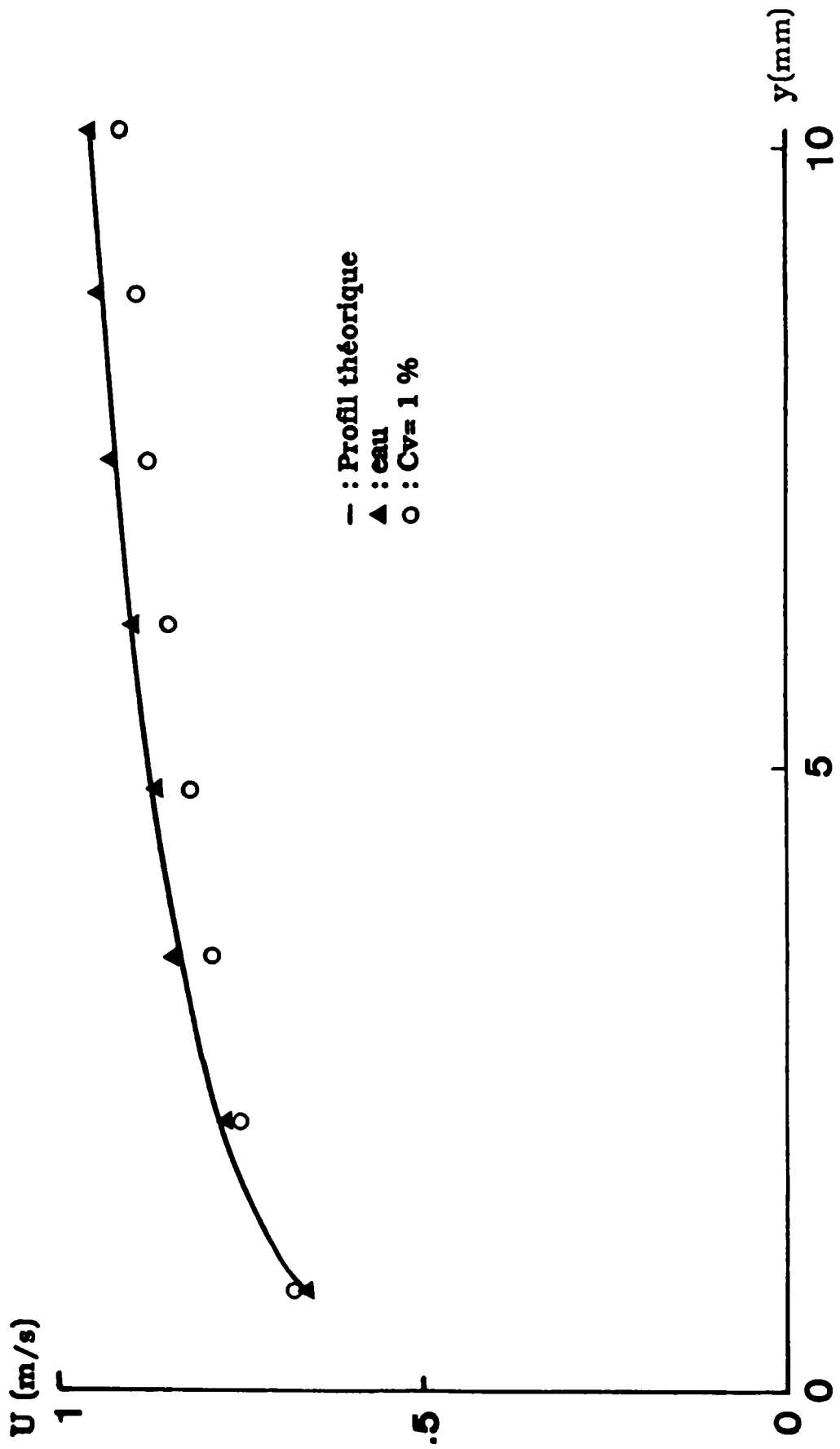


Figure 50 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre  
 (U=0.811 m/s,  $D_p=0.5$  mm)

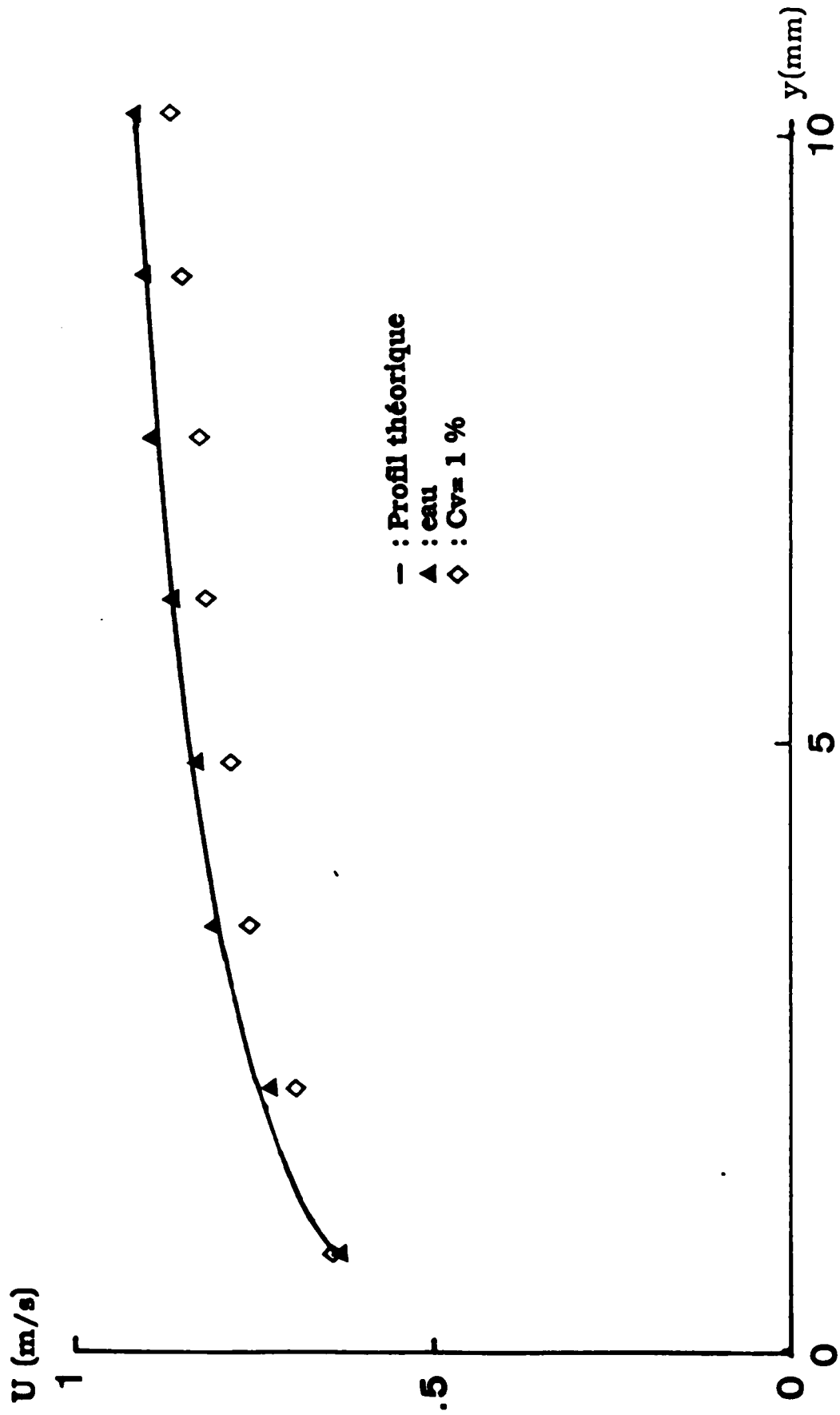


Figure 51 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre  
( $U=0.806$  m/s,  $D_p=1$  mm)

