



HAL
open science

Contribution à l'étude des caractéristiques de combustion isochore d'une suspension de particules solides réactives. Génération de la suspension ; influence de l'état initial du mélange.

Olivier Bozier

► **To cite this version:**

Olivier Bozier. Contribution à l'étude des caractéristiques de combustion isochore d'une suspension de particules solides réactives. Génération de la suspension ; influence de l'état initial du mélange.. Energie électrique. Université de Poitiers, 2004. Français. NNT: . tel-00133153

HAL Id: tel-00133153

<https://theses.hal.science/tel-00133153>

Submitted on 23 Feb 2007

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

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

THESE

Pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'Université de Poitiers

**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE de MECANIQUE et d'AEROTECHNIQUE
&**

FACULTE DES SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUEES

(Diplôme national - arrêté du 30 mars 1992)

Ecole doctorale: Sciences Pour l'Ingénieur

Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par:

Olivier BOZIER

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE
COMBUSTION ISOCHORE D'UNE SUSPENSION DE PARTICULES
SOLIDES REACTIVES.
GENERATION DE LA SUSPENSION ; INFLUENCE DE L'ETAT
INITIAL DU MELANGE.**

Directeur de thèse: **Bernard VEYSSIERE**

Soutenue le : 14 septembre 2004

- JURY -

J.P. VANTELON	Directeur de Recherches CNRS, LCD, Poitiers	Président
R. PRUD'HOMME	Directeur de Recherches CNRS, LMM, Université Paris 6	Rapporteur
L. TEIXEIRA de LEMOS	Professor Coordenador, Escola Superior de Tecnologia, Viseu (Portugal)	Rapporteur
C. CHAUVEAU	Chargé de Recherches CNRS, LCSR, Orléans	Examineur
C. PROUST	Animateur scientifique de la DRA, INERIS	Examineur
B. VEYSSIERE	Directeur de Recherches CNRS, LCD, Poitiers	Examineur
S. SALVADOR	Maître-Assistant, Ecole des Mines, Albi-Carmaux	Invité
B. ZAPPOLI	Responsable du programme science de la matière, CNES	Invité

A ma femme
A ma fille
A mes parents

**Merci à tous
et bonne lecture ...**

C'était trop facile et trop simple comme remerciement. De plus, cela aurait été injuste vis-à-vis des personnes qui ont participé de près ou de loin à ce projet et à celles que j'ai eu l'honneur de rencontrer et de côtoyer tout au long de ces quelques années passées au sein du laboratoire. Ces personnes m'ont beaucoup apporté aussi bien professionnellement que personnellement. Merci donc à M. Champion, directeur du Laboratoire de Combustion et de Détonique, de m'avoir accueilli.

Enorme gratitude à Bernard Veyssière, qui, même après une année de DEA, s'est démené pour m'obtenir les financements nécessaires et qui a dirigé ces travaux. Direction qui ne fut pas de tout repos étant donné mon degré d'aptitude dans la recherche et ma « très grande » habileté à manier la langue de Molière (je n'évoquerai même pas Shakespeare), sans oublier les aléas des travaux expérimentaux et de la très grande « fiabilité » du matériel. Promis, je mettrai des « s » à « particules ».

Merci à MM. Chauveau, Proust, Prud'homme, Lemos, Vantelon, Salvador et Zappoli d'avoir accepté d'être membre du Jury tout en sachant que cela leur coûterait quelques heures lors de vacances estivales ô combien méritées pour lire ce manuscrit. Remerciements à MM Lemos et Prud'homme pour avoir endossé les rôles de rapporteurs et à M. Vantelon celui de Président du Jury. Un merci particulier à M. Lemos pour s'être replongé dans la langue française.

Je tiens aussi à remercier Philippe Blondel. Ensemble nous avons testé divers papiers essuie-tout, produits lave-vitre et anti-poussière, nous avons vissé et dévissé un nombre incalculable de fois, le stock de boulons et de tiges filetées de l'atelier s'en souvient encore. Nous nous sommes aussi beaucoup intéressés à la très haute tension. Nous avons cependant eu l'occasion de faire quelques expériences, 3812 en tout si mon compte est bon. Je ne tiens bien sûr pas compte de toutes les tentatives avortées qui porteraient le compte bien au-delà de 10 000. Merci à Alain Claverie, qui par sa très grande connaissance en diagnostic optique, nous a permis de limiter les expériences ratées en PIV et LDV. Par la même occasion, j'ai beaucoup appris dans ce domaine à ses côtés.

Cette étude n'aurait pas été très loin sans les interventions de René Charpentier, Yves Foix, Pascal Grellier, Guy Morin et Yves Sécheret. Ils ont tout les cinq trempés dans l'élaboration des dispositifs expérimentaux. Mais là où je leur en suis le plus grés c'est qu'ils ont été patients avec moi, ils m'ont montré et expliqué quantité de choses de leurs métiers.

Ces quelques années au laboratoire ne se sont pas restreintes aux travaux de recherches. Il y a eu mon travail à l'IUT dont je remercie toute l'équipe pour ces trois années très intéressantes, formatrices et agréables : Jean-Louis Carreau, Jean-Pierre Garo, Francis

Roger et Jean-Michel Souil, pour ne citer qu'eux. On ne peut parler de thèse sans doctorants. Je les remercie tous, Amine, Andres, Arnaud, Arnaud, Cédric, Deanna, Francky, Gabriel, Gérald, Guillaume, Jacques, Julien, Marie, Michel-Olivier, Pierre, Rémy, Sébastien et Thomas, pour tout les moments passés ensemble. Bon courage à ceux qui doivent soutenir (NB : Rémy, ton chef a dit : 1 page par jour, tu dois en avoir au moins 120 à l'heure où j'écris ceci). Un grand merci à l'un d'entre eux, Gérald Debenest. Il a toujours été présent auprès de moi pour le travail, mais aussi dans la vie de tous les jours. Nous avons eu le bonheur de vivre avec nos familles des instants formidables.

Merci enfin à vous autres qui avez participé de près ou de loin. Merci Baldéo, Françoise, Henry, Jacques, Jocelyne, Marc, Monique,... . Petit clin d'œil à l'AFVL. Merci aux voisines et à Rubis qui ont pris soins de ma femme durant cette dernière année de rédaction, ainsi que mes beaux-parents. Je remercie aussi mon beau-frère David, qui, de Finlande, a essayé de me distraire à l'aide de moyens que je préfère taire (Eh oui M. Baillargeat, ton catalogue d'image n'est rien comparé au sien...). Merci, merci à mes parents pour tout ce qu'ils ont fait pour moi et qui m'ont permis d'en arriver là aujourd'hui.

Voilà, je m'arrêtera là, mais je ne pouvais faire moins. J'ai passé des années merveilleuses, faites de nouvelles connaissances qui pour certaines sont devenues des amis, mais surtout, j'ai rencontré au laboratoire celle qui est devenue ma femme. Elle m'a soutenu depuis le début, aidé à certains moments et supporté mes changements d'humeur. Même avec tout cela, elle m'a donné le plus beau des cadeaux : notre fille Andrea. Encore merci à Audrey et à mes parents.

Sommaire

NOMENCLATURE	3
CHAPITRE I INTRODUCTION	7
I.1 INTRODUCTION.	7
I.2 RAPPEL DE QUELQUES PARAMETRES CARACTERISANT LA COMBUSTION ISOCHORE.	9
I.3 SITUATION ACTUELLE.	12
I.4 OBJECTIFS DE L'ETUDE.....	17
CHAPITRE II DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX GENERALEMENT EMPLOYES	18
II.1 LES ENCEINTES UTILISEES POUR L'ETUDE DE LA COMBUSTION DANS LES SUSPENSIONS GAZ-PARTICULES SOLIDES.	18
II.2 LES SYSTEMES DE GENERATION DE SUSPENSION.	25
II.3 CAS PARTICULIER DES EXPERIENCES EN MICROGRAVITE.....	35
II.4 CONCLUSION.....	36
CHAPITRE III CONDITIONS EXPERIMENTALES	38
III.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DE LA GENERATION DE LA SUSPENSION DE PARTICULES SOLIDES DANS UNE ENCEINTE CLOSE.	38
III.2 CARACTERISTIQUES DU MILIEU BIPHASIQUE ETUDIE.....	43
III.3 METHODES DE DIAGNOSTIC.	45
CHAPITRE IV RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LES MECANISMES DE DISPERSION DES PARTICULES SOLIDES.	55
IV.1 EVOLUTION DE LA PRESSION DANS LA CHAMBRE LORS DU PROCESSUS DE DISPERSION.....	55
IV.2 EVOLUTION DU CHAMP AERODYNAMIQUE GENERE DANS LA CHAMBRE PAR LE DISPOSITIF DE GENERATION DE LA SUSPENSION.	60
IV.3 ETUDE DE LA DISPERSION DES PARTICULES DANS L'ENCEINTE.....	90
IV.4 CONCLUSION.....	114
CHAPITRE V COMBUSTION DU MELANGE DIPHASIQUE.....	116
V.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DE LA COMBUSTION DU MELANGE DIPHASIQUE.....	116
V.2 ETUDE DE LA COMBUSTION DU MELANGE METHANE-AIR STOECHIOMETRIQUE .	119
V.3 ETUDE DE LA COMBUSTION DU MELANGE AMIDON-AIR	129
V.4 CONCLUSIONS	137

CHAPITRE VI CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES.	139
VI.1 RAPPEL DE L'ETUDE.	139
VI.2 CONCLUSIONS GENERALES.	140
VI.3 PERSPECTIVES.	141
BIBLIOGRAPHIE	142
ANNEXE A REGLAGES PIV ET LDV	148
A.1 VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES.	148
A.2 ANEMOMETRIE DOPPLER LASER.	151
ANNEXE B RESULTATS PIV	154
B.1 PLANS VERTICAUX 4 ET 5.	154
B.2 PLAN HORIZONTAL 1	163
B.3 PLAN HORIZONTAL 2	172
B.4 PLAN HORIZONTAL 3.	181
ANNEXE C RESULTATS LDV	190
ANNEXE D EVOLUTION DE L'INTENSITE LUMINEUSE DIFFUSEE	199
ANNEXE E CARACTERISTIQUES DE L'AMIDON	201
E.1 PROPRIETES PHYSIQUES DE L'AMIDON.	201
E.2 CARACTERISTIQUES CHIMIQUES DE L'AMIDON.	205
TABLE DES ILLUSTRATIONS	208
TABLE DES MATIERES	211

Nomenclature

Notations

a	Rayon des particules	m
a ₃₂	Rayon de Sauter	m
C ₁	Capteur de pression 1	
C ₂	Capteur de pression 2	
c _p	Capacité calorifique massique à pression constante	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
c _v	Capacité calorifique massique à volume constant	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
\bar{d}	Diamètre statistique des particules	m
d ₂	Diamètre associé à la surface des particules	m
d ₃	Diamètre associé au volume des particules	m
d ₃₂	Diamètre de Sauter	m
d _p	Diamètre de particules	m
D	Diamètre hydraulique du cylindre	m
$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$	Taux maximum de montée de pression (enceinte close)	Pa.s ⁻¹
E _{min}	Energie minimale d'inflammation	J
f _D	Fréquence Doppler	Hz
g	Accélération du champ de pesanteur : 9,81 m.s ⁻²	m.s ⁻²
I	Intensité de turbulence PIV	m.s ⁻¹
i	Interfrange	m
IL	Intensité lumineuse diffusée	
IL ₀	Intensité lumineuse diffusée par une suspension de concentration σ_{disp}	
IL _c	Intensité lumineuse diffusée corrigée	
$\overline{IL_c}$	Intensité lumineuse diffusée corrigée moyenne	
IT	Intensité de turbulence LDV	m.s ⁻¹
K	Coefficient d'extinction	
K _G	Coefficient de la « loi cubique » de Bartknecht pour un mélange gazeux	Pa.m.s ⁻¹
K _{St}	Coefficient de la « loi cubique » de Bartknecht pour un mélange hétérogène gaz-particules solides	Pa.m.s ⁻¹
L	Longueur du cylindre	m
L _{ext}	Longueur d'extinction	m
\mathcal{M}	Masse volumique	g
m _b	Masse des gaz brûlés à l'instant t	g
m _i	Masse initiale du mélange	g
n _{pi}	Nombre de mesure de la vitesse dans l'intervalle Δt pour le cycle i en LDV	
P	Pression instantanée	Pa
P ₀	Pression de référence : 1,013.10 ⁵ Pa	Pa
P _{C1}	Pression dynamique relevée par C ₁	Pa
P _{C2}	Pression dynamique relevée par C ₂	Pa
P _i	Pression initiale du mélange	Pa
P _{max}	Pression maximale d'explosion (enceinte close)	Pa
P _{ri}	Pression relative initiale dans le réservoir auxiliaire	Pa
P _v	Pression maximale théorique de combustion adiabatique isochore	Pa
P _{τ_{\max}}	Pression à l'instant τ_{\max}	Pa
Q _e	Efficacité énergétique d'extinction	

Nomenclature

R	Rayon de la chambre	m
S	Section droite	m ²
\bar{S}	Section droite moyenne	m ²
S _c	Vitesse de combustion	m.s ⁻¹
S _{c0τmax}	Vitesse de combustion à l'instant où le taux de montée en pression est maximal rapportée à T ₀ et P ₀	m.s ⁻¹
S _{cτmax}	Vitesse de combustion à l'instant où le taux de montée en pression est maximal	m.s ⁻¹
S _e	Section droite d'extinction	m ²
S _t	Vitesse de flamme turbulente	m.s ⁻¹
S _u	Vitesse fondamentale de flamme	m.s ⁻¹
S _{u0τmax}	Vitesse fondamentale de flamme à l'instant où le taux de montée en pression est maximal rapportée à T ₀ et P ₀	m.s ⁻¹
S _{uτmax}	Vitesse fondamentale de flamme à l'instant où le taux de montée en pression est maximal	m.s ⁻¹
t ₁	Instant de début de montée en pression pour C ₁	s
t ₂	Instant de début de montée en pression pour C ₂	s
t _{acq}	Instant d'acquisition des données	s
t _{C1M1}	Instant du premier maximum de P _{C1}	s
t _{C1M2}	Instant du second maximum de P _{C1}	s
t _{C1min}	Instant du minimum P _{C1}	s
t _{C2Max}	Instant du maximum de P _{C2}	s
t _{cev}	Temps d'ouverture de la vanne électropneumatique	s
t _d	Instant de début de la dispersion des particules dans l'enceinte	s
t _{inf}	Délai d'inflammation	s
t _{pmax}	Instant du maximum de la pression d'explosion	s
t _r	Instant de rencontre des deux fronts de particules	s
t _{φ1}	Instant de fin de la première phase en LDV	s
t _{φ2}	Instant de fin de la seconde phase en LDV	s
t _{τmax}	Instant du maximum du taux de montée en pression	s
T ₀	Température de référence : 298,16 K	K
T _i	Température initiale des gaz frais	K
T _{inf}	Température d'inflammation	K
T _{τmax}	Température à l'instant τ _{max}	K
$\vec{U} \begin{matrix} u \\ v \\ w \end{matrix}$	Vitesse moyenne statistique de norme U	m.s ⁻¹
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	Vitesses moyennes statistiques spatiales selon les directions $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	m.s ⁻¹
$\vec{U}_x, \vec{U}_y, \vec{U}_z$	Vitesses moyennes statistiques temporelles de normes U _x , U _y , U _z selon les directions $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$, respectivement	m.s ⁻¹
$\overline{U_{xc}}, \overline{U_{yc}}, \overline{U_{zc}}$	Vitesses moyennes temporelles de cycle selon les directions $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	m.s ⁻¹
$\overline{U_{xe}}, \overline{U_{ye}}, \overline{U_{ze}}$	Vitesses moyennes temporelles d'ensemble selon les directions $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$, noté U _x , U _y et U _z par commodité	m.s ⁻¹
$U'_{xc}, U'_{yc}, U'_{zc}$	Fluctuations de vitesse statistiquement aléatoire de cycle selon les directions $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	m.s ⁻¹

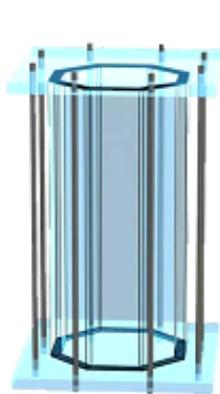
$U'_{xe}, U'_{ye}, U'_{ze}$	Fluctuations de vitesse statistiquement aléatoire d'ensemble selon les directions $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	$m.s^{-1}$
U_{xk}	$k^{i\text{ème}}$ mesure de la vitesse U_x	$m.s^{-1}$
U_{ch}	Vitesse de chute des particules	$m.s^{-1}$
V	Volume d'une enceinte fermée	m^3
V_d	Volume disponible pour une particule	m^3
V_p	Volume d'une particule	m^3
\overline{V}_p	Volume moyen d'une particule	m^3
α	Coefficient de sensibilité de S_u à la température	
β	Coefficient de sensibilité de S_u à la pression	
Δt	Intervalle de temps pour le calcul d'une valeur moyenne de la vitesse en LDV	s
Δt_r	Délai de rencontre des deux fronts de particules	s
δt	Ecart entre deux images successives en PIV	s
ϕ	Diamètre	m
Φ_{disp}	Richesse correspondant à la concentration σ_{disp}	
γ	Rapport des capacités calorifiques massiques	
λ	Longueur d'onde	m
μ_g	Viscosité dynamique des gaz	$kg.s^{-1}.m^{-1}$
θ	Angle de croisement des faisceaux en LDV	°
ρ	Masse volumique des gaz frais à l'instant t	$g.m^{-3}$
ρ_b	Masse volumique des gaz brûlés à l'instant t	$g.m^{-3}$
ρ_i	Masse volumique initiale des gaz frais	$g.m^{-3}$
ρ_p	Masse volumique des particules	$g.m^{-3}$
σ	Concentration nominale en particules solides	$g.m^{-3}$
σ_{disp}	Concentration disponible en particules solides	$g.m^{-3}$
σ_{min}	Concentration à la limite inférieure d'inflammabilité	$g.m^{-3}$
σ_r	Concentration réelle en particules solides	$g.m^{-3}$
χ_i	pourcentage de particules appartenant à la classe de diamètre moyen d_{pi}	%

Abréviations et acronymes

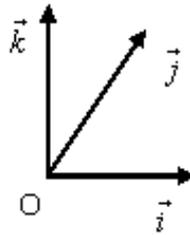
2D	2 Dimensions
LDV	Anémométrie Laser Doppler (Laser Doppler Velocimetry)
ARIA	Analyses, Recherche et Information sur les Accidents
AZF	AZote de France
BARPI	Bureau d'Analyse des Risques et des Pollutions Industrielle
BSA	Analyseur de spectre (Burst Spectrum Analyzer)
CCD	Capteur à transfert de charge (Charge Coupled Device)
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
ESA	Agence spatiale Européenne (European Space Agency)
GPIB	Bus/Interface de transfert de données (General Purpose Information/Interface Bus)
GPL	Gaz de Pétrole Liquéfié
PC	Ordinateur (Personal Computer)

PIV	Vélocimétrie par image de particules (Particle Image Velocimetry)
PMMA	Polymethyl Methacrylate (Altuglass®, Plexiglass®)
TTL	Logique transistor-transistor
USBM	United States Bureau of Mines
USGS	United States Geological Survey
ZARM	Zentrum für Angewandte Raumfahrttechnologie und Microgravitation. (Center of Applied Space Technology and Microgravity)

Repère



\vec{i} abscisse x
 \vec{j} ordonnée y
 \vec{k} altitude z
O : centre de la chambre



CHAPITRE I Introduction

I.1 Introduction.

Des catastrophes comme celle de Seveso (Italie, 1976) ou de Tchernobyl (Ukraine, 1986), des accidents comme celui du silo de Blaye (France, 1997), ou encore plus récemment l'explosion de l'usine AZF à Toulouse (France, 2001), ont sensibilisé les autorités et les populations aux risques liés à certaines activités industrielles (chimie, pétrole, industrie pyrotechnique, agroalimentaire, etc.). L'accident de Seveso en Italie le 10 juillet 1976 (emballement réactionnel dans une unité de chlorophénols et rejet à l'atmosphère de dioxines) a entraîné une prise de conscience des autorités des pays industrialisés sur le risque technologique majeur. Le 24 juin 1982 était ainsi adoptée une directive européenne relative aux risques d'accidents industriels majeurs. Cette directive, appelée communément directive SEVESO, demandait aux états membres de mettre sur pied une procédure de notification par les industriels d'informations relatives aux risques.

Les risques concernent un grand nombre d'activités industrielles. Généralement ce sont les industries liées à la manipulation (fabrication, emploi, stockage) de substances dites dangereuses (substances explosibles, comburantes, extrêmement inflammables, facilement inflammables, inflammables, très toxiques, toxiques, nocives, corrosives, irritantes, sensibilisantes, cancérogènes, mutagènes, toxiques pour la reproduction et dangereuses pour l'environnement selon article R 231-51 du Code du Travail) qui sont impliquées, mais pas uniquement, comme par exemple le cas des silos de céréales. Des installations comme les raffineries, les sites pétrochimiques, les usines chimiques, les dépôts pétroliers et les dépôts d'explosifs sont à risques majeurs et soumises à la directive SEVESO 2. Toutefois, certaines installations présentent des risques notables d'accidents sans relever actuellement de la directive SEVESO 2 : il s'agit notamment d'établissements de la chimie fine, d'installations frigorifiques employant l'ammoniac (abattoirs, brasseries, etc.), des stockages de GPL ou de liquides inflammables. A ces installations, on ajoute le cas des entrepôts de grande taille, où la présence de produits combustibles voire toxiques est susceptible d'engendrer des sinistres ayant des conséquences mécaniques, thermiques ou toxiques sur une grande zone, ce qui était le cas par exemple de l'usine AZF.

Le ministère de l'environnement a mis en place en France en 1992 le BARPI, le Bureau d'Analyse des Risques et des Pollutions Industrielles pour centraliser et analyser les données relatives aux événements accidentels et diffuser les enseignements tirés de l'analyse de ces événements. Ce bureau a également été chargé par la commission économique pour

l'Union Européenne de gérer et de valoriser les informations sur les accidents qui lui sont notifiés par les pays membres. Toutes ces informations constituent la base de données ARIA (Analyses, Recherche et Information sur les Accidents).

De Août 1997, après l'accident survenu dans le silo de Blaye (11 morts et 1 blessé), à Décembre 2002, le BARPI a recensé, en tout, 124 accidents survenus dans des silos français (hors bois et plastiques). Six d'entre eux ont entraîné au total le décès de 6 personnes. Le plus souvent donc, les conséquences se limitent à des dommages matériels internes avec la perte d'une partie des matières stockées, grâce aux procédures de sécurité mises en place dans les installations. Ces procédures permettent l'intervention rapide des secours. De plus, face aux risques d'explosion, des périmètres de sécurité sont fréquemment mis en place par les services de secours, ce qui limite encore les risques. Ces mesures sont justifiées par l'importance des explosions susceptibles de résulter de l'allumage d'une quantité importante de poussières remises en suspension dans des volumes confinés.

Depuis 1785 avec l'explosion d'un moulin à farine à Turin, premier accident répertorié, jusqu'au 27 mai 2003 avec l'incendie dans une malterie à Nogent sur Seine, dernier accident recensé par le BARPI, d'énormes progrès ont été réalisés quand à la sécurisation de ce type d'installation. On arrive maintenant à définir l'origine de la déflagration et agir le plus rapidement possible afin de limiter l'étendue des dégâts, ce qui n'était pas le cas au XIX^{ème} siècle. On pensait à l'époque et jusque vers la fin du XIX^{ème} siècle que les explosions étaient dues à la présence de gaz inflammable dans l'environnement. Les premiers travaux notoires consacrés au sujet sont ceux de Faraday et Lyell en 1845 [26]. Ils avaient été mandatés par le « Home Office » pour étudier l'explosion qui avait eu lieu dans la mine de Haswell faisant 99 morts le 28 septembre 1844. Mais, il a fallu attendre le début des années 1900 et le dramatique accident de la mine des Courrières en France, accident qui coûta la vie à 1099 personnes, pour que l'étude de ces phénomènes soit entreprise de manière plus intensive.

L'évolution industrielle a entraîné un plus grand besoin pour la société de produits pulvérulents. Ils sont utilisés pour la production d'énergie, dans les systèmes propulsifs, dans les industries métallurgiques, chimiques, pharmaceutiques et agro-alimentaires, Tous ces domaines sont confrontés à des risques d'explosion, risques accrus avec l'extraction, le transport, le stockage et la manipulation de fines particules solides. Il apparaît donc nécessaire de limiter ces risques dans les installations ou tout du moins d'être capable de prédire les effets sur l'environnement. La grande difficulté (cf. §I.3.1) à réaliser des expériences sur la combustion des mélanges gaz-particules solides réduit le nombre de résultats. Les connaissances sur les milieux mettant en jeu de fines particules solides restent insuffisantes. Il

est donc nécessaire de poursuivre des travaux sur les mécanismes de la propagation de la combustion dans des milieux contenant des produits pulvérulents.

I.2 Rappel de quelques paramètres caractérisant la combustion isochore.

Les premières recherches systématiques sur la combustion de suspensions de particules solides sont déjà anciennes et remontent aux travaux effectués au US Bureau of Mines (USBM) à partir 1908 [69]. La grande majorité des travaux expérimentaux effectués depuis lors l'ont été dans des enceintes closes, sphériques ou cylindriques de faible allongement ($L/D \sim 1$).

I.2.1 Vitesse fondamentale de flamme laminaire.

Dans le cas des enceintes closes, Bradley et al. [11] ont montré pour les mélanges gazeux qu'il est possible de déterminer la vitesse fondamentale de flamme S_u (Vitesse normale au front de flamme de consommation des gaz frais) sans avoir besoin de connaître la valeur de la célérité de la flamme (Vitesse du front de flamme dans un repère fixe). Cette méthode nécessite de connaître l'évolution de la pression à l'intérieur de la chambre et de faire quelques hypothèses :

- La fraction massique des gaz brûlés est une fonction linéaire de la pression (Lewis et al. [52]).

$$\frac{m_b}{m_i} = \frac{P - P_i}{P_v - P_i} \quad (I.1)$$

avec m_b la masse des gaz brûlés à l'instant t , m_i la masse initiale du mélange, P_v la pression maximale théorique de combustion adiabatique à volume constant, P_i la pression initiale du mélange et P la pression instantanée dans la chambre.

- Hypothèse de gaz parfaits et de compression isentropique.

$$\rho = \rho_i \cdot \left(\frac{P}{P_i} \right)^{1/\gamma} \quad (I.2)$$

où ρ est la masse volumique des gaz frais à l'instant t , ρ_i est la masse volumique initiale des gaz frais et γ le rapport des capacités calorifiques massiques c_p/c_v des gaz frais moyen.

- Flamme sphérique.

Toutes les variables intervenant dans la détermination de la vitesse fondamentale de flamme peuvent ainsi être exprimées en fonction de la pression. S_u peut donc être obtenue en connaissant uniquement l'évolution de la pression au cours du temps avec la relation :

$$S_u = \frac{R}{3(P_v - P_i)} \left(\frac{P(t)}{P_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \left(1 - \left(\frac{P(t)}{P_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \frac{P_v - P(t)}{P_v - P_i} \right)^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{dP(t)}{dt} \right) \quad (I.3)$$

où R est le rayon de la chambre.

La vitesse fondamentale de flamme déterminée à l'aide de la relation (I.3) évolue en fonction de l'avancement de la combustion. Afin de pouvoir comparer sa valeur d'une expérience à une autre, on se place généralement à un instant précis pour la calculer. Souvent, on choisit l'instant $t_{\tau \max}$ où la pente de la courbe de pression est maximale. A cet instant, on calcule $S_{u\tau \max}$ à l'aide de la relation suivante :

$$S_{u\tau \max} = \frac{R}{3(P_v - P_i)} \left(\frac{P_{\tau \max}}{P_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \left(1 - \left(\frac{P_{\tau \max}}{P_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \frac{P_v - P_{\tau \max}}{P_v - P_i} \right)^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{dP}{dt} \right)_{\max} \quad (I.4)$$

avec $P_{\tau \max}$ la pression à l'instant $t_{\tau \max}$.

De plus, les conditions initiales de pression et de température ne sont pas toujours les mêmes entre différentes expériences, il faut rapporter la valeur de la vitesse fondamentale de flamme obtenue dans les conditions initiale de référence $T_0 = 298,16 \text{ K}$ et $P_0 = 1,013.10^5 \text{ Pa}$. On détermine ainsi $S_{u0\tau \max}$ avec la relation proposée par Iijima et al. [41] :

$$S_{u0\tau \max} = \frac{S_{u\tau \max}}{\left(1 + \beta \log \frac{P_{\tau \max}}{P_0} \right) \left(\frac{T_{\tau \max}}{T_0} \right)^\alpha} \quad (I.5)$$

α et β étant respectivement les coefficients de sensibilité de S_u à la température et à la pression. $T_{\tau \max}$ est la température à l'instant où le taux de montée en pression est maximal. Cette dernière est obtenue avec la loi de compression isentropique (Metgalchi et al. [55]) :

$$\frac{T_{\tau \max}}{T_i} = \left(\frac{P_{\tau \max}}{P_i} \right)^{\gamma - \frac{1}{\gamma}} \quad (I.6)$$

I.2.2 Paramètres mesurés, taux de montée en pression, indices.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la détermination de la vitesse fondamentale de flamme nécessitait de faire certaines hypothèses. Or expérimentalement, il est assez difficile de les vérifier. Le plus souvent, on les suppose vraies. De plus, le calcul de S_u peut se faire à tout instant lors de la propagation de la flamme. Il se pose donc le problème de choisir un instant caractéristique. Ainsi, par facilité, la plupart des études menées au début de XX^{ème} siècle, déterminaient des paramètres simples comme :

- la pression maximale, P_{\max} et le taux maximum de montée de pression, $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ lors d'explosions à volume constant,
- l'énergie minimale d'inflammation, E_{\min} , la température d'inflammation, T_{\inf} , la concentration de poussière minimum σ_{\min} pour obtenir une explosion.

En 1961, pour classer les poussières en fonction du risque d'explosion qu'elles représentent, l'USBM [42] a défini à partir des paramètres précédents deux indices :

$$\text{indice d'explosibilité} = \frac{\left(E_{\min} T_{\inf} \sigma_{\min} \right)_{\text{Charbon Pittsburg}}}{\left(E_{\min} T_{\inf} \sigma_{\min} \right)_{\text{Echantillon étudié}}} \quad (\text{I.7})$$

$$\text{sévérité de l'explosion} = \frac{\left(P_{\max} \left(\frac{dP}{dt} \right)_{\max} \right)_{\text{Echantillon étudié}}}{\left(P_{\max} \left(\frac{dP}{dt} \right)_{\max} \right)_{\text{Charbon Pittsburg}}} \quad (\text{I.8})$$

Ces indices empiriques sont destinés aux applications pratiques dans l'industrie.

I.2.3 Loi « cubique ».

Les grandeurs précédentes (cf. §I.2.2) sont fortement dépendantes des conditions expérimentales. Bartknecht ([7], [8]) a proposé une loi empirique d'échelle, dite « loi cubique », à partir de résultats expérimentaux obtenus dans plusieurs configurations lors de la

combustion de mélanges gazeux. Il définit un coefficient K_G , liant $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ et le volume V de l'enceinte :

$$K_G = \left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max} V^{1/3} \quad (I.9)$$

Selon Bartknecht, K_G doit rester constant pour un mélange donné si la géométrie de l'enceinte, la composition, la pression initiale et l'énergie d'inflammation restent inchangées. Le modèle physique développé par Eckhoff [21] énonce que, pour des mélanges gazeux identiques et dont la vitesse de propagation est identique dans les différentes bombes, la loi cubique n'est valide que si la flamme est mince, laminaire et sphérique.