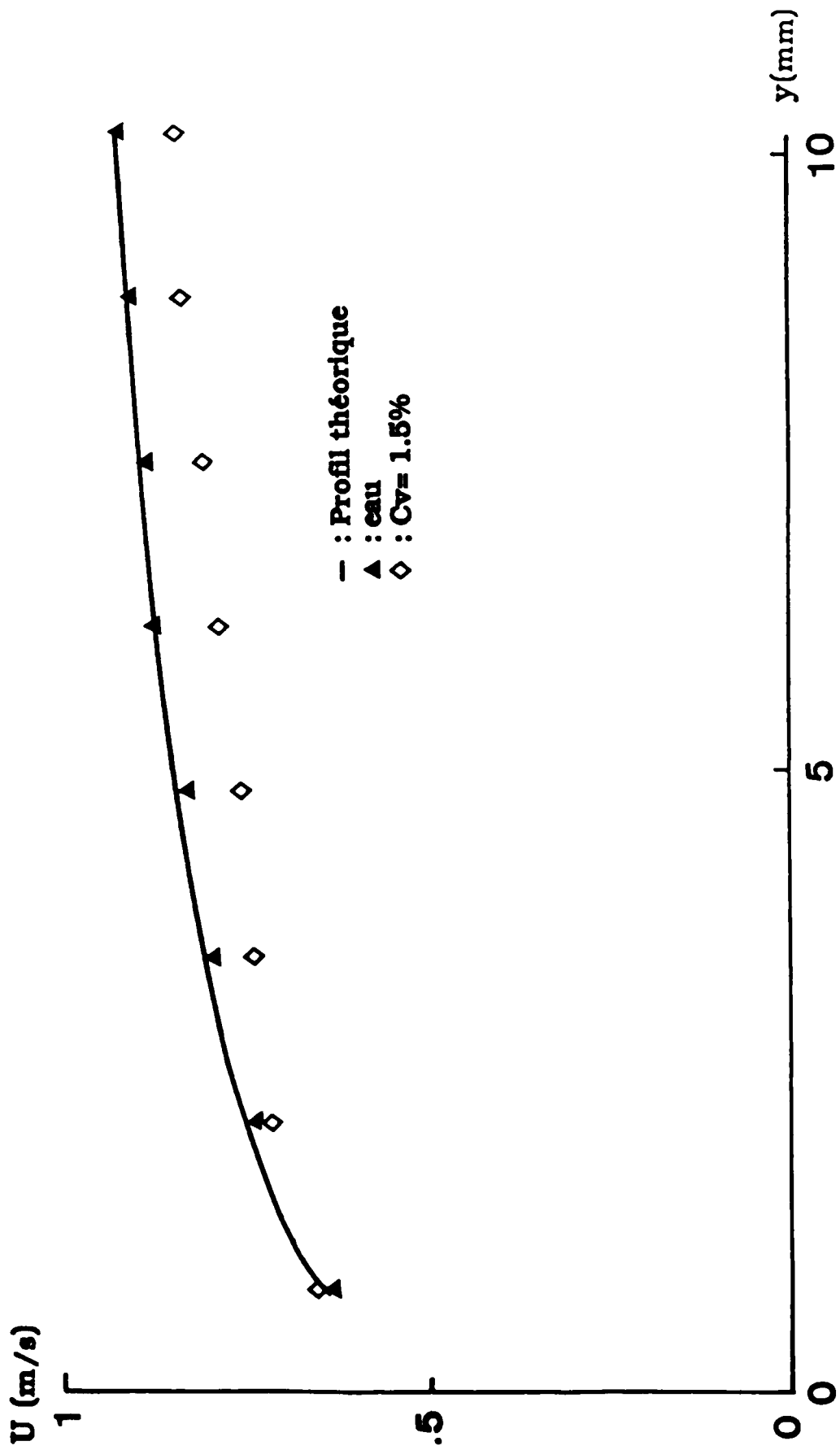


Figure 52 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre  
( $U=0.806$  m/s,  $D_p=1$  mm)

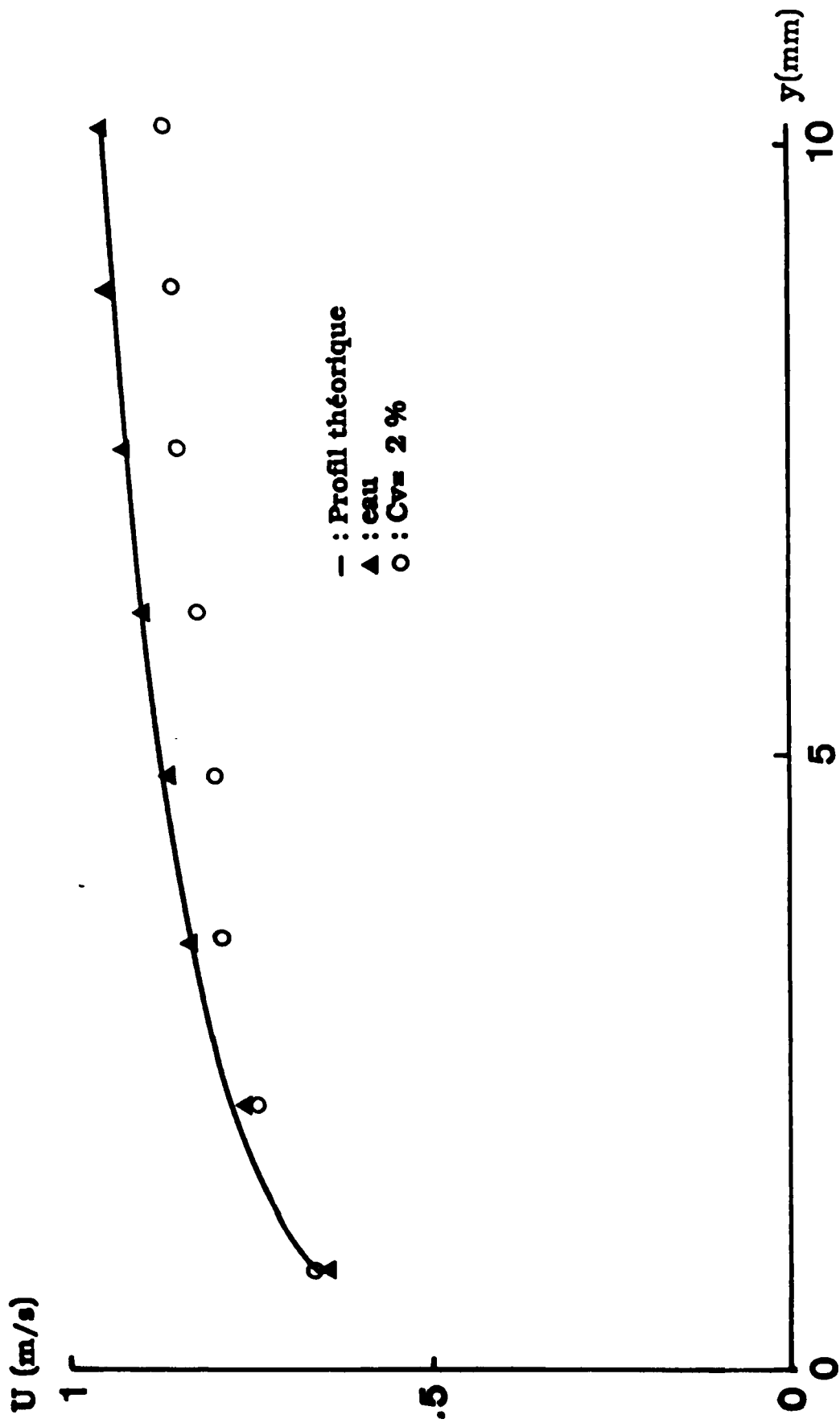


Figure 53 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre  
( $U=0.811$  m/s,  $D_p=0.5$  mm)

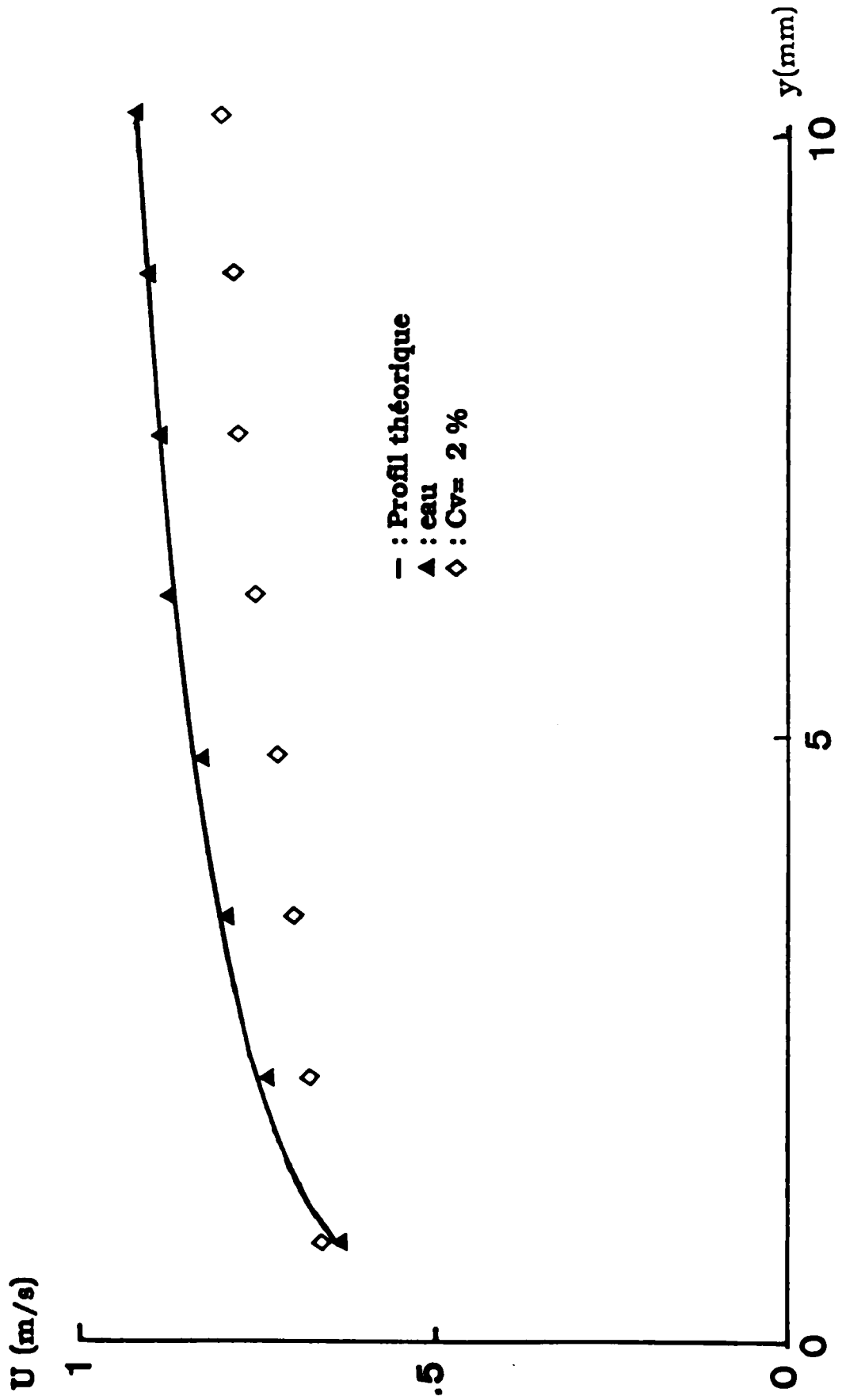


Figure 54 - Profils des vitesses moyennes de l'eau et des billes de verre  
 (U=0.806 m/s,  $D_p=1$  mm)