Expérimentalement, la loi cubique a aussi été vérifiée pour les mélanges hétérogènes gaz-particules solides. La même corrélation entre $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ et V permet de définir un coefficient K_{St} (St pour Staub, qui veut dire poussière) :

$$K_{St} = \left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max} V^{1/3} \quad (I.10)$$

Cependant, il a été montré par analyse théorique ([21], [50]) que K_{St} , dans le cas de mélanges identiques mais dans des enceintes de volumes différents, est constant, mais uniquement dans le cas de flammes minces (par rapport au rayon de la chambre) et lorsque la turbulence de la flamme et $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ sont identiques. Il est donc en fait hasardeux de comparer deux expériences concernant la combustion d'un même mélange dans deux enceintes différentes en se basant uniquement sur K_{St} . Il est nécessaire de prendre en compte d'autres données comme la turbulence du mélange initial.

I.3 Situation actuelle.

I.3.1 Introduction.

Il y a très peu de données concernant la propagation des flammes dans les mélanges hétérogènes, comparativement au cas des mélanges gazeux homogènes. Ceci s'explique en partie par les difficultés rencontrées pour générer une suspension de particules solides dans un milieu gazeux, de caractéristiques bien contrôlées et uniformément répartie dans l'enceinte

expérimentale. Dans des conditions de gravité normale, les particules chutent (sédimentation) et se déposent sur les parois inférieures des enceintes expérimentales. Il est donc nécessaire d'employer un dispositif de mise en suspension permettant de contrer les effets de la gravité. Mais ce résultat est obtenu en générant une turbulence élevée, ce qui se traduit par l'existence d'importants gradients de composition dans le milieu initial et une mauvaise reproductibilité des conditions expérimentales.

Outre cette difficulté à générer une suspension de particules solides, d'autres facteurs interviennent aussi sur les mécanismes de propagations des flammes dans les mélanges hétérogènes gaz-particules (cf. Figure I-1) : forme et dimensions de l'enceinte, niveau de turbulence utilisé pour la dispersion des particules solides, type d'allumage utilisé et position à l'intérieur de la chambre,

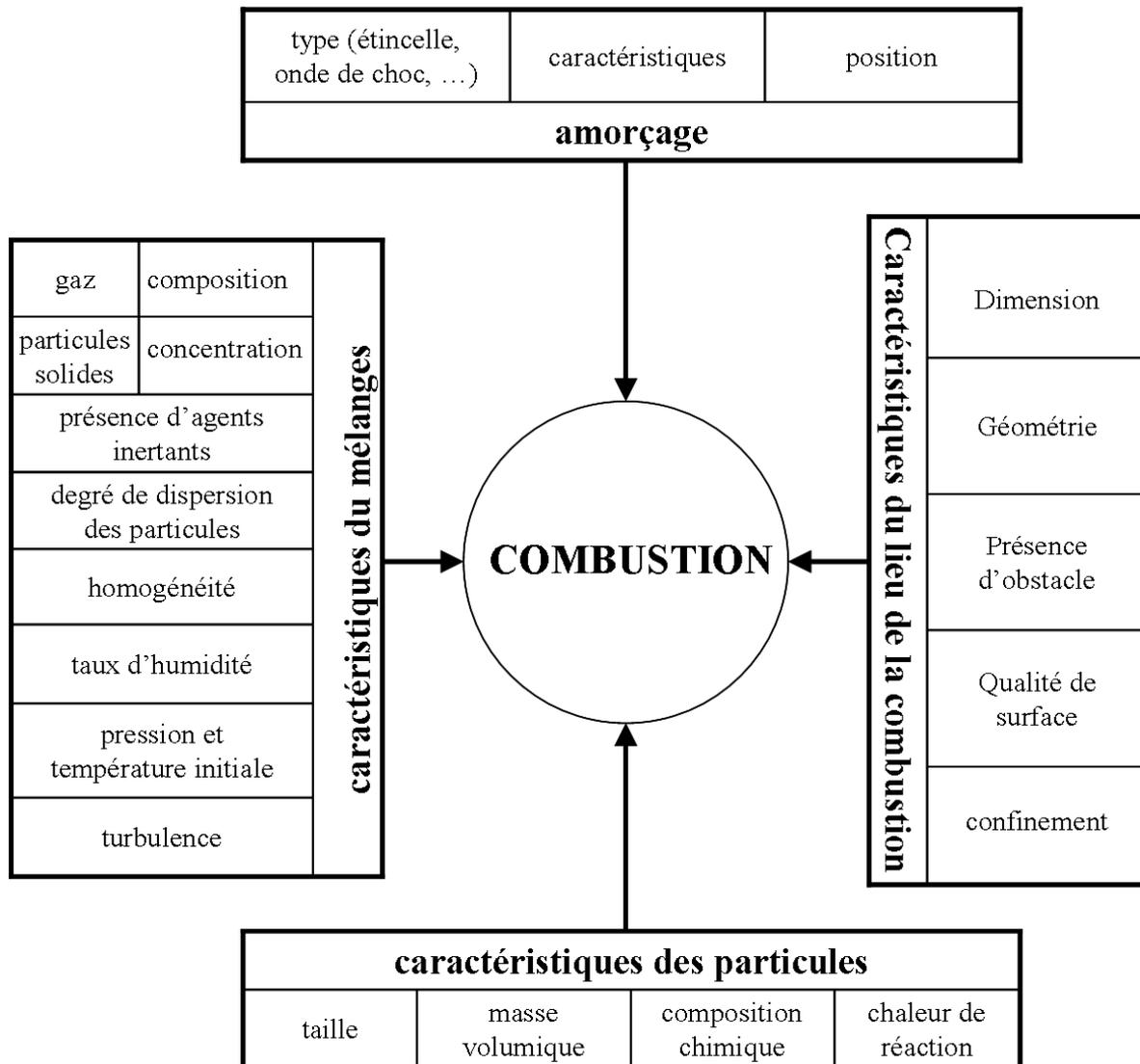


Figure I-1 - Principaux facteurs influençant la combustion des mélanges gaz – particules solides (d'après WOLANSKI [80]).

Comme indiqué ci-dessus, les mesures de caractéristiques comme K_{St} sont très sensibles aux conditions expérimentales. Ceci explique certainement le fait qu'il existe une grande dispersion des données pour K_{St} ([1], [9], [50], [57], [75]). Des travaux, en nombre limité se sont attachés à déterminer certaines données fondamentales sur la combustion des mélanges gaz-particules solides comme la vitesse fondamentale de flamme laminaire ([31], [54], [58]), l'énergie minimale d'inflammation ([20], [39]), la distance de coincement ([30], [43], [61]) et l'épaisseur de la flamme ([30], [43], [54]). Ces études ont essentiellement été réalisées avec comme particules l'aluminium, l'amidon et le charbon pulvérisé.

La vitesse fondamentale de flamme déterminée pour les suspensions de charbon pulvérisé dans ces études est comprise entre 6 et 80 cm/s, entre 6 et 35 cm/s pour un mélange amidon-air et entre 15 et 30 cm/s avec l'aluminium. Ses valeurs varient en fonction de la concentration en particules solides, de la taille des particules, du dispositif expérimental utilisé, de la turbulence, Il en est de même pour l'énergie minimale d'inflammation, la distance de coincement et l'épaisseur de flamme dont les valeurs varient en fonction des paramètres présentés Figure I-1. On relève par exemple des valeurs de l'énergie minimale d'inflammation comprises entre 1 mJ et 60 mJ pour des suspensions de particules d'aluminium, entre 70 et 300 mJ pour le charbon pulvérisé et d'environ 30 mJ pour un mélange amidon-air. Dans le cas de suspensions de particules d'amidon, Jarosinski et al. [43] indiquent des distances de coincement minimum de 5,5 mm et 7 mm selon Proust [62]. Ils déduisent ainsi des épaisseurs minimales de flamme respectivement de 2,8 mm et 3,5 mm.

1.3.2 Etudes récentes réalisées à gravité terrestre.

Les travaux de Jarosinski et al. ([43], [44]), Kauffman et al. [47], Pu et al. ([63], [64], [65], [66]) et Tai et al. ([75], [76]) ont entrepris de rechercher une corrélation entre la turbulence initiale dans l'enceinte et les caractéristiques de la combustion (P_{max} , S_t , K_{St}). La turbulence, générée par le dispositif de dispersion des particules, est mesurée uniquement au centre de leur chambre. La vitesse de flamme présentée dans ces études est obtenue par visualisation directe en suivant l'évolution du front de flamme sur les premiers instants. Elle est appelée vitesse de flamme turbulente S_t . Ces études ont montré, entre autre, que les caractéristiques principales de la combustion (P_{max} , K_{St} et S_t) augmentaient avec l'intensité de la turbulence.

Selon Pu [64], une flamme quasi-laminaire, se propageant dans un mélange gazeux ou dans un mélange hétérogène gaz-particules solides, peut être considérée comme adiabatique,

dans la première phase de propagation de la flamme avant qu'elle ne touche les parois de la chambre. Les différents travaux de Pu et al. ([63], [64], [65], [66]) montrent que la vitesse de flamme turbulente S_t varie linéairement avec l'intensité de turbulence, dans la limite où $0,1 < IT < 3$ m/s. Ceci étant en accord avec la relation proposée par Shchelkin et al. [70] entre IT et S_t dans le cas des mélanges gazeux :

$$S_t \approx kS_u + IT \quad (I.11)$$

où k est un coefficient qui peut être déterminé selon Shchelkin et al. [70] de la manière suivante :

$$k = 1 + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\rho}{\rho_b - 1} \quad (I.12)$$

avec ρ et ρ_b respectivement la masse volumique des gaz frais et des gaz brûlés.

Les travaux de Pu et al. montrent que les caractéristiques de combustion (P_{\max} , $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$, S_t) sont similaires pour les mélanges amidon-air et pour les mélanges pauvres méthane-air (5,5-6% de méthane) et ce quel que soit le dispositif expérimental utilisé.

De son côté, Jarosinski ([43], [44]) a montré que la pression d'explosion maximale dans l'enceinte est du même ordre de grandeur pour les mélanges gaz-particules solides et pour les mélanges méthane-air. Cependant, la valeur maximale du taux de montée en pression pour les mélanges gaz-particules solides équivaut au tiers du taux de montée en pression pour les mélanges méthane-air. Ils expliquent ceci par une combustion partielle du mélange gaz-particules solides dans l'enceinte. En effet, ils estiment, par exemple dans le cas d'un mélange gaz-particules solides stoechiométrique, que seulement 60% des particules participent à la combustion. Ceci est, en fait, essentiellement dû à l'inhomogénéité du mélange avec la présence de zones très riches en particules. De plus, ils ont aussi remarqué que les valeurs de P_{\max} et de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ sont fortement influencées par les transferts de chaleurs aux parois.

I.3.3 Cas de la microgravité.

Pour tenter de s'abstraire de l'effet de la gravité sur les particules solides en suspension, Ballal [6] a entrepris des études expérimentales de propagation de flammes dans les suspensions de particules solides en 1983 dans des conditions de microgravité. Les travaux existant en ce domaine (en conditions de microgravité) datent de moins de 10 ans et sont en

nombre limité : Colver et al. ([16], [17], [18]), Goroshin et al. ([32], [33], [51]), Jarosinski et al. ([45], [46]), Kobayashi et al. ([34], [49]) et Pu et al. [67].

Colver et al. ([16], [17], [18]) et Goroshin et al. ([32], [33], [51]) mesurent les distances de coïncement, les limites d'inflammabilité et les vitesses de flammes pour différents types de particules métalliques (aluminium, titane, fer, chrome, ...), de différentes tailles et à différentes concentrations. Ils notent que les distances de coïncement de ces flammes sont similaires dans le cas de la gravité normale et dans le cas de la microgravité. En revanche, la microgravité leur permet d'étudier des concentrations en particules solides supérieures à 600 g/m^3 , valeur maximale obtenue dans des conditions de gravité normale. Ils supposent qu'à ces très fortes concentrations, les distances de coïncement dans un milieu hétérogène gaz-particules solides pourraient s'approcher des valeurs caractéristiques pour des mélanges gazeux. Kobayashi et al. procèdent aux mêmes types de mesures avec comme particules le PMMA (Polymethyl Methacrylate).

Dans les travaux de Jarosinski et al. ([45], [46]), la visualisation de la combustion montre un front de flamme très irrégulier avec des zones de réactions locales dans une phase avancée de la combustion. Ces auteurs n'ont jamais observé de front de flamme continu. Selon eux, cela montre que le système de dispersion utilisé n'assure pas une distribution uniforme des poussières dans l'enceinte. Lors de la propagation de la flamme à partir d'un allumage au sommet de la chambre (dispositif expérimental présenté Figure II-3), seulement une partie de la chaleur est libérée, le reste l'est loin derrière le front.

Pu et al. [67] observent que pour différents délais d'allumage, la pression maximale d'explosion reste quasi identique. En même temps, la valeur maximale du taux de montée en pression diminue considérablement lorsque le délai d'allumage augmente, ce qui s'explique par la baisse de l'intensité de la turbulence dans l'enceinte.

L'ensemble de ces travaux montre que le principal problème à résoudre est l'inhomogénéité de la suspension. Les données éparses existant actuellement sont basées sur des expériences pour lesquelles les caractéristiques du milieu initial sont déterminées par la gravité et un niveau de turbulence très élevé dans la plupart des cas. L'intensité de turbulence dans la chambre joue un rôle très important et il est nécessaire de la connaître et d'en quantifier les effets sur les caractéristiques de la combustion d'un mélange hétérogène gaz-particules solides.

I.4 Objectifs de l'étude.

Ainsi qu'il a été rappelé précédemment, l'une des conditions indispensables à l'obtention de résultats nouveaux et utilisables pour la modélisation des flammes de mélanges de particules solides en suspension dans un gaz, est la réalisation d'un milieu initial de caractéristiques contrôlées et reproductibles, et la mesure de ses caractéristiques (granulométrie, concentration, répartition des particules dans l'enceinte). C'est sur cet aspect qu'ont principalement porté nos efforts dans le cadre de cette étude.

La première partie de nos travaux concernera la connaissance des conditions initiales en étudiant les mécanismes de génération d'une suspension de particules solides dans des conditions contrôlées et reproductibles. C'est pourquoi, nous avons essayé de mettre au point un dispositif et une méthodologie permettant de réaliser, de manière aussi reproductible que possible, des suspensions de particules solides de caractéristiques (granulométrie, concentration en masse, répartition dans l'enceinte) connues et contrôlées. On cherchera à savoir s'il est possible aussi d'obtenir, avant allumage, un milieu réactif au repos (vitesse nulle).

Dans la seconde partie de nos travaux, nous chercherons les conditions optimales de l'allumage d'un mélange hétérogène gaz-particules solides et discuterons les différentes valeurs de P_{\max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$, de S_u et de K_{St} obtenues en fonction de l'état initial de la suspension, tel qu'il est déterminé lors des expériences de la première partie.

Le chapitre II est donc consacré à l'examen des différentes méthodes de génération d'une suspension de particules solides. Dans le chapitre III, nous présentons le montage que nous avons conçu et réalisé en vue de notre étude. L'étude des caractéristiques du champ aérodynamique produit par le dispositif de génération de la suspension et celles de la suspension générée, ainsi que leur évolution en fonction du temps, font l'objet du chapitre IV. Le chapitre V est consacré aux résultats que nous avons obtenus lors des essais d'allumage d'un mélange hétérogène gaz-particules solides et à leur discussion.