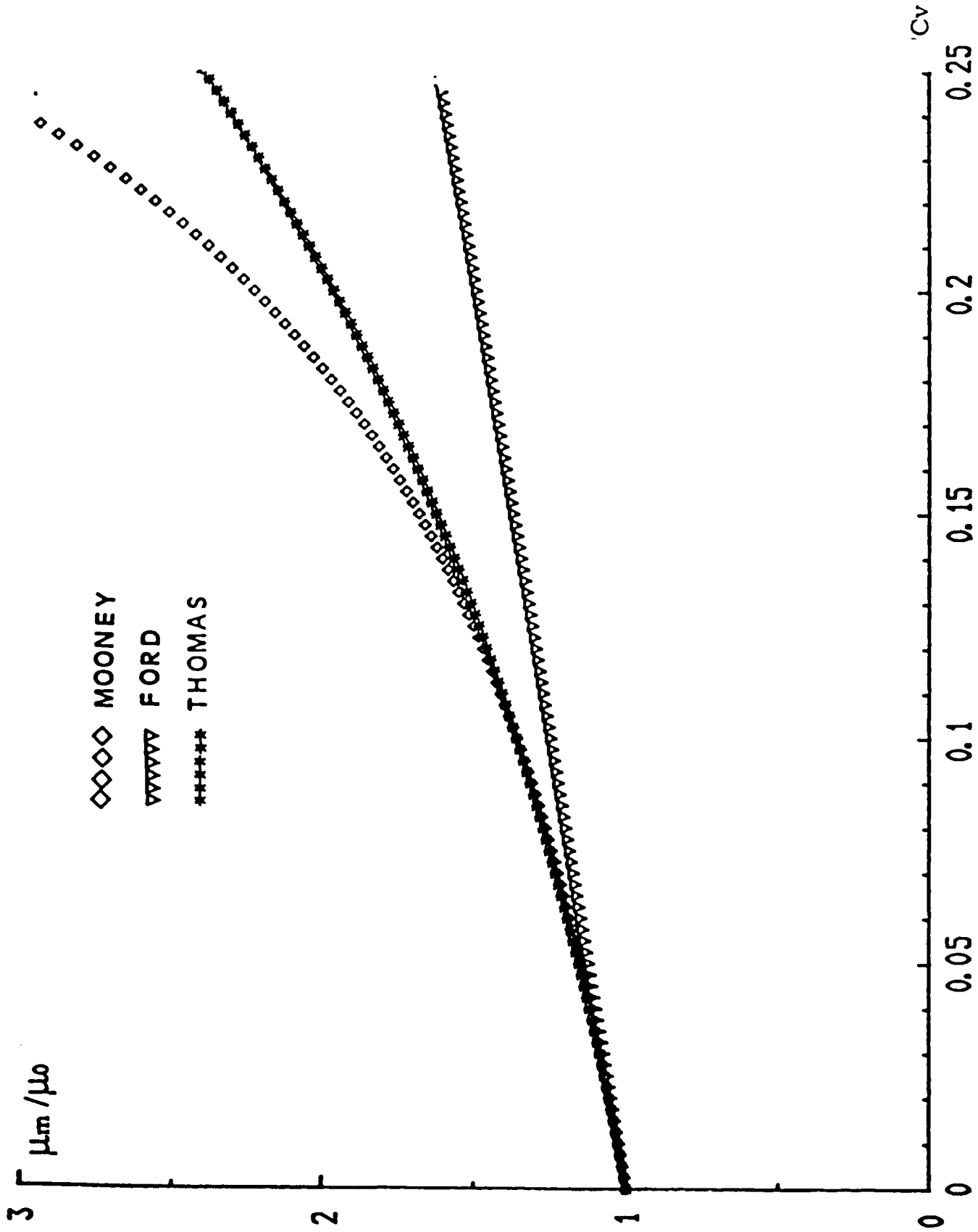


Figure 55 - Viscosité relative en fonction de la concentration

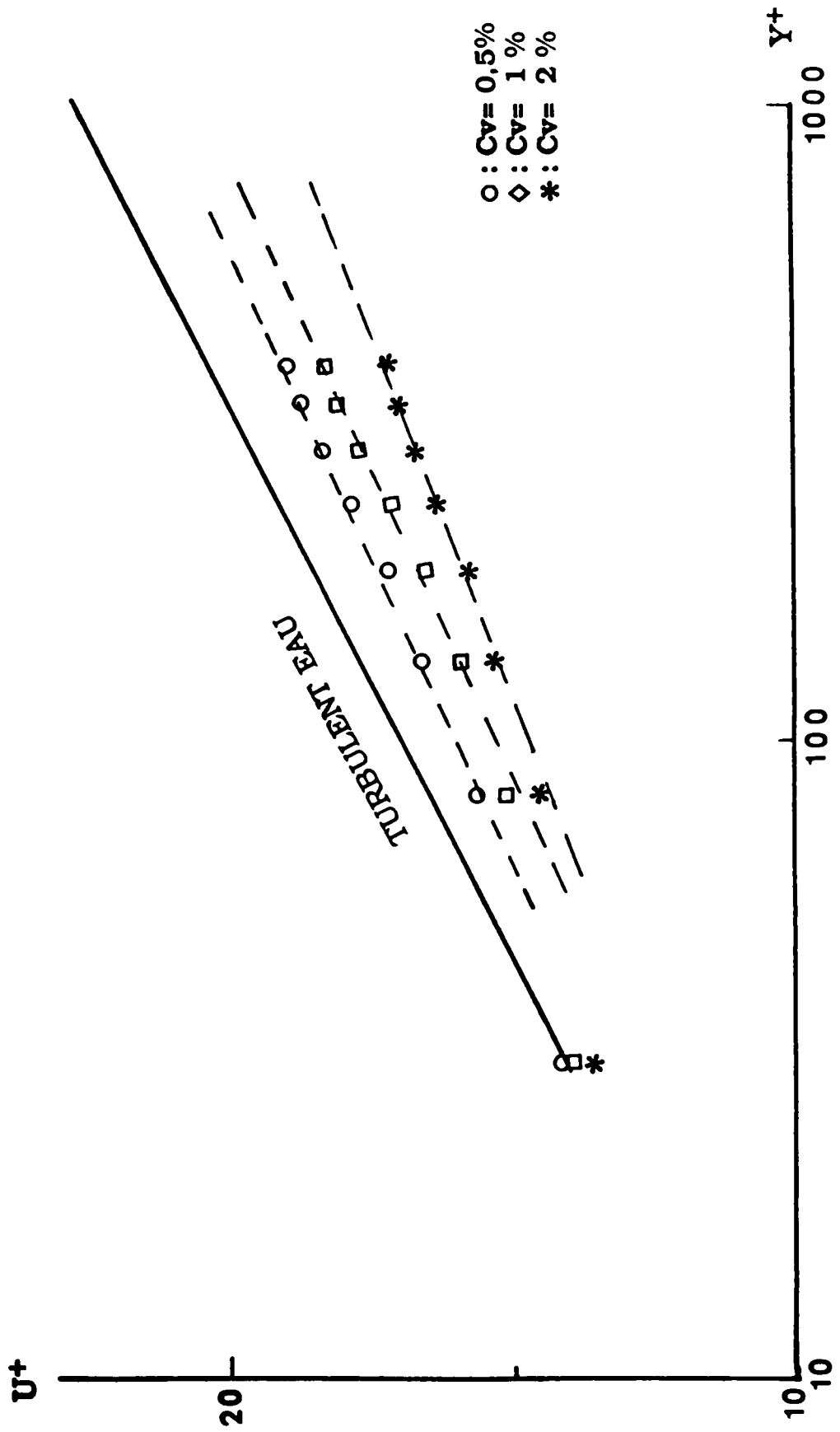


Figure 56 - Vitesses réduites des particules solides  $D_p=0.5$  mm

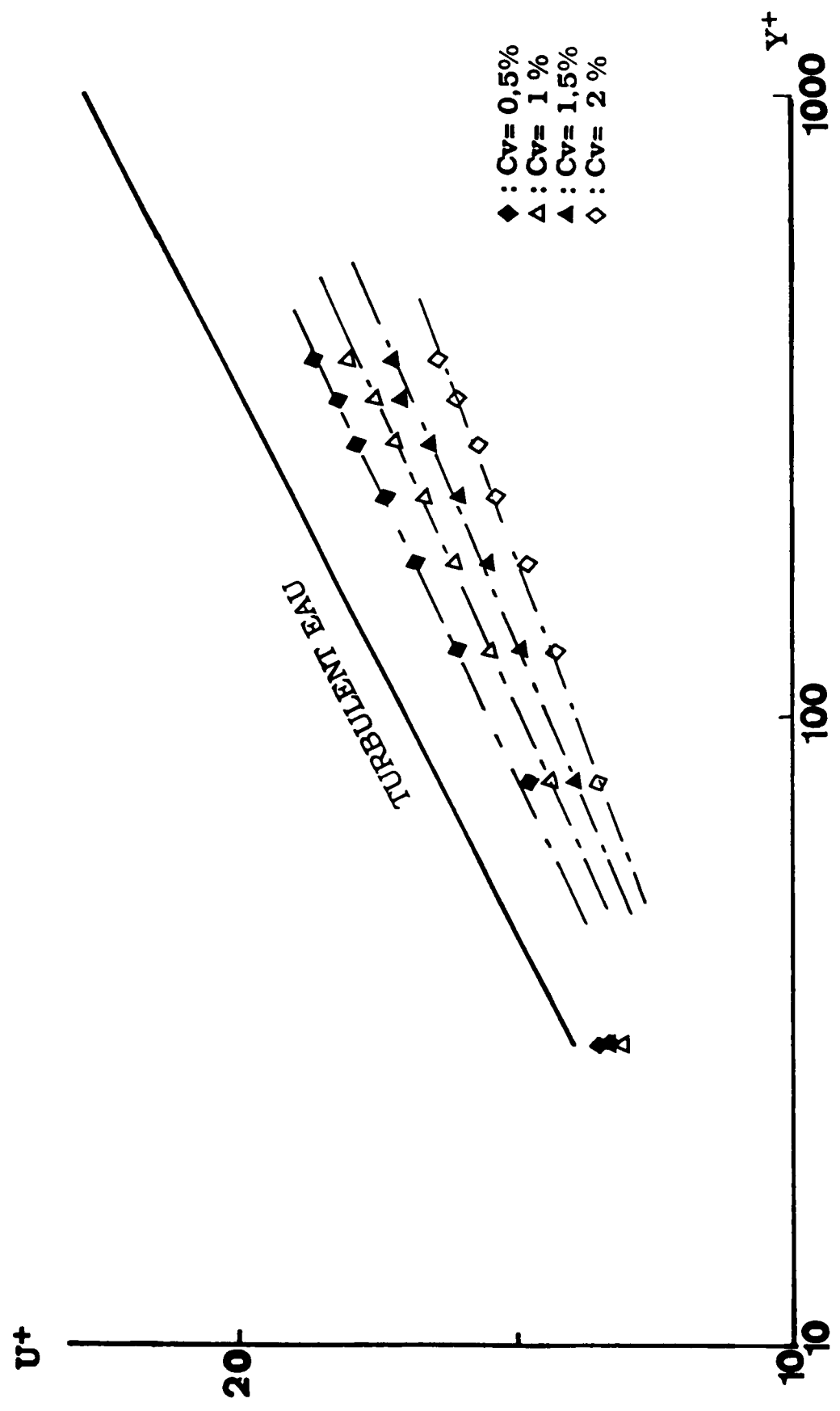


Figure 57 - Vitesses réduites des particules solides  $D_p=1$  mm



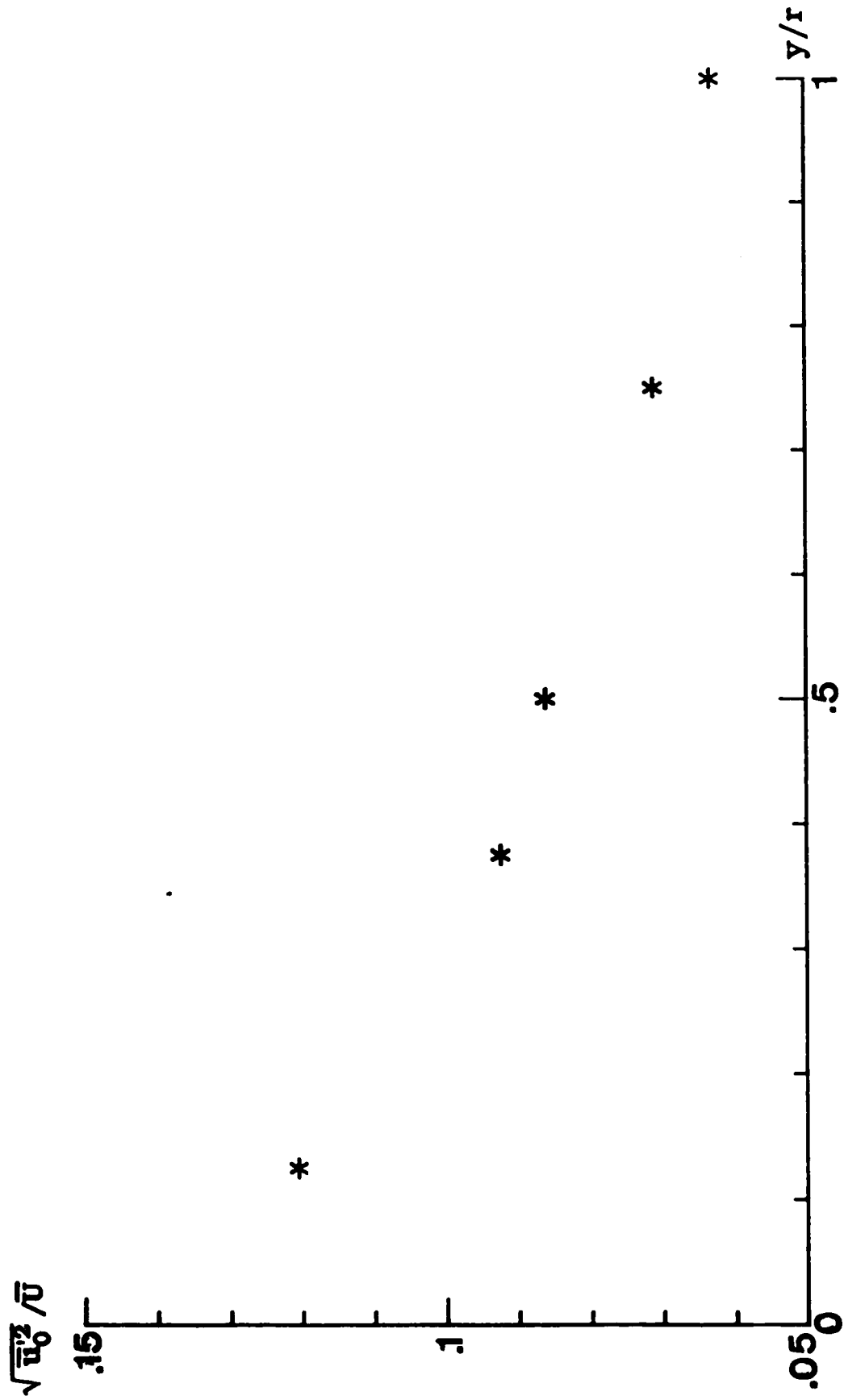


Figure 58 - Intensité de la turbulence de l'eau seule (Re= 16200)

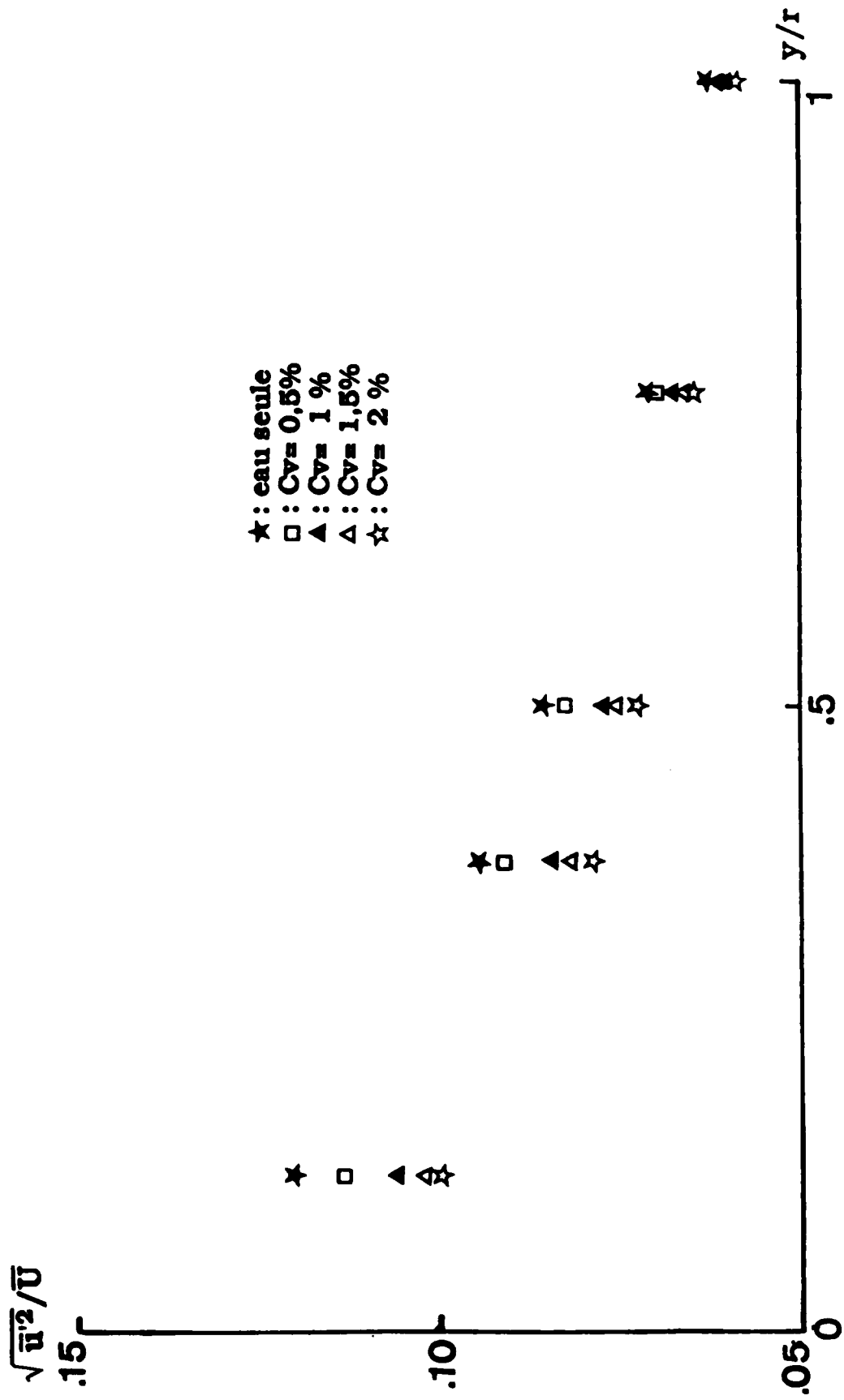


Figure 59 - Intensité de la turbulence de l'eau en présence des particules solides (Re= 16200, Dp= 1mm)