*CHAPITRE II Dispositifs
expérimentaux généralement
employés*

Comme nous allons le voir ci-après dans ce chapitre (cf. §II.2), l'existence d'une turbulence initiale est inhérente à la plupart des méthodes de génération de la suspension, ce qui est un élément très défavorable pour obtenir une suspension uniformément répartie dans la chambre et de caractéristiques reproductibles. Toutefois, les expériences en condition de microgravité offrent la possibilité d'en limiter les effets. En effet, l'absence de gravité permet de maintenir les particules en suspension en attendant d'obtenir éventuellement un mélange homogène et au repos. Il existe cependant deux contraintes majeures à la réalisation d'expériences en microgravité. La première est que l'enceinte expérimentale doit être entièrement close, afin d'éviter que des particules soient dispersées en dehors de la chambre. La seconde, si on écarte les expériences pouvant être menées en station orbitale, est la durée de microgravité disponible. Que ce soit en vol parabolique ou en tour de chute, la période de microgravité est limitée à quelques secondes (20 – 25 s dans l'A300-0g du CNES à 10^{-2} g, 4,5 s dans la tour de chute du ZARM à Brême en Allemagne à 10^{-5} g (durée plus courte mais avec une microgravité de meilleure qualité)). Pendant ces quelques secondes, il faut disperser les particules, caractériser l'état de la suspension et étudier la propagation de la flamme. L'ensemble du processus doit être correctement maîtrisé afin de réaliser des expériences dans des conditions clairement identifiées.

C'est pourquoi, pour la présente étude, nous avons cherché à réaliser un dispositif expérimental spécifique qui puisse satisfaire à ces contraintes : enceinte close et dispositif de dispersion permettant d'obtenir une suspension de caractéristiques connues (homogénéité, niveau de turbulence, concentration en particules), prenant en compte l'éventualité de procéder à des expériences en conditions de microgravité. Nous examinons d'abord ici les conditions expérimentales dans lesquelles ont été obtenus les résultats antérieurs sur le sujet : les enceintes utilisées et les dispositifs de génération de la suspension.

II.1 Les enceintes utilisées pour l'étude de la combustion dans les suspensions gaz-particules solides.

On peut prendre en compte divers critères pour répertorier les enceintes d'expérimentation, selon qu'elles sont ouvertes ou fermées, et selon leurs formes. Les chambres fermées sont bien adaptées pour obtenir certaines données caractéristiques des explosions de poussières (pression d'explosion, évolution de la pression...). Les chambres sphériques présentent l'avantage d'obtenir des conditions quasi-adiabatiques. On utilise aussi

des chambres cylindriques de faible allongement ($L/D < 5$). Les chambres ouvertes sont plus appropriées pour l'étude des mécanismes de propagation de la flamme, ainsi que sa structure. Ces chambres sont le plus souvent cylindriques, de plus grand allongement ($L/D > 10$), et permettent de déterminer des grandeurs caractéristiques des flammes (vitesse de flamme, distance de coincement, limites d'inflammabilité, ...). On utilise aussi des brûleurs sur lesquels la flamme est stabilisée, ce qui peut être intéressant pour déterminer les propriétés fondamentales des flammes, mais aussi pour des applications industrielles.

Dans les paragraphes suivants, divers dispositifs d'expérimentation seront présentés : les enceintes à volume constant et les enceintes à pression constante. On distinguera dans ces dernières les tubes, les brûleurs et les dispositifs semi-confinés.

II.1.1 Les enceintes closes.

Les premières recherches sur l'étude de la combustion des mélanges gaz-particules solides ont été effectuées dans des enceintes closes, tout d'abord cylindriques puis sphériques. A partir de l'enregistrement de l'évolution de la pression, elles ont permis d'effectuer un classement des poussières selon des critères semi-empiriques comme l'indice d'explosibilité et la sévérité d'explosion (cf. §I.2.2).

Une des premières chambres construites a été celle de Hartmann et al. [35] en 1943. La Figure II-1 représente une chambre similaire à celle de Hartmann, réalisée par Pu et al. [63]. C'est une chambre cylindrique de volume $V = 6$ l avec un allongement L/D de 2. Ce type de chambre comporte un système de dispersion des particules par jet d'air et un capteur pour enregistrer l'évolution de la pression. Ce type de dispositif expérimental est d'utilisation simple.

Sur ce modèle, d'autres chambres cylindriques ayant un faible allongement ont été réalisées. On peut noter par exemple une autre chambre de Pu et al. [63] (cf. Figure II-2), avec un allongement plus important que pour la précédente : $L/D = 5$ et un volume de 26 l. Signalons aussi celle de Jarosinski et al. [45] (cf. Figure II-3) qui possède un volume de 8,4 l et un allongement de 2,1.

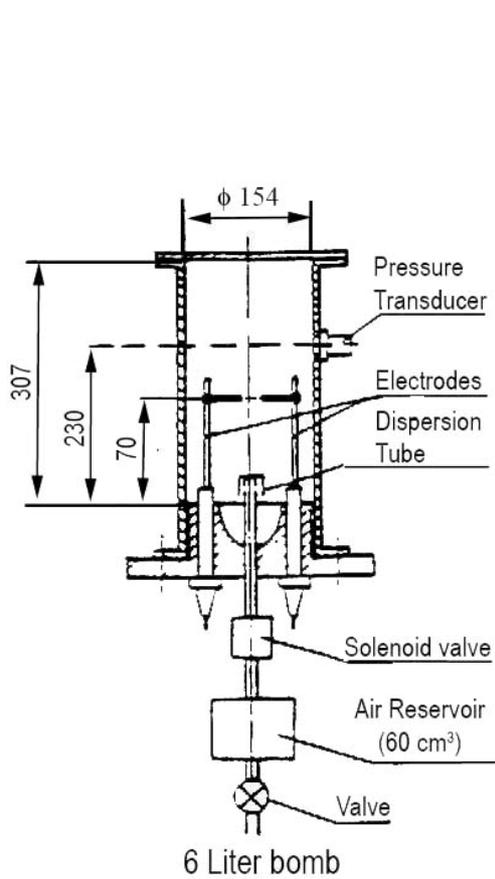


Figure II-1 - Chambre cylindrique de type Hartmann. Pu et al. [63]. $L/D = 2$. $V = 6$ l.

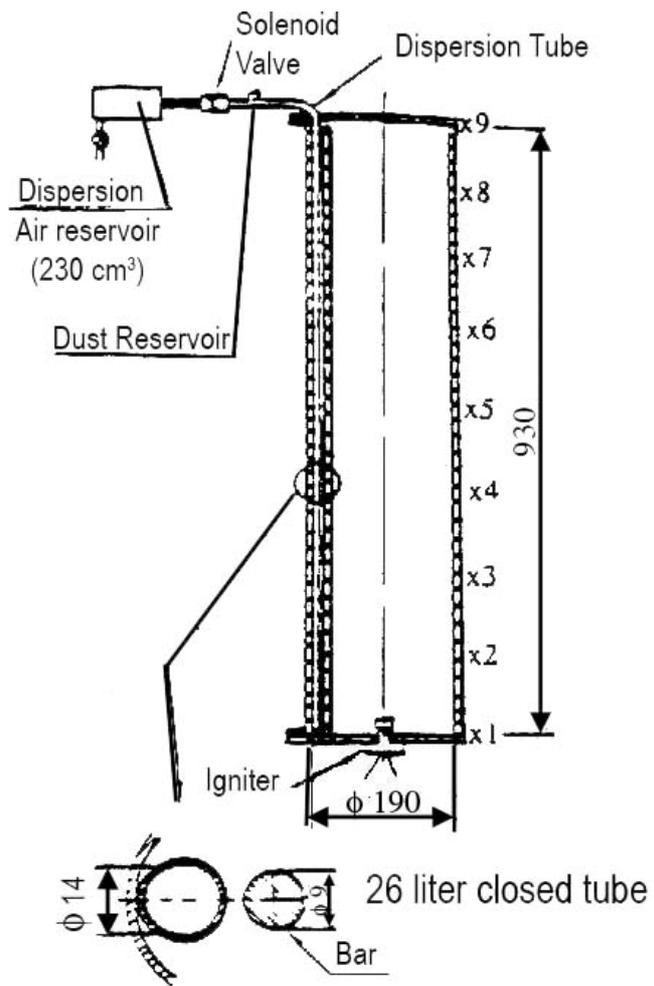
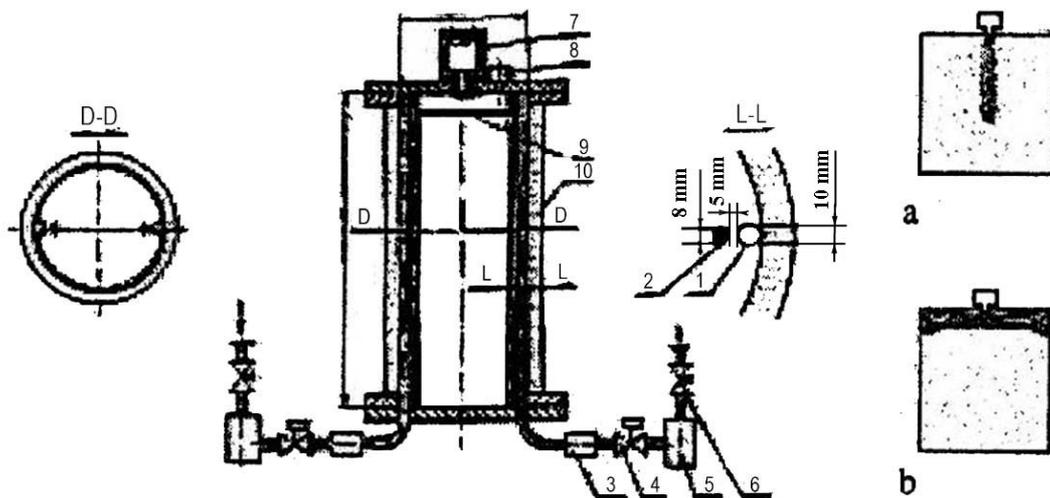


Figure II-2 – Enceinte cylindrique de Pu et al. [63]. $L/D = 5$. $V = 26$ l.



Structure of 8.4 l testing vessel (1-dispersion tube; 2-bar; 3- dust vessel; 4-magnetic valve; 5-air reservoir; 6-mechanical valve; 7-igniter; 8-pressure transducer; 9-disc; 10-transparent wall); a-center ignition; b-top ignition.

Figure II-3 – Enceinte cylindrique de Jarosinski et al. [45]. $L/D = 2,1$. $V = 8,4$ l.

Par la suite, des enceintes sphériques ont été utilisées pour des raisons de symétrie et d'adiabaticité. La première fut celle de Bartknecht [8] (cf. Figure II-4). C'est une chambre de volume 20 l qui comporte un système de dispersion différent des montages précédents (nous examinerons cet aspect au §II.2.3).

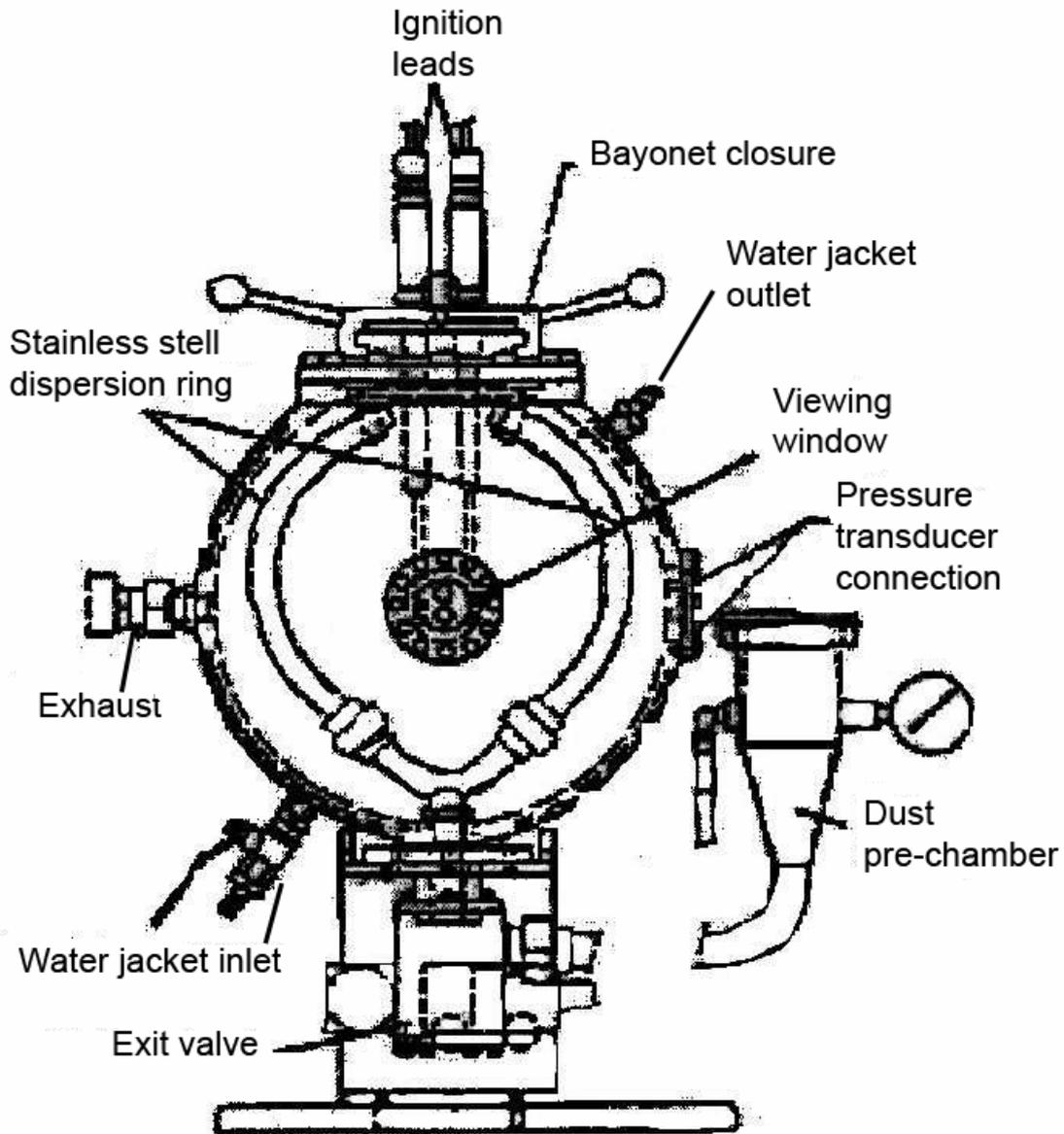


Figure II-4 – Enceinte sphérique de Bartknecht. [8]. V = 20 l.

A la suite de Bartknecht, le USBM [14], entre autres, a développé une chambre quasi-sphérique de 20 litres (cf. Figure II-5). Des enceintes de plus grandes tailles ont aussi été réalisées : Bartknecht [7] en a créé plusieurs dont les volumes varient de 1 à 10m³, et Pu et al. [63] une chambre de 950 l, avec laquelle ils ont étudié l'influence de la turbulence sur la combustion (cf. Figure II-14).

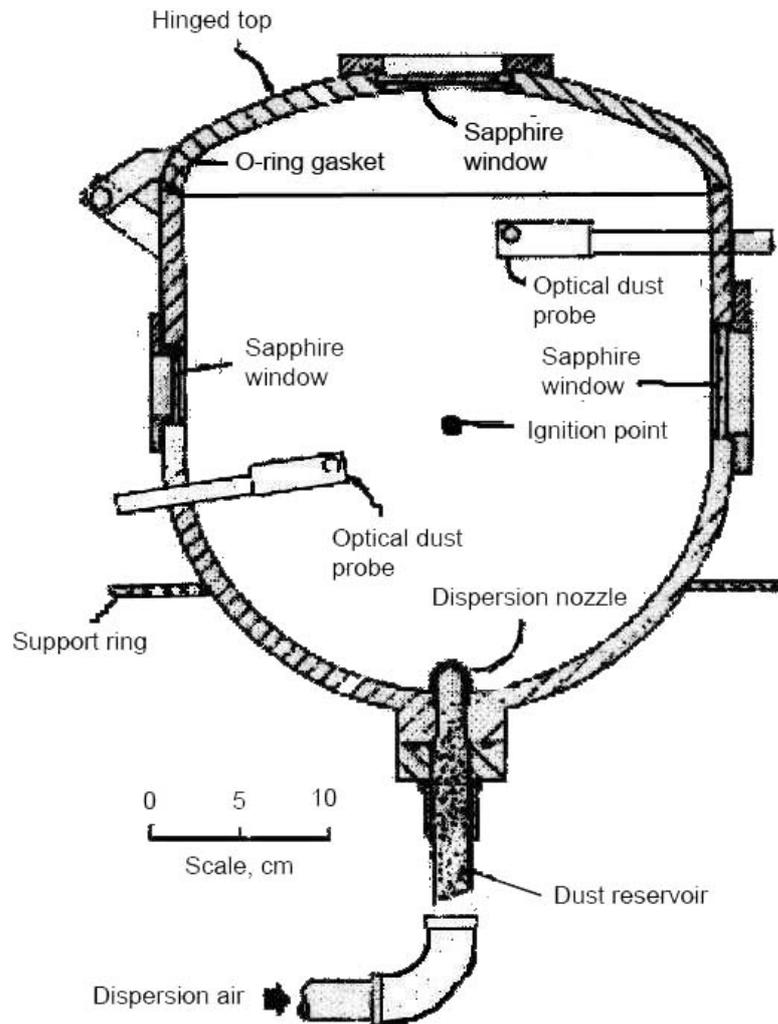


Figure II-5 – Enceinte de l'USBM. [14]. $V = 20$ l.