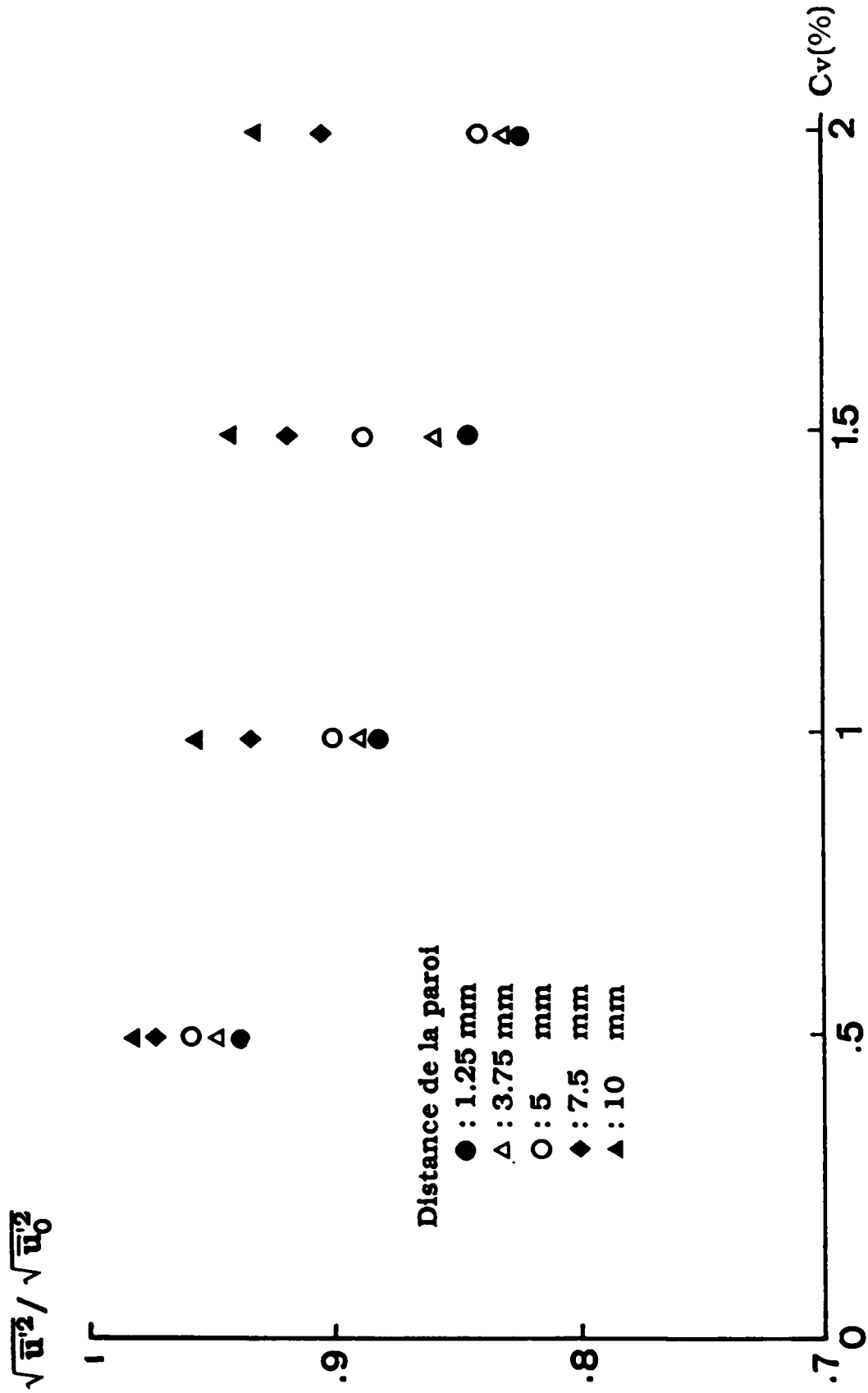


Figure 60 - Réduction de la turbulence (Re=16200, Dp=1mm)

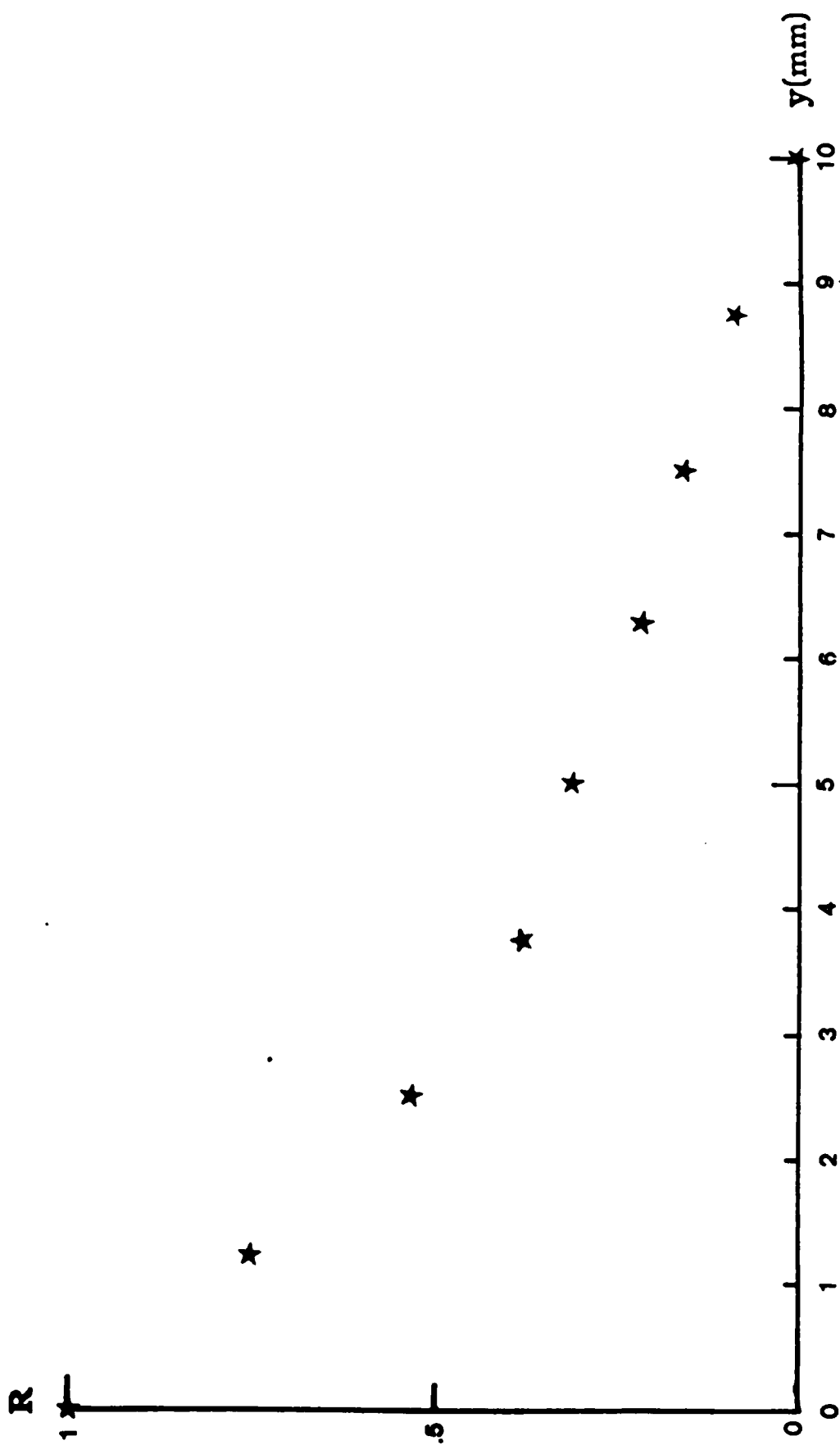


Figure 61 - Coefficient de corrélation spatiale de l'eau seule ( $Re = 16200$ )

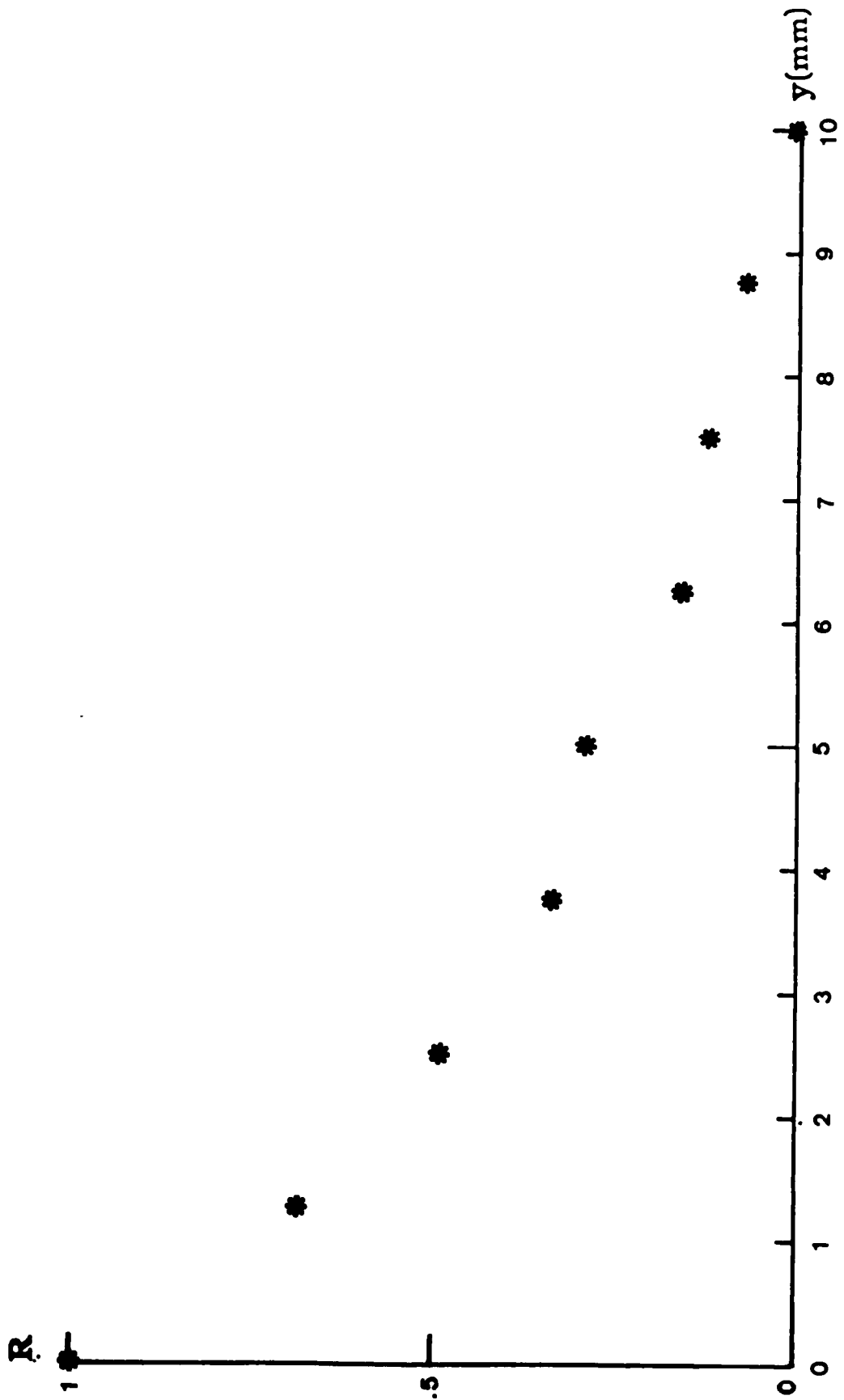


Figure 62 - Coefficient de corrélation spatiale de l'eau seule en présence des billes de verre ( $Re = 16200$ ,  $Cv = 1\%$ )

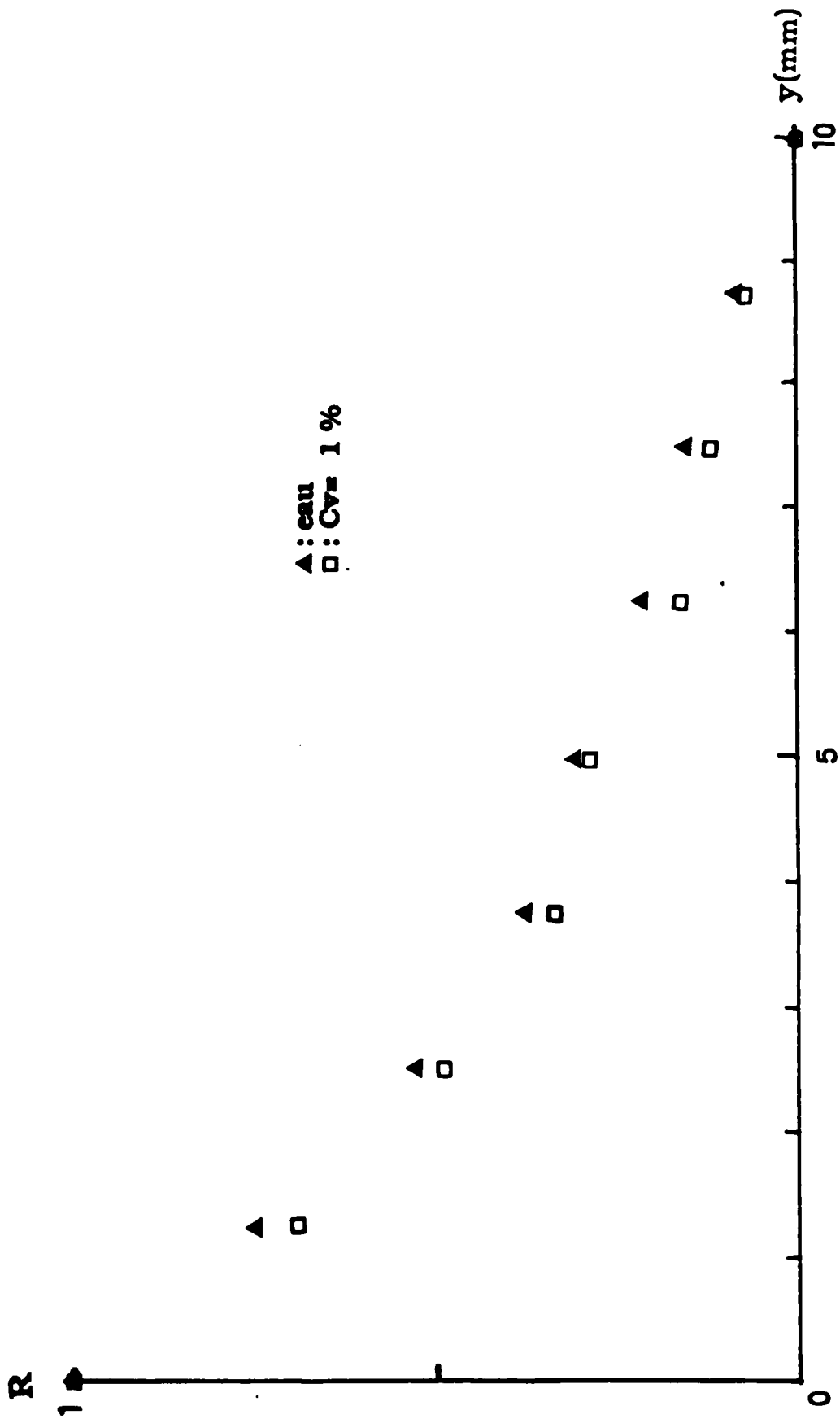


Figure 63 - Réduction de l'échelle intégrale latérale de la turbulence

# CONCLUSION

## CONCLUSION GENERALE

Le but de notre travail était de mettre au point un système de mesure adapté pour déterminer l'influence du diamètre des particules solides et de leurs concentrations sur le profil des vitesses moyennes locales des suspensions en écoulement ascendant dans une conduite verticale.

Un circuit de logique électronique incorporé dans la chaîne de mesure a rendu possible la distinction entre les signaux en provenance de la phase continue et ceux des particules solides.

Néanmoins, l'utilisation de ce système nous a limité à de faibles concentrations inférieures à 2%. En effet quand on dépasse ces concentrations la mixture devient un milieu très diffusant et empêche la propagation des faisceaux lasers.

Les résultats des mesures effectuées par la méthode de vélocimétrie Laser à effet Doppler ont montré que pour les particules fines, la suspension peut être considérée comme un fluide homogène. Pour les grosses particules, nous avons confirmé l'existence d'une vitesse de glissement qui dépend à la fois du diamètre des particules solides, de leur concentration et de la vitesse moyenne de débit.

Les résultats obtenus, en traçant les profils de vitesses réduits, ont montré que ces profils suivent une loi logarithmique dont la pente dépend de la concentration et de la taille des particules.

La rapidité d'acquisition et le traitement en temps différé des données, nous a permis d'accéder aux fluctuations des vitesses. Ainsi on a constaté que la présence des particules solides modifie les caractéristiques de la turbulence. La réduction de cette turbulence est proportionnelle à la concentration en particules solides.



Enfin l'utilisation de deux sources Laser , pour créer deux volumes de mesure distincts, et d'un oscilloscope numérique, pour la coïncidence, nous ont permis de mesurer les paramètres fondamentaux caractérisant un écoulement turbulent. En effet à l'aide de cette méthode on a pu déterminer l'échelle intégrale de la turbulence du fluide porteur et comment elle pourrait être modifiée en présence de particules solides.

D'après les résultats encourageant que nous avons eu, on peut dire que la méthode utilisant deux volumes de mesure distincts pourrait être utilisée pour la mesure des échelles de la turbulence.

Pour obtenir des résultats qui puissent nous permettre une étude plus poussée des écoulements des mélanges solide-liquide, il faut améliorer la méthode de mesure :

- En procédant à un ajustement d'indice de la mixture afin qu'on puisse faire des mesures avec des concentrations en particules solides plus élevées (supérieure à 2%).

- En utilisant un calculateur très rapide pour l'acquisition et le traitement en temps réel, pour pouvoir accéder aux spectres d'énergie de la turbulence.

- Ou en réalisant un module de FFT micro-cablé pour augmenter la rapidité de traitement des données.

## BIBLIOGRAPHIE

1- Adrian R.J., Yao C.S.