Remarque : Dans une enceinte sphérique de grand volume, la flamme est supposée se propager symétriquement à partir du point d'allumage et quasi-adiabatement. Dans ce type d'enceinte, si l'allumage est central, la vitesse fondamentale de flamme S_u peut être reliée de manière explicite à la pression d'explosion (Bradley et al. [11] et cf. §I.2.1 éq. (I.3)).

II.1.2 Les chambres tubulaires à pression constante.

Des travaux se sont attachés à déterminer la vitesse fondamentale de flamme laminaire par d'autres méthodes. Ceux-ci ont été menés dans des enceintes tubulaires ayant un grand allongement ($L/D > 10$), comme par exemple celle de Proust [62] (cf. Figure II-6). Le tube est ouvert à l'extrémité d'allumage (la partie basse du dispositif sous l'allumeur est retirée avant d'allumer le mélange) et fermé à l'autre. Ainsi, la flamme se propage à pression constante.

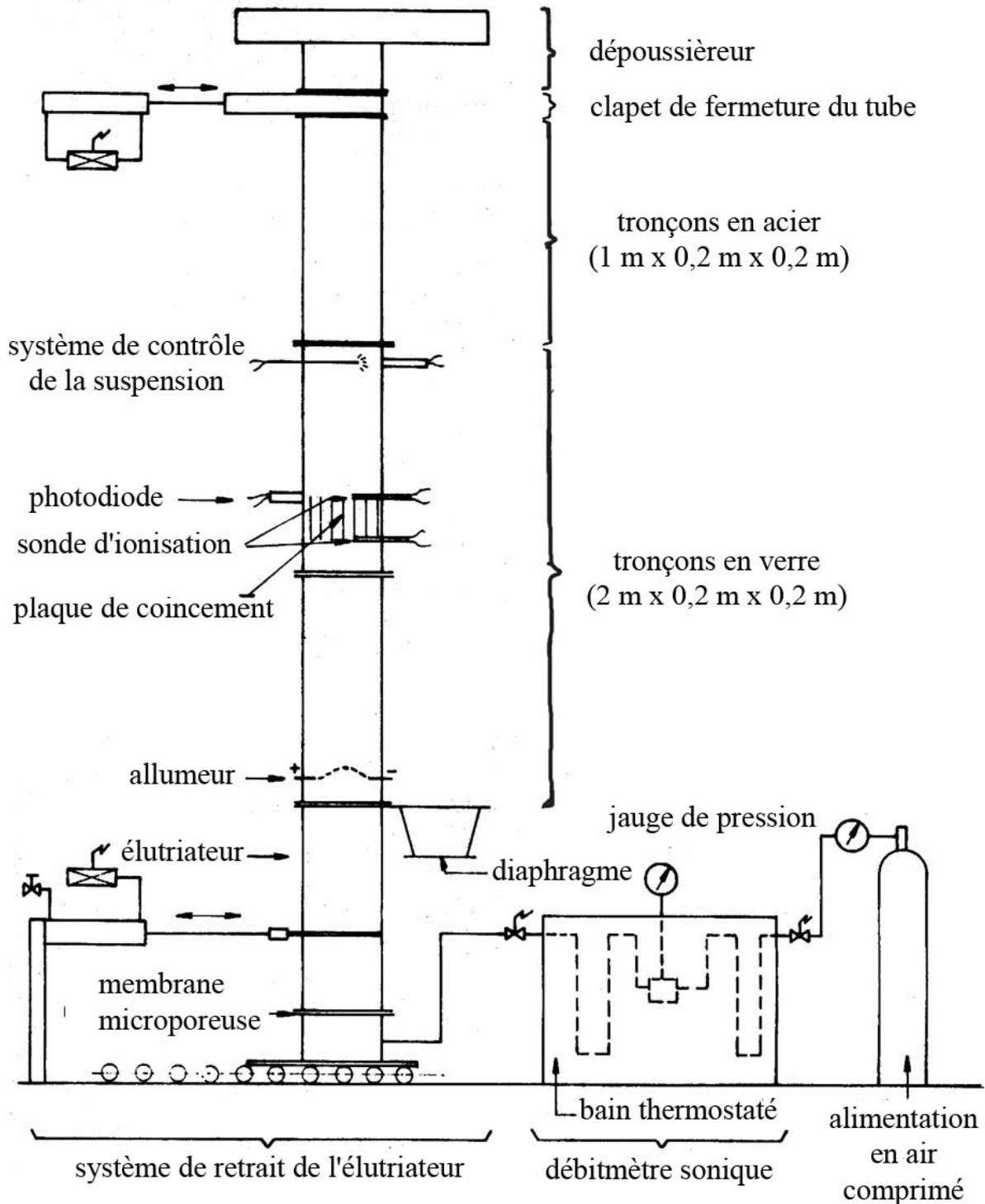


Figure II-6 –Dispositif expérimental de Proust [62]. $L/D = 15$.

La pression dans le tube n'augmente pas au cours de la combustion. Par conséquent, les parois peuvent être en verre. Ceci permet d'avoir une bonne visualisation du front de flamme. On peut ainsi étudier de très nombreuses caractéristiques des flammes : la vitesse fondamentale par visualisation directe, la distance de coincement avec l'insertion de plaques dans le tube, les limites d'inflammabilité,

II.1.3 Les brûleurs.

Cette méthode permet de produire des flammes stationnaires par rapport à un repère fixe. Cette configuration, comme celle utilisée par Egolfopoulos et al. [23] (cf. Figure II-7) permet d'observer aisément la flamme et est donc bien adaptée pour mesurer la vitesse fondamentale de la flamme.

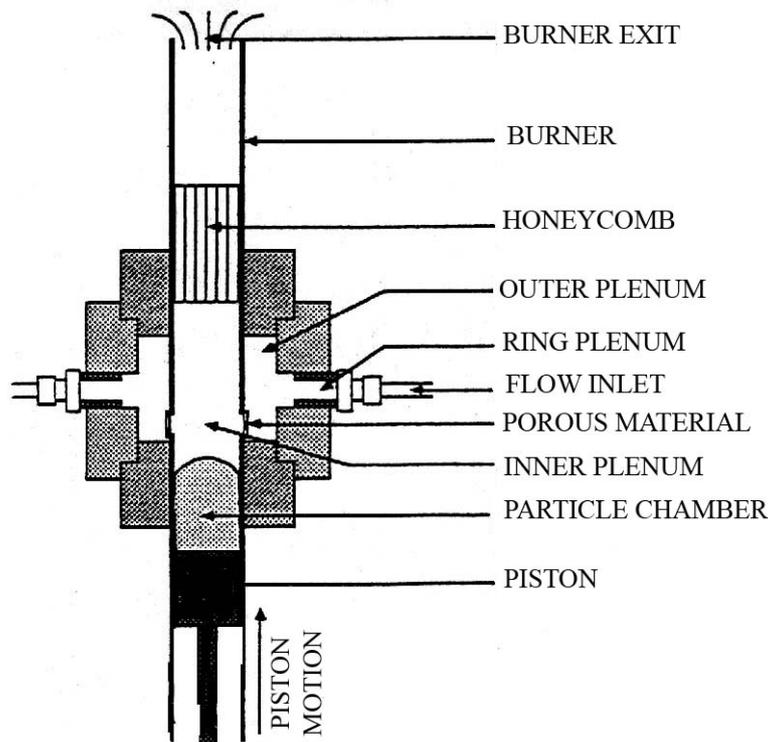


Figure II-7 - Brûleur de Egolfopoulos et al. [23].

II.1.4 Les chambres semi-confinées.

Certaines expériences ont été réalisées dans des enceintes semi-confinées. Sun et al. [73] utilisent ce type d'enceinte (cf. Figure II-8). Le principe de cette chambre est simple : initialement le tube est clos. On disperse les particules et juste avant d'allumer le mélange, la partie centrale du tube est enlevée (par chute), ce qui permet d'avoir un milieu quasi non confiné.

Selon Sun et al. [73], les enceintes confinées sont peu adaptées pour étudier la structure de la flamme et ses mécanismes de propagation dans le nuage de poussière. Le type d'enceinte qu'ils emploient permet d'observer directement (sans déformation optique avec un hublot par exemple) des flammes se propageant en milieu ouvert et d'éliminer l'influence des bords.

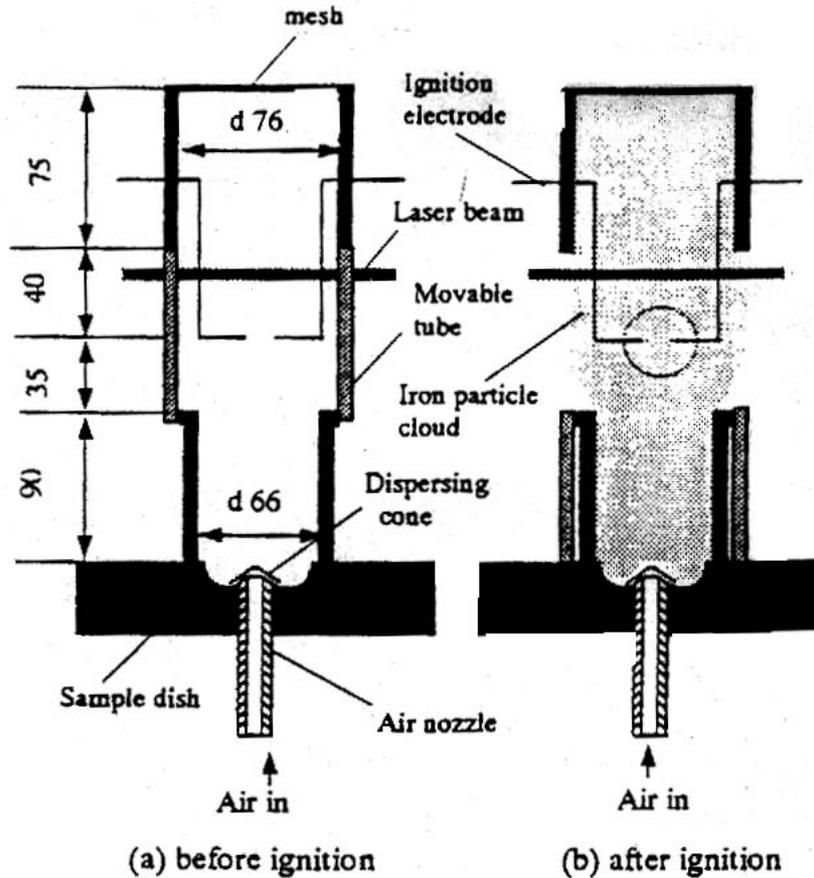


Figure II-8 – Chambre semi-confinée. Sun et al. [73]. V = 1 l.

II.2 Les systèmes de génération de suspension.

La mise en suspension des poussières est l'une des difficultés majeures dans ce type d'étude. La qualité des résultats expérimentaux et leur reproductibilité dépend des caractéristiques de la suspension produite (homogénéité, niveau de turbulence, ...). Afin de définir un système de génération de suspension le mieux adapté à une étude spécifique, il faut considérer plusieurs points :

- La quantité de poussière nécessaire à disperser pour obtenir une concentration donnée.
- La géométrie de la chambre : sphérique ou cylindrique.
- La chambre est ouverte ou fermée ?
- La chambre est pressurisée ou non ?
- La qualité de la dispersion (existence d'agrégats ou non)
- Le niveau et les caractéristiques de la turbulence dans la chambre.

Diverses méthodes sont envisageables : la sédimentation, la recirculation, le jet d'air, la dispersion dans un flux,

II.2.1 La sédimentation.

Le principe de cette méthode consiste à introduire les particules par le haut du tube, dans toute sa section. Ensuite, par gravité, les particules emplissent le tube (sédimentation), ce qui crée une suspension. On peut avoir recours pour cela à divers moyens : un injecteur simple (Eckhoff et al. [22], Lee et al. [50]) (cf. Figure II-9), un tamis (Klemens et al. [48]), ou des systèmes un peu plus élaborés comme celui d'Eckhoff [20] (cf. Figure II-10) : un jet d'air arrive par le tube 2 sur la réserve de poussière en 9. L'air chargé de particules passe par les tubes 5 pour arriver sur la grille 7. Les particules sont ainsi dispersées dans le haut du tube à travers la grille.

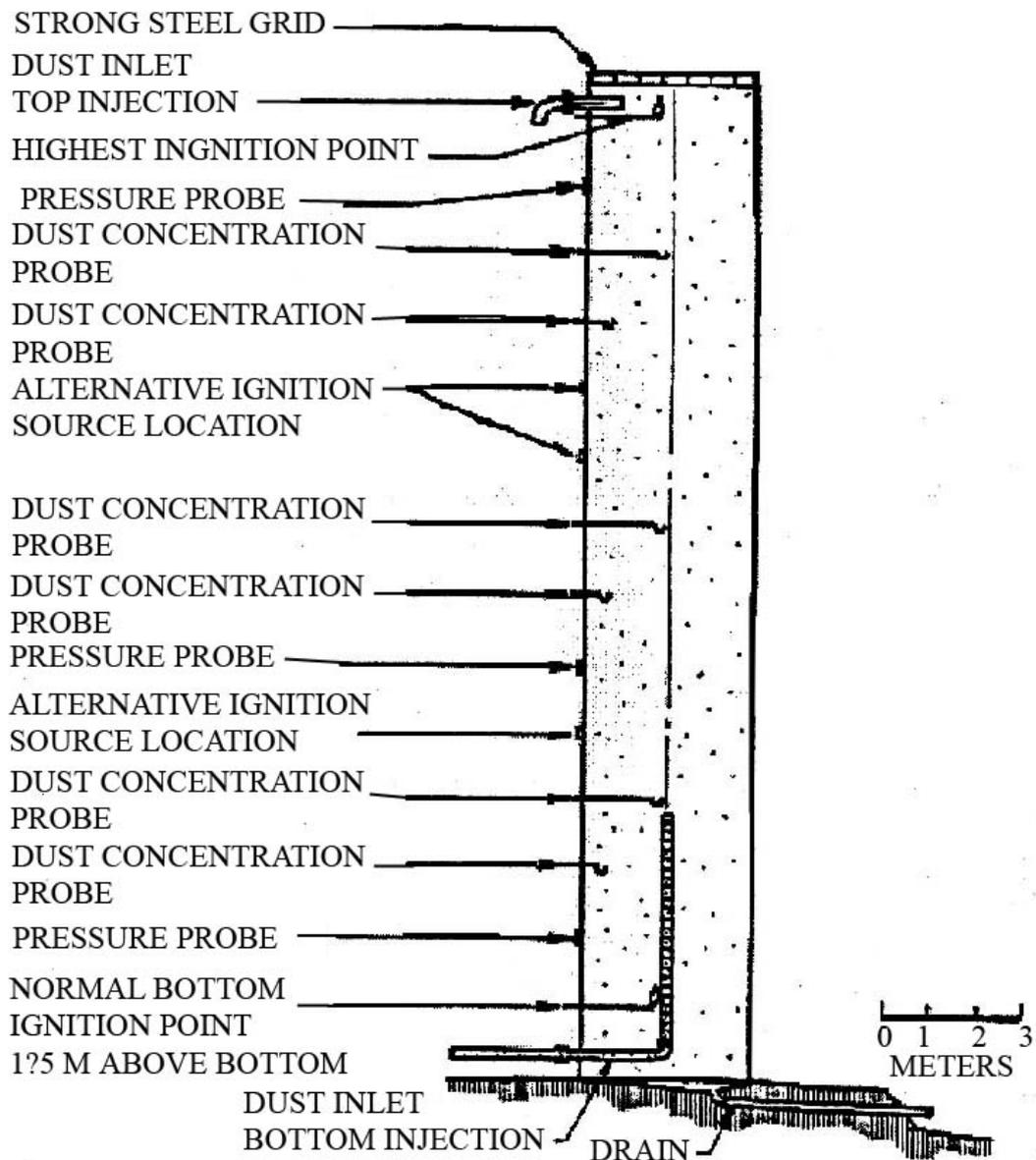
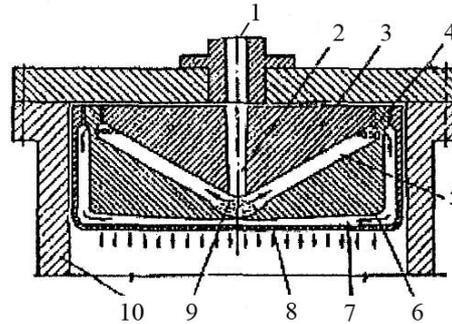


Figure II-9 - Dispersion par sédimentation. Eckhoff et al. [22].



1: Entrance for dispersing air blast; 2: Nozzle directing air towards dust heap; 3: Internal body of dispersion unit; 4: Narrow peripheral nozzles for agglomerate break-up; 5: Slot for flow of primary dust cloud to the narrow peripheral nozzles; 6: Intermediate body of dispersion unit; 7: Slot for flow of dispersed dust toward perforated bottom. Tapering ensures even distribution of dust concentration over explosion vessel cross section; 8: External body of dispersion unit, having the entire bottom penetrated by narrow nozzles for distribution of dispersed dust in the explosion vessel underneath; 9: initial dust sample; 10: Wall of explosion vessel.

Figure II-10 – Dispositif combinant la dispersion dans un flux et la sédimentation. Eckhoff [20].

- Avantages :
 1. Système simple ne nécessitant pas forcément un flux de gaz porteur.
 2. Fonctionne aussi bien dans des chambres ouvertes que fermées.
- Inconvénients :
 1. Le milieu généré peut être turbulent et peu homogène.
 2. Méthode peu efficace pour désagglomérer les particules.
 3. Système surtout adapté pour les tubes.

II.2.2 La recirculation.

Ce dispositif est assez simple à mettre en œuvre (Brown et al. [13]) (cf. Figure II-11). On dépose de la poussière sur une paroi de la chambre tubulaire, obligatoirement fermée, et on crée un circuit d'air qui met en mouvement les particules et génère la suspension. Ce système est souvent associé à un système de dispersion turbulente (cf. § II.2.3) pour initier la mise en suspension des poussières

- Avantage :
 - Système simple
- Inconvénients :
 1. Création d'un flux gazeux très turbulent.
 2. Génération de gradients de concentration.
 3. Dépôts de particules sur les parois.

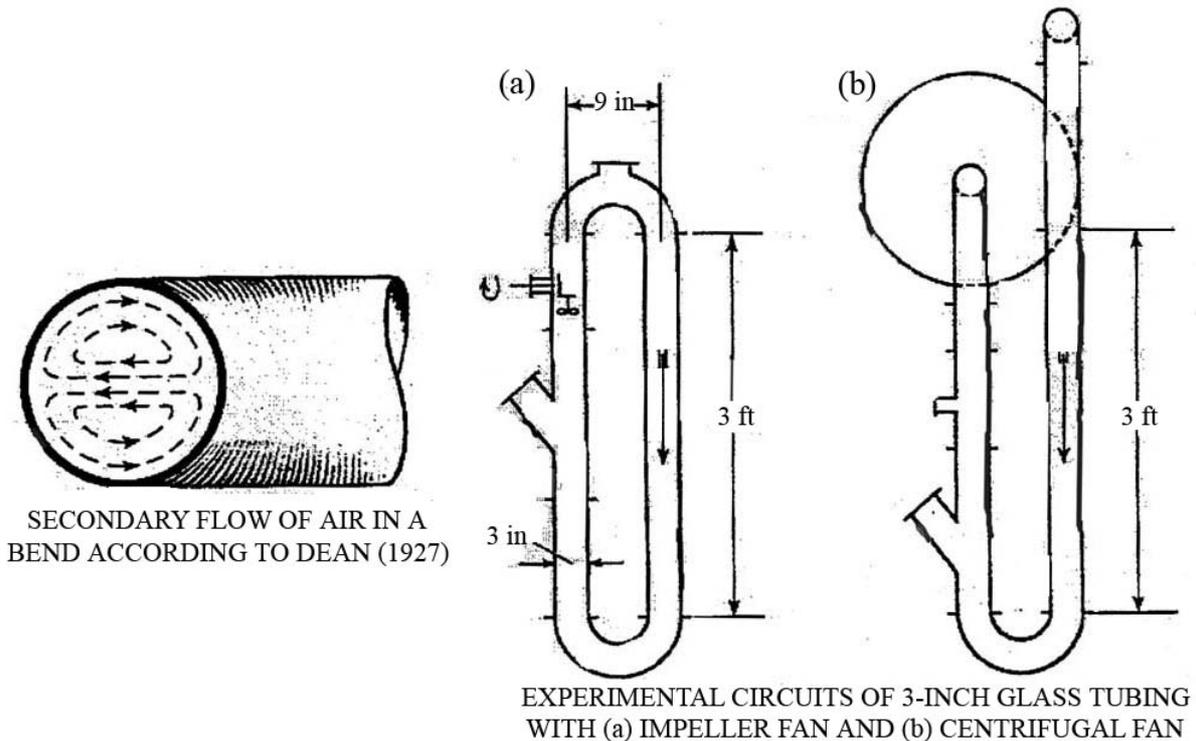


Figure II-11 - Dispersion par recirculation. Brown et al. [13].

II.2.3 La dispersion turbulente.

C'est le système de dispersion le plus couramment employé. Une masse donnée de particules est initialement placée dans la chambre et on envoie dessus un jet d'air sous pression qui disperse les particules (cf. Figure II-12). Les particules peuvent aussi être placées dans la conduite entre le réservoir d'air sous pression et la chambre (cf. Figure II-13). La suspension produite est très turbulente, inhomogène et peut contenir des agrégats. De plus, il est difficile de définir la quantité de poussière mise en suspension car une partie importante adhère aux parois. Ce système très simple de mise en œuvre est essentiellement utilisé dans des enceintes fermées (Bartknecht [8], Hartmann et al. [35], Pu et al. [66]) ou des tubes fermés (Pu et al. ([63], [64], [65], (67)), Sun et al. [73]).

Très souvent, le dispositif de dispersion est constitué d'un ou plusieurs tubes perforés (cf. figures II-2, II-3 et II-13), insérés dans la chambre le long d'une paroi pour obtenir une meilleure répartition des particules et limiter la création d'agrégats. La poussière est initialement placée soit entre le réservoir d'air sous pression et la chambre, soit directement dans la chambre. Bartknecht [8] fut le premier à utiliser ce système dans sa chambre sphérique de 20 l à la fin des années 1970. Ensuite d'autres comme Pu et al. [66] ou Jarosinski et al. [45] l'ont utilisé en l'adaptant à la géométrie de leur chambre.

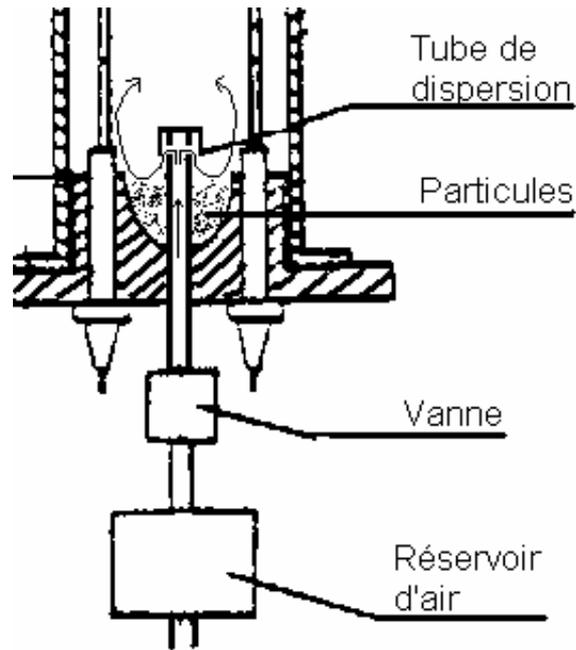


Figure II-12 - Dispersion turbulente par jet d'air simple. Pu et al. [63].

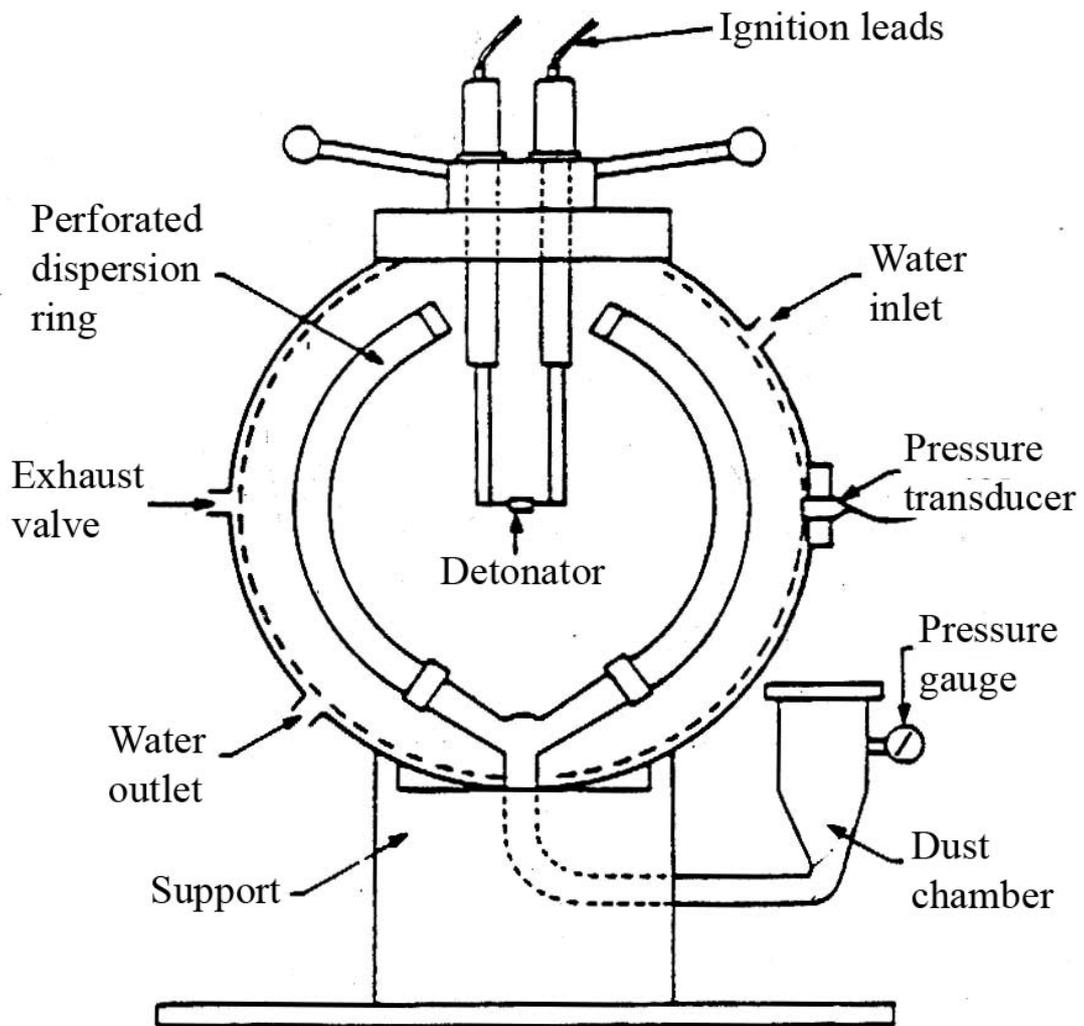


Figure II-13 – Dispersion turbulente par jet d'air, avec réservoir de particules intercalé et tube perforé. Pu et al. [66].

- Avantages :
 1. Système simple à mettre en oeuvre.
 2. L'utilisation de tubes perforés permet de limiter la présence d'agrégats et d'obtenir une meilleure répartition des particules
- Inconvénients :
 1. La suspension produite est très turbulente.
 2. En l'absence du tube perforé, la suspension est inhomogène et peut contenir des agrégats.
 3. Difficulté pour définir la quantité de poussière réellement mise en suspension.

II.2.4 La dispersion dans un écoulement gazeux.

Dans cette méthode, la suspension est produite dans un écoulement continu. On peut définir deux catégories de systèmes. Dans la première, les particules sont amenées en contact avec un flux de gaz. Dans la seconde, le flux passe à travers un lit de poussière.

II.2.4.1 Dispersion directe dans l'écoulement.

Dans ce cas, le système amène les particules de manière continue au contact de l'écoulement d'air. Ballal [6] utilise une vis sans fin qui, en tournant, transporte les particules d'un réservoir vers l'écoulement (cf. Figure II-15), Cette méthode est utilisée aussi bien avec des brûleurs (Horton et al. [40]), que des tubes (Essenhigh et al. [25]), ou des enceintes fermées (Pu et al. [64] (cf. Figure II-14), Tai et al. [74]). Pour leur brûleur, Egolfopoulos et al. [23] utilisent un piston qui introduit un lit de particules dans l'écoulement (cf. Figure II-7). Ce système a été mis au point par Goroshin et al. [29] pour la dispersion des particules dans un tube.

- Avantage :

Permet de produire une suspension de manière continue.
- Inconvénients :
 1. La suspension produite peut être très turbulente.
 2. Les particules peuvent former des agrégats.
 3. Le système mécanique amenant les particules a tendance à se colmater.