**Power Spectra of Fluid Velocities Measured  
by Laser Doppler Velocimetry.**

**Experiments in Fluids 5, 17-28, 1987**

2- Ayukawa K., Kataska K., Mirano M.

**Concentration Profile, Velocity Profile and Pressure Drop in Upward  
Solid-Liquid Flow Through a Vertical Pipe.**

**Hydrotransport 7, 1980.**

3- Bachalo W.D.

**Method for Measuring the Size and Velocity of Spheres by Dual-Beam  
Light-Scatter Interferometry.**

**Applied Optics, Vol. 19, p.363, February 1, 1980**

4- Belibel C.

**Ecoulement en Conduite de Mélange Solide-Liquide.**

**Champ des Vitesses en Ecoulement Vertical.**

**Thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur, 1985**

5- Bouvard M., Petkovic S.

**Modification des Caractéristiques d'une Turbulence sous l'Influence de  
Particules Solides en Suspension.**

**La Houille Blanche ,N° 1, 1973.**

6- Bouvard M., Petkovic S.

**Dispersion Verticale de Particules Sphériques en Suspension dans un  
Canal à écoulement Libre Turbulent.**

**Journal of Hydraulic Research vol.23, n°1, 1985**

7- Brigham E.O.

**The Fast Fourier Transform**

Englewood Cliffs, New Jersey.

8- Cho D.Y.

**Mesure du Champ des Vitesses de Mélanges**

**Solide-Liquide par Anémométrie Laser à Effet Doppler.**

Thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur, 1986.

9- Durand R.

**Transport Hydraulique des Graviers et Galets en Conduites.**

La Houille Blanche, N° Spécial,B, 1951

10- Durst F.

**Scattering Phenomena and Their Application  
in Optical Anemometry.**

Von Karman Institut Lecture Series 54, 1973

11- Durst F., Zaré M.

**Laser Doppler Measurements in Two Phase Flows.**

Proc. LDA- Symp., Copenhagen, 1975

12- Eckel A.

**Contribution au Développement de Méthodes de mesure Simultanée  
des Dimensions, des Vitesses et des Concentrations de Particules dans  
les Ecoulements Diphasiques.**

Thèse , Université de Strasbourg, 1983.

13- Einsten A.

**Eine Neue Beistimmung der Molekul-Dimensionen.**

Am. Physik Leipzig, 1906 et 1911.

14- Farmer W.M.

Measurement of Particulate Size, Number Density, and Velocity Using a Laser Doppler Interferometer.

App. Optics, Vo. 11, 1972.

15- Ford T.F.

Viscosity and Fluidity Concentration, Relation Ships for Suspension of Spherical Particales in Newtonian Liquids.

J. Phys. Chem. 64, 1168(1960)

16- Fortier A.

Mécanique des Suspensions.

Masson, 1967.

17- Fraser R., Pack G.J., Santavicca D.A.

An LDV System for Turbulence Scale Measurements.

Expeiments in Fluids 4 , 1986.

18- Furuta T., Tsujimoto S., Toshima M., Okazaki M, Toei R.

Concentration Distribution of Particles in Solid-Liquid Two Phase Flow Through Vertical Pipe.

Memoirs of the Faculty of Engeneering, Kyoto University  
vol XXXVI, Part 4, Oct. 1977.

19- Georges W.K., Lumely J.L.

The Laser-Doppler Velocimeter and its Application to the measurement of Turbulence.

J.F. Mech., vol 60, 1973

20- Govier G.W., Aziz K.

The flow of Complex Mixtures in Pipes.

Van Nostrand Reinhold Company, 1972

21- Hinze J.O.

Turbulence.

2<sup>nd</sup> ed, Mc Graw Hill, New York, 1975.

22- Hust v.d.

Light Scattering by Small Particles.

J. Willy and Sons, New York, 1957.

23- Idrissi B.A.

Écoulement en Conduite de Mélange Solide-Liquide.

Champ des Vitesses en Écoulement Vertical.

Thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur, 1987

24- Keska J., Cieplinsky A.

"Passive Water" Phenomena in Experimental Investigations  
of Hydrotransport Process.

Hydrotransport 6, paper E3, 1976

25- Kowalewski T.A.

Concentration and Velocity Measurements in Flow  
of Droplet Suspension Through a Tube.

Experiments in Fluids 2, 1984.

26- Lee S.L., Durst F.

On the Motion of Particles in Turbulent Duct Flows.

Int. J. Multiphase Flow, vol. 8, n°2, 1982

27- Lismonde B.

Les Anémométries à Laser. Étude de Leurs Caractéristiques.

Réalisation de Prototypes.

Thèse de l'Université de Grenoble, 1976.

- 28- Mc Laughlin, Tiederman  
Biasing Correcting for Individual Realisation of Laser  
Anemometer Measurements in Turbulent Flows.  
Phys. Fluids, vol. 16, 1973.
- 29- Max J.  
Méthodes et Techniques de Traitement du Signal.  
Masson, Paris, 1977
- 30- Mecke R.  
Experimentelle und Theoretische Untersuch über  
Kranzerscheinungen im Homogenen Nebel.  
Ann. d. Physik, Bd. 61/62, 1920.
- 31- Mie G.  
Beitrage zur Optik Truber Medien.  
Ann. D. Physik, vol.25, 1908.
- 32- Mooney M.  
The Viscosity of Concentrated Suspension of Spherical Particules.  
Journal Colloid Science 6, 1951.
- 33- Ohashi A., Sugowara T.  
Average Particule Velocity in Solid-Liquid Two Phase Flow  
Through Vertical and Horizontal Tubes.  
Journal of Chemical Engineering of Japan, vol. 13 n°5, 1980.
- 34- Saffman P.G.  
The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow.  
J. Fluid. Mech., vol.22, 1965.
- 35- Scarlett B., Grimley A.  
Particle Velocity and Concentration Profiles During Hydraulic  
Transport in a Circular Pipe.  
Proc. Hydrotransport 3, Colden, ed. BHRA.

36- Scrivener O.

L'effet Doppler.

Cours LDA - Disa, Mars 1979.

37- Sillin I.A., Pichtchenko, V.F., Ocheretko

Etudes Expérimentales de la Distribution des Vitesses, des Consistances et des Grandeurs de Grains dans la Section de la Conduite Pendant l'Écoulement des courants à deux Phases. Hydrotechni and hydromecanic pp 63 - 69, 1964, ed. Ukdrainian. Ac. of sci. , Kiev. (en Russe).

38- Thomas B.

Viscosity of Suspension.

Proc. 3rd Midwestern Conf. Fluid Mech., June, 1953.

39- Vanoni V.A.

Transportation of Suspended Sediment by Water

American Society of Civil Engineers Paper n° 2267, 1944

40- Wiener C.

Abhandl. Kaiser - Leopold - Carol.

Deut. Akad. Naturforschung, Bd. 73, 1907.

41- Yule A.J., Chigier N.A., Atakan S., Ungut A.

Particle Size and Velocity Measurement by Laser Anemometry. J. Energy, 1, 220, 1977.

42- Zaggler R.

Rhéologie.

Masson et Cie, 1969.

43- Gaster M, Roberts J.B.

Spectral Analysis of Randomly Signals

J. Inst. Maths Applics 15, p.195-216, 1975

## Résumé

Dans ce travail, on présente une méthode expérimentale, basée sur l'anémométrie laser à effet Doppler, permettant la mesure des vitesses et de leurs fluctuations dans un écoulement de suspension solide-liquide en conduite.

Un circuit de logique incorporé dans la chaîne de mesure a permis de distinguer entre les signaux en provenance de la phase continue et ceux des grosses particules.

Les essais expérimentaux ont abouti aux résultats suivants:

- Pour les suspensions de grosses particules, les profils de vitesse montrent l'existence d'une vitesse de glissement solide-liquide qui dépend de la concentration, du diamètre moyen des particules et de la vitesse d'écoulement.
- La présence des particules solides en suspension réduit la turbulence du milieu porteur, par rapport à ce qu'elle serait sans particules.

Enfin, la mise au point d'une méthode utilisant deux volumes de mesure distincts donne des résultats satisfaisants pour la mesure directe des échelles de la turbulence.

## Mots clés

- Ecoulements
- Suspension solide-liquide
- Turbulence
- Vélocimétrie Laser