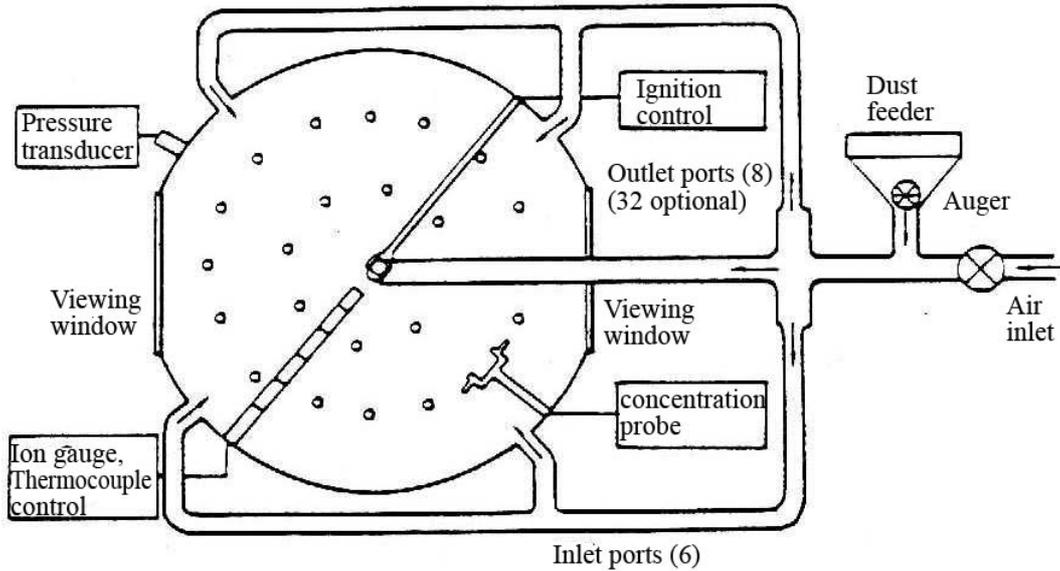
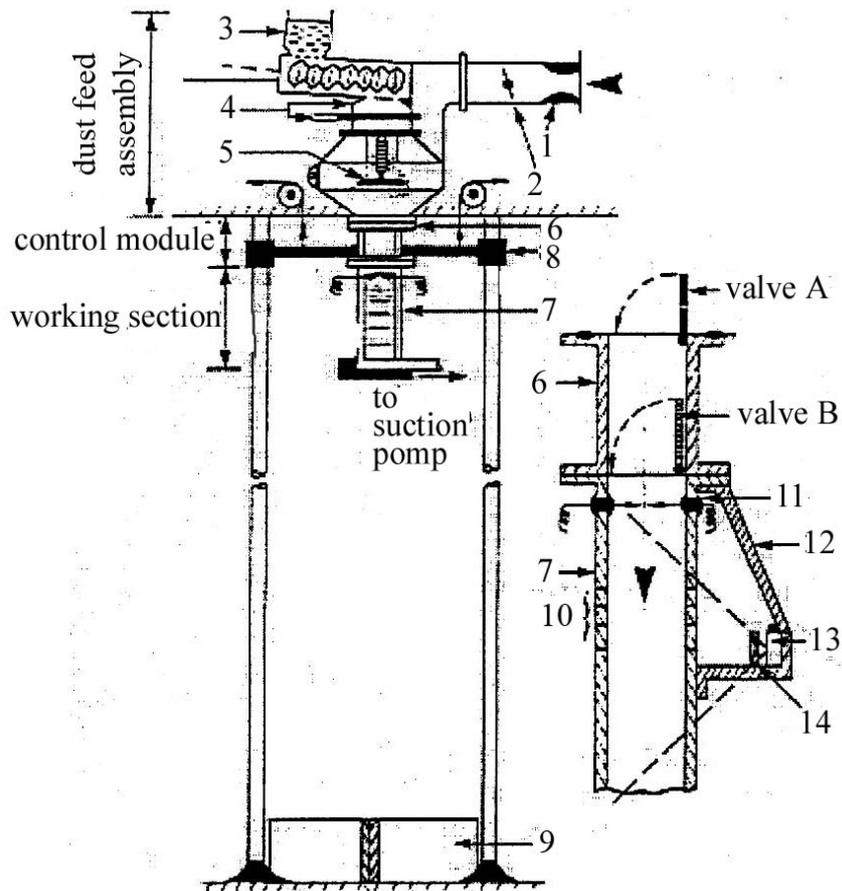


Figure II-14 - Dispersion dans un flux. Pu et al. [64].



1: Venturi air-flow meter; 2: Air-flow regulating valve; 3: Dust bin and worm conveyor assembly; 4: Swirl chamber with air supply; 5: Rotary disc for dust dispersion; 6: control module with valves A and B; 7: Working section with ignition electrodes; 8: guide bushes and guide rods; 9: Impact absorber; 10: Phototransistor bank; 11: Ignition electrodes; 12: Camera bracket; 13: Camera; 14: Light chopper.

Figure II-15 - Dispersion dans un flux. Ballal [6].

II.2.4.ii *Élutriateur à lit fluidisé.*

L'élutriateur (cf. Figure II-16) est un dispositif composé d'une membrane microporeuse, perméable au gaz uniquement, sur laquelle repose le lit de particules (Proust [62], Veyssière [79]). Selon la vitesse du gaz traversant la membrane, trois régimes existent lorsque la vitesse augmente. Pour des vitesses faibles, on observe tout d'abord une expansion du lit. Puis, au-delà d'une vitesse critique, on observe le régime de fluidisation : le lit de particules se comporte alors comme un pseudo-fluide, des bulles de gaz se forment sur la membrane, se détachent, montent à travers le lit et finalement viennent éclater à la surface du lit. Lorsqu'elles éclatent, les bulles éjectent une petite quantité de poussières au-dessus du lit. Si la vitesse de l'écoulement est suffisante, une fraction de ces particules est alors entraînée dans l'écoulement gazeux : c'est le phénomène d'élutriation.

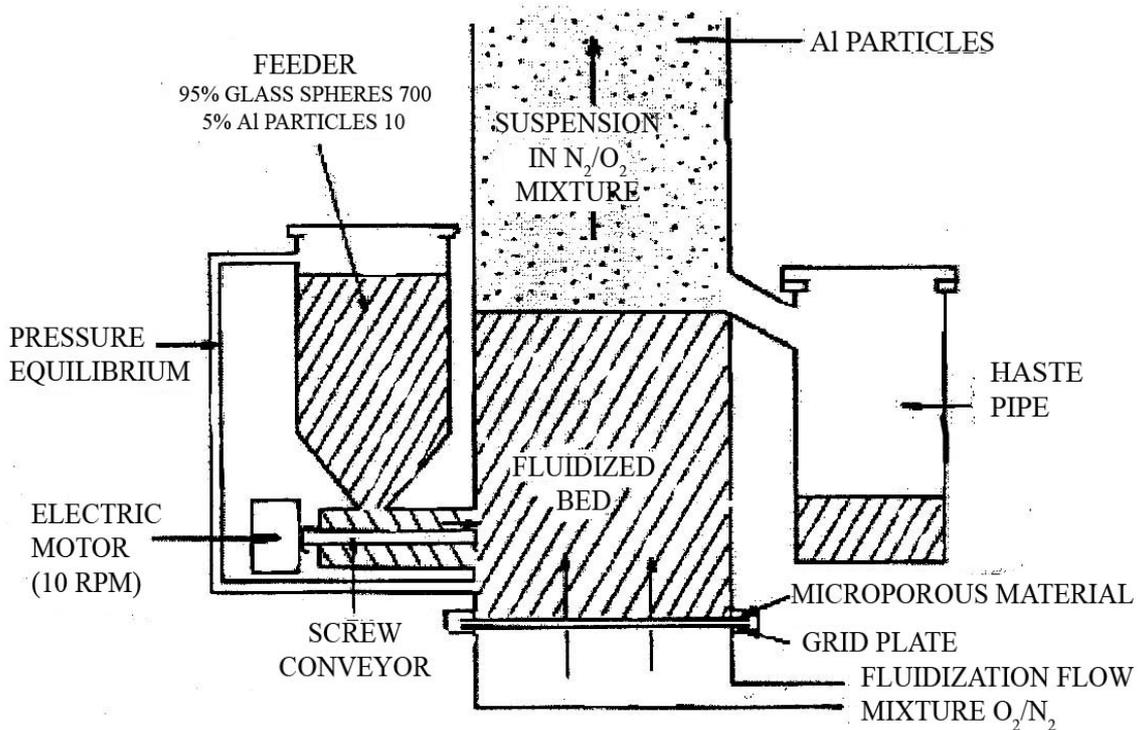


Figure II-16 - Dispersion par lit fluidisé. Veyssière [79].

- Avantages :
 1. Permet de fournir une suspension de manière continue.
 2. Suspension homogène.
 3. Bonne désagglomération.
 4. Niveau de turbulence très faible.

- Inconvénients :
 1. Système assez compliqué à mettre en œuvre.
 2. S'utilise exclusivement en tube ouvert.
 3. Délai de mise en régime avant d'obtenir des conditions de fonctionnement stables.

II.2.5 Autres méthodes.

Il existe aussi d'autres dispositifs de génération d'une suspension, comme l'excitation acoustique ou le champ électrostatique.

II.2.5.1 L'excitation acoustique.

L'excitation acoustique consiste à déposer la poussière sur une membrane sous laquelle est placé un haut-parleur (Dreizin [19]) (cf. Figure II-17). Le haut-parleur fait vibrer la membrane et par conséquent les particules, ce qui met celles-ci en suspension.

- Avantage :

Suspension homogène.
- Inconvénients :
 1. Volume limité par la taille du haut-parleur.
 2. Seulement 10% environ de la poussière placée initialement sur la membrane est mise en suspension.

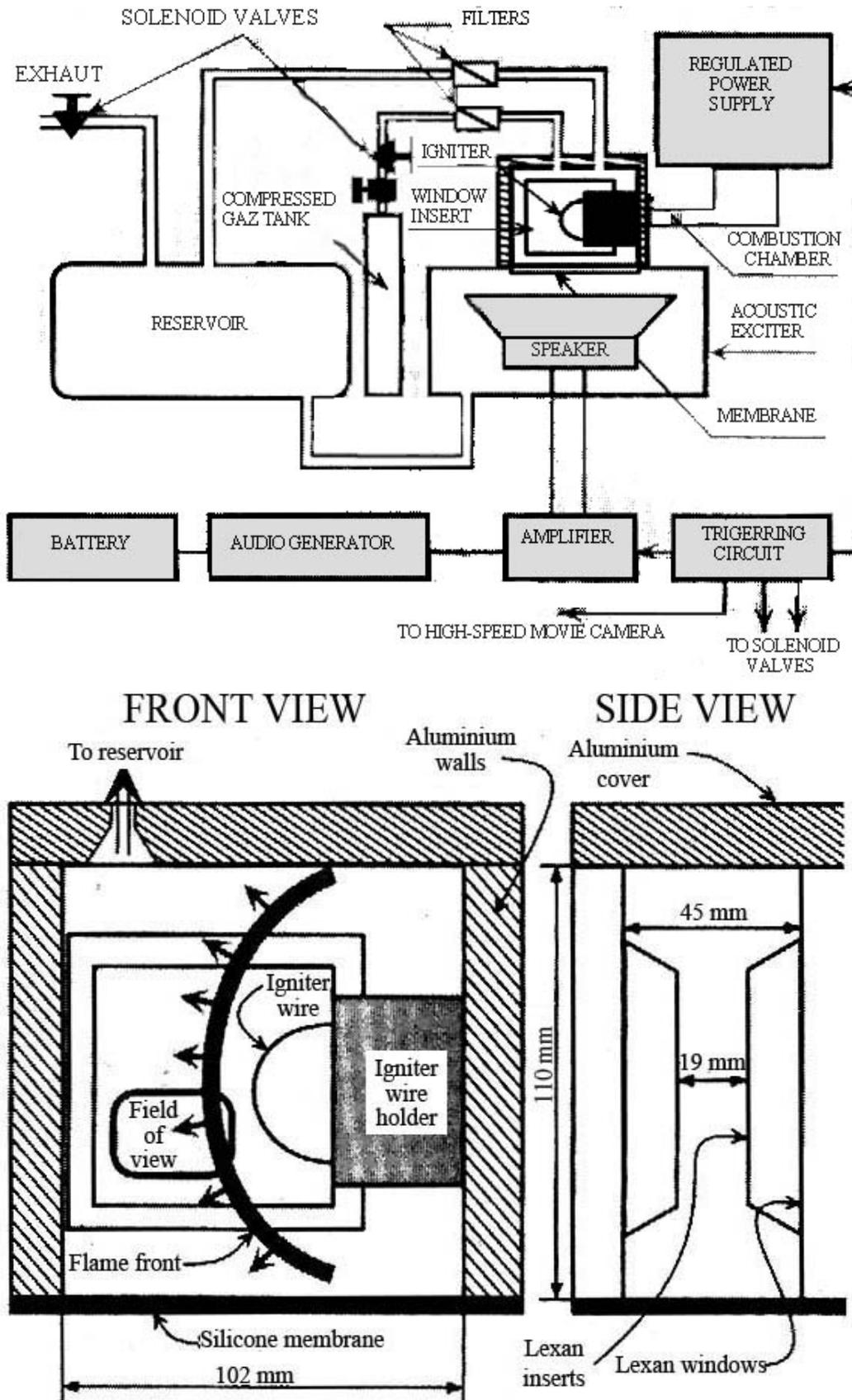


Figure II-17 - Dispersion par excitation acoustique. Dreizin [19].

II.2.5.ii *Champ électrostatique.*

Une autre méthode de génération de suspension est possible pour des poussières ayant une conductivité surfacique (Charbon, magnésium, cuivre, aluminium, ...). Elle consiste à créer un champ électrostatique (Colver et al. [16], Gardiner et al. [27]) (cf. Figure II-18). Les particules ayant une conductivité surfacique sont attirées vers l'électrode supérieure. L'intensité du champ électrostatique (quelques kV/cm) est ajustée de manière à créer une force permettant de compenser la gravité.

- Avantages :
 1. Pas de turbulence.
 2. Suspension homogène (si les particules sont de même diamètre).
 3. Concentration connue.
- Inconvénients :
 1. Volume limité par la taille du champ électrostatique.
 2. Difficulté de mise en œuvre à cause de la granulométrie étalée des particules solides.

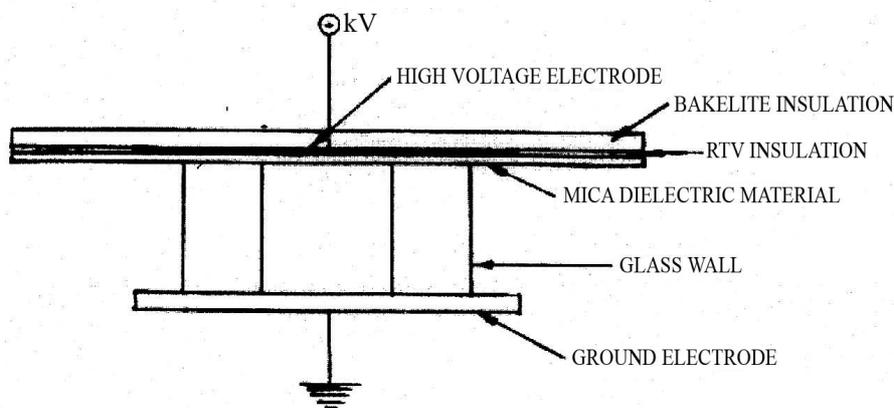


Figure II-18 - Dispersion avec un champ électrostatique. Gardiner et al. [27].

II.3 Cas particulier des expériences en microgravité.

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu qu'il est difficile d'obtenir une suspension de particules solides homogènes, de caractéristiques bien contrôlées au repos (vitesses des gaz et des particules quasiment nulles). La microgravité offre l'opportunité de

maintenir en suspension les particules solides une fois dispersées. En revanche, la microgravité, introduit des contraintes supplémentaires. La première, et la plus évidente, c'est l'encombrement du dispositif. L'ensemble doit tenir dans un volume bien défini selon qu'il est utilisé dans une tour de chute, un avion, un missile ou une station orbitale. La seconde c'est que l'ensemble du dispositif soit fermé, car il n'est pas envisageable que des particules solides puissent être disséminées dans le milieu connexe ; d'autant que leur élimination en conditions de microgravité serait très problématique.

Les dispositifs utilisés en microgravité pour l'étude de la combustion des mélanges hétérogènes gaz-particules solides sont peu nombreux. Comme nous l'avons mentionné au §I.3.3, les seuls travaux effectués, à notre connaissance, sont ceux de Ballal [6], Colver et al. ([16], [17], [18]), Egolfopoulos et al. ([2], [3], [4], [23]), Goroshin et al. ([32], [33], [51]), Jarosinski et al. ([45], [46]), Kobayashi et al. ([34], [49]) et Pu et al. [67].

Jarosinski et al. ([45], [46]) et Pu et al. [67] utilisent des chambres cylindriques de 7 l ou de 8,4 l, comme par exemple, celle présentée Figure II-3 avec un système de dispersion turbulente. Goroshin et al. ([32], [33], [51]) utilisent un tube ouvert à une extrémité ($L = 30''$, $D = 2''$). Egolfopoulos et al. ([2], [3], [4], [23]) utilisent le système du brûleur présenté Figure II-7. Ces deux derniers systèmes étant inclus dans un tube plus grand afin de récupérer les gaz brûlés et éviter qu'ils ne s'échappent dans l'avion. Goroshin et al. ([32], [33], [51]) et Egolfopoulos et al. ([2], [3], [4], [23]) utilisent le même système de dispersion, à savoir celui qui amène les particules directement dans le flux gazeux. Enfin Colver et al. ([16], [17], [18]) utilisent aussi une enceinte cylindrique, dont la hauteur varie de 0 à 6 cm et le diamètre de 15 à 20 cm, soit un volume maximal de 1,9 l. La dispersion des particules s'effectue avec un champ électrostatique avec un système identique à celui présenté Figure II-18.

II.4 Conclusion.

Le choix d'un dispositif expérimental doit prendre en compte un grand nombre de paramètres (masse de particules à disperser et concentration finale désirée, confinement ouvert ou clos, géométrie du confinement, enceinte sous pression ou non, uniformité de répartition, désagglomération des particules solides, niveau de turbulence au moment de l'allumage, ...). Il doit aussi tenir compte des spécificités liées à l'étude. La plus importante d'entre elles, dans notre cas, est la perspective d'effectuer des expériences lors de vols paraboliques en avion.

Nous avons vu précédemment que, dans des conditions de microgravité, deux types de dispositifs peuvent être utilisés : la chambre fermée, avec comme méthode de génération de la suspension, la dispersion turbulente, ou le brûleur, avec dispersion dans un écoulement gazeux. Dans notre cas, les chambres ayant une longueur supérieure à 1 m sont automatiquement proscrites car elles ne peuvent pas s'inscrire dans le volume autorisé pour les expériences en microgravité.

En ce qui concerne le dispositif de mise en suspension des particules, tous les systèmes, mis à part l'élutriation, sont susceptibles d'être utilisés. Ceci étant, nous excluons les méthodes par sédimentation, par recirculation et par dispersion dans un écoulement, car elles nécessitent des temps trop importants (supérieurs à la seconde) pour la dispersion dans la chambre entière. Nous écartons aussi le système acoustique et le système par champ électrostatique, principalement à cause du fait qu'ils ne peuvent être mis en oeuvre dans une chambre de 20 l (cf. III.1.1). En définitive, nous retenons le système par dispersion turbulente.

*CHAPITRE III Conditions
expérimentales*

Les contraintes expérimentales exposées au chapitre II nous ont conduit à réaliser un montage spécialement adapté à notre étude. Trois critères ont orienté la conception de notre dispositif : répondre aux spécifications du programme ESA dans lequel s'inscrit cette étude, s'inspirer de dispositif expérimental de Jarosinski et al. [45] et permettre la mise en œuvre des diagnostics optiques.

Dans ce chapitre nous présentons tout d'abord le dispositif expérimental réalisé, puis les diverses méthodes de diagnostic optique utilisées, ainsi que la façon dont nous les avons mises en œuvre.

III.1 Dispositif expérimental pour l'étude de la génération de la suspension de particules solides dans une enceinte close.

III.1.1 L'enceinte.

Cette étude avait été entreprise au départ dans le cadre d'un programme ESA : MAP/AO-99-095 « Flame Vortex Interaction in the field of turbulent gaseous and heterogeneous combustion ». Le programme, bien qu'accepté scientifiquement, n'a pas pu aboutir pour des raisons financières des partenaires étrangers. Les caractéristiques (forme, volume) de la chambre à réaliser devaient correspondre aux spécifications de ce programme, c'est à dire une enceinte close, cylindrique de faible rapport d'allongement ou sphérique, avec un volume de 20 l. En Pologne, Jarosinski et al. [45], utilisent une chambre cylindrique avec un rapport d'allongement de 2,1 de volume 8,4 l. Pour pouvoir par la suite corréler nos résultats avec les leurs, nous avons donc choisi de réaliser une enceinte de caractéristiques géométriques semblables : l'enceinte (cf. Figure III-1) est une chambre cylindrique, de volume 20 l et de rapport d'allongement $L/D = 2,2$ ($L = 500$ mm et $D = 230$ mm). Pour information, l'enceinte utilisée par Jarosinski et al. [45] a un diamètre de 172 mm, une longueur de 360 mm ($L/D = 2,1$) soit un rapport d'échelle d'environ 2,4 (en volume) entre notre enceinte et la leur.

Pour cette étude, nous désirons pouvoir visualiser dans toutes les directions les processus de dispersion. Pour favoriser les accès optiques, toutes les parois sont entièrement transparentes, en PMMA. Afin d'éviter les déformations optiques que générerai une section circulaire, nous avons opté pour une section octogonale qui offrent des parois planes et qui se rapproche autant que possible de la section circulaire.

Huit faces identiques ont été collées ensemble afin de former le corps de l'enceinte. Chaque face offre une fenêtre d'observation de $90 \times 500 \text{ mm}^2$. Les deux extrémités de la chambre s'ajustent dans le corps. L'ensemble est maintenu solidaire à l'aide de huit tirants.

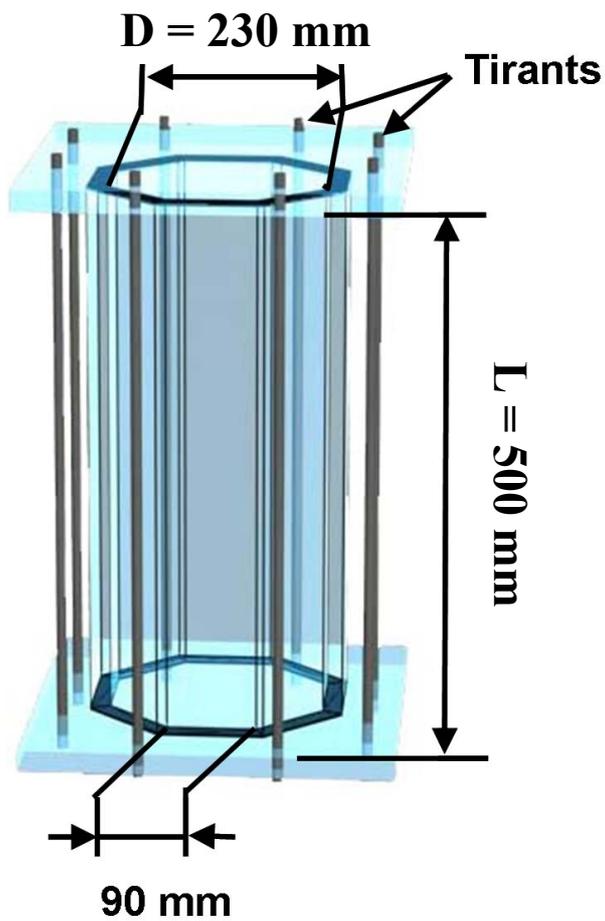


Figure III-1 - Enceinte d'expérimentation.

III.1.2 Le système de génération de la suspension.

Pour générer la suspension, le système retenu est similaire à celui employé par Jarosinski et al. [45]. Il est constitué de 2 cannes tubulaires perforées munies d'un déflecteur, disposées diamétralement opposées dans la chambre (cf. Figure III-2).

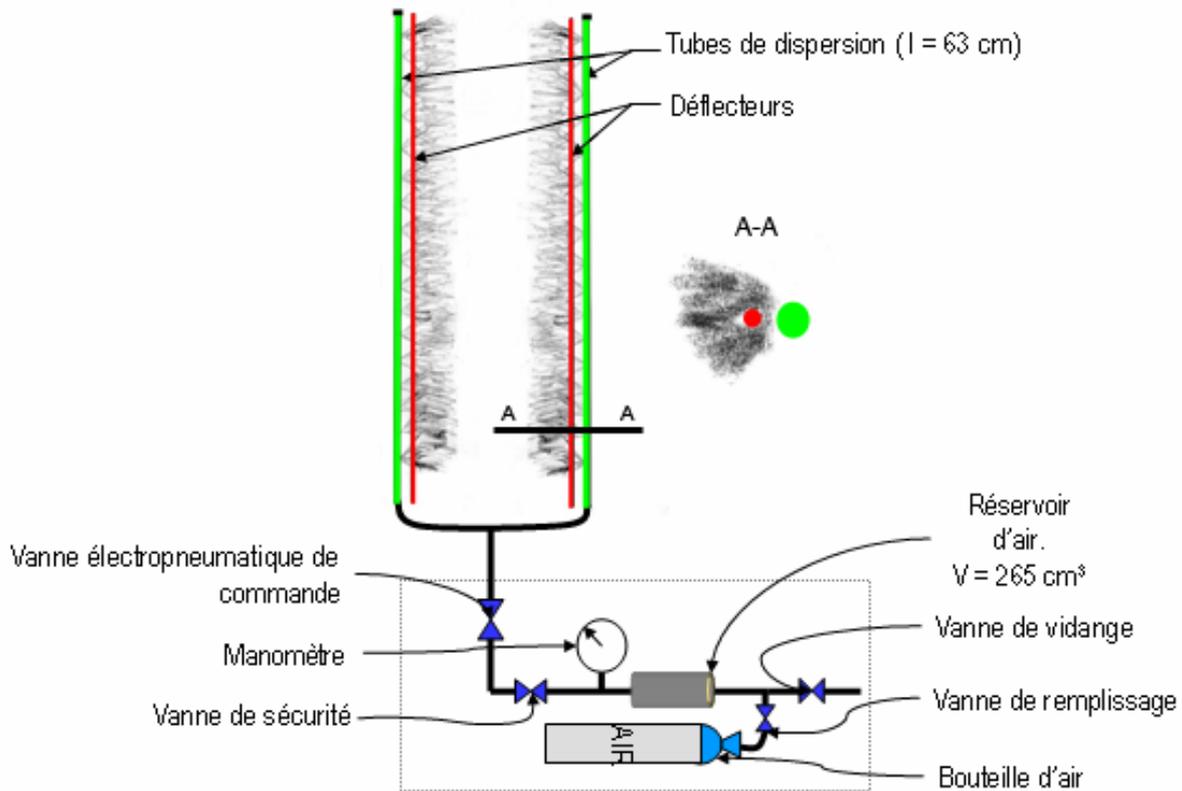


Figure III-2 - Schéma du dispositif de dispersion des particules solides.

Les cannes sont des tubes de diamètre intérieur 10 mm et d'une longueur de 630 mm. Nous avons utilisé 5 types de cannes pour lesquelles la taille, le nombre et la répartition des orifices diffèrent d'un type à l'autre (cf. Figure III-3). Ces différents types ont été choisis en s'appuyant sur les travaux de Jarosinski et al. [45]. Selon le type de canne, les perforations sont effectuées le long d'une génératrice sur des longueurs allant de 458 mm à 488 mm à partir du sommet du tube, le diamètre des perforations varie de 0,9 à 1,3 mm. Les cannes sont ouvertes à leur extrémité supérieure, ce qui permet d'introduire les particules. Ensuite, des bouchons s'insèrent dans la partie supérieure des cannes.

Les cannes de types 2, 3 et 5 (cf. Figure III-3) ont été fabriquées en transposant aux dimensions de notre chambre des modèles de cannes utilisées par Jarosinski. La canne de type 1 a une répartition géométrique des trous dans l'ordre inverse de ceux de la canne de type 2.

Principe de fonctionnement :

1. Les particules sont introduites dans les tubes.
2. Le réservoir est rempli à la pression désirée.
3. Ouverture de la vanne électropneumatique
4. Détente de l'air dans l'enceinte.

Cette détente crée un écoulement dispersant les particules dans la chambre.

III.1.3 Le dispositif expérimental.

La Figure III-4 présente l'ensemble du dispositif expérimental. Une pompe à vide et une jauge de pression sont reliées à l'enceinte afin de contrôler la pression initiale de la chambre. Un capteur de pression C_1 (Kistler 603B) est placé au niveau de la séparation en deux de l'écoulement d'air vers les tubes. Un second capteur C_2 (Kistler 603B) est positionné dans la partie supérieure de la chambre. Ces deux capteurs permettent de suivre l'évolution de la pression au cours du processus de dispersion des particules. L'ensemble est complété d'un dispositif de commande et de synchronisation des opérations et d'appareils d'acquisition de données (oscilloscope, chaîne PIV, caméra rapide, chaîne LDV).

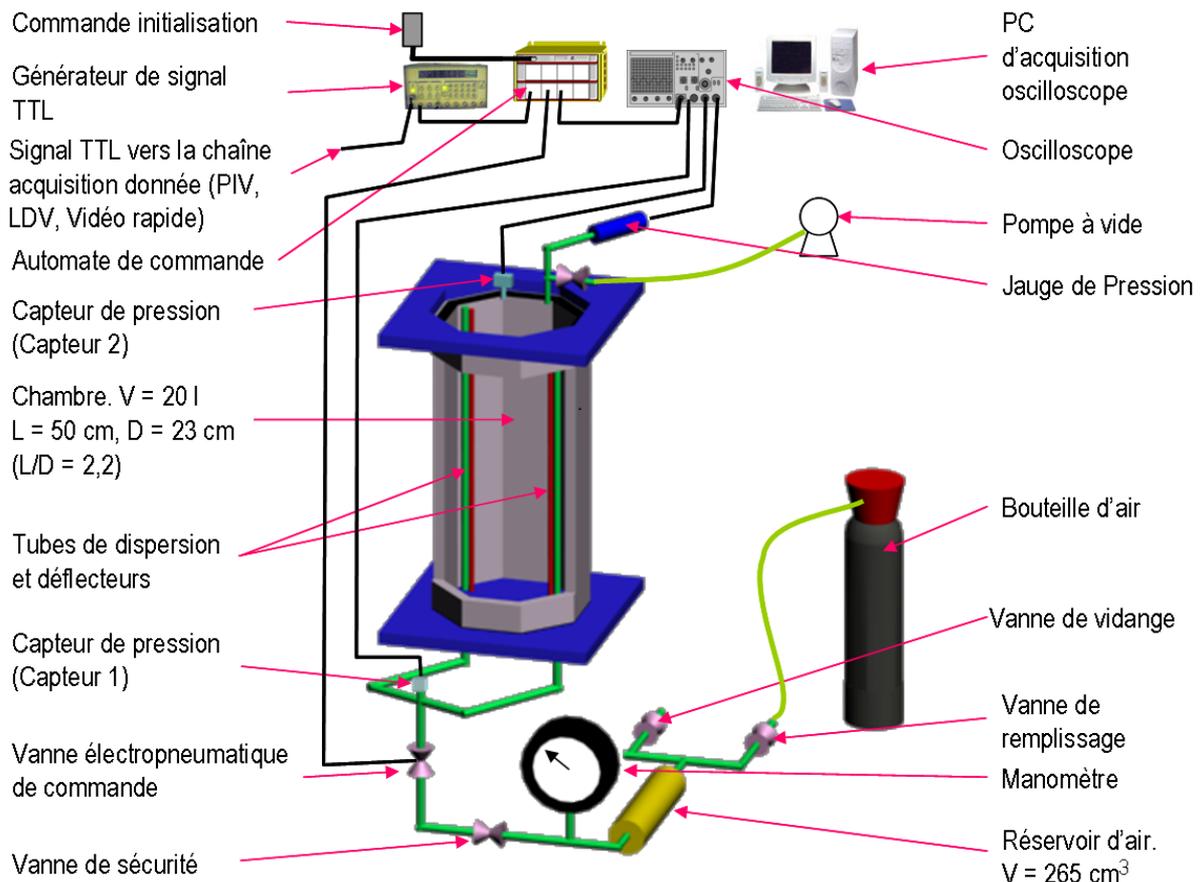


Figure III-4 - Schéma du dispositif expérimental.

Le dispositif de commande est un automate programmable de type TSX17 de Télémécanique. L'automate est programmé pour commander le temps t_{cev} d'ouverture de la vanne électropneumatique. L'instant t_{acq} pour l'acquisition des données est commandé soit par l'automate, soit par un générateur de délai (Stanford DG535), lui-même déclenché à partir du signal de pression enregistré par C_1 . Ce générateur envoie à l'instant t_{acq} un signal calibré qui permet de déclencher les dispositifs d'enregistrement (cf. Figure III-5). Le temps t_{cev} et l'instant t_{acq} sont variables. t_{cev} varie entre 50 et 400 ms (cf. §IV.1.2). Pour la vélocimétrie par image de particules, 7 instants ont été déterminés (cf. §IV.2.2.i), t_{acq} varie de 13 ms pour l'instant 1, à 1 s pour l'instant 7. Pour l'anémométrie laser Doppler et la vidéo rapide $t_{acq} = 0$.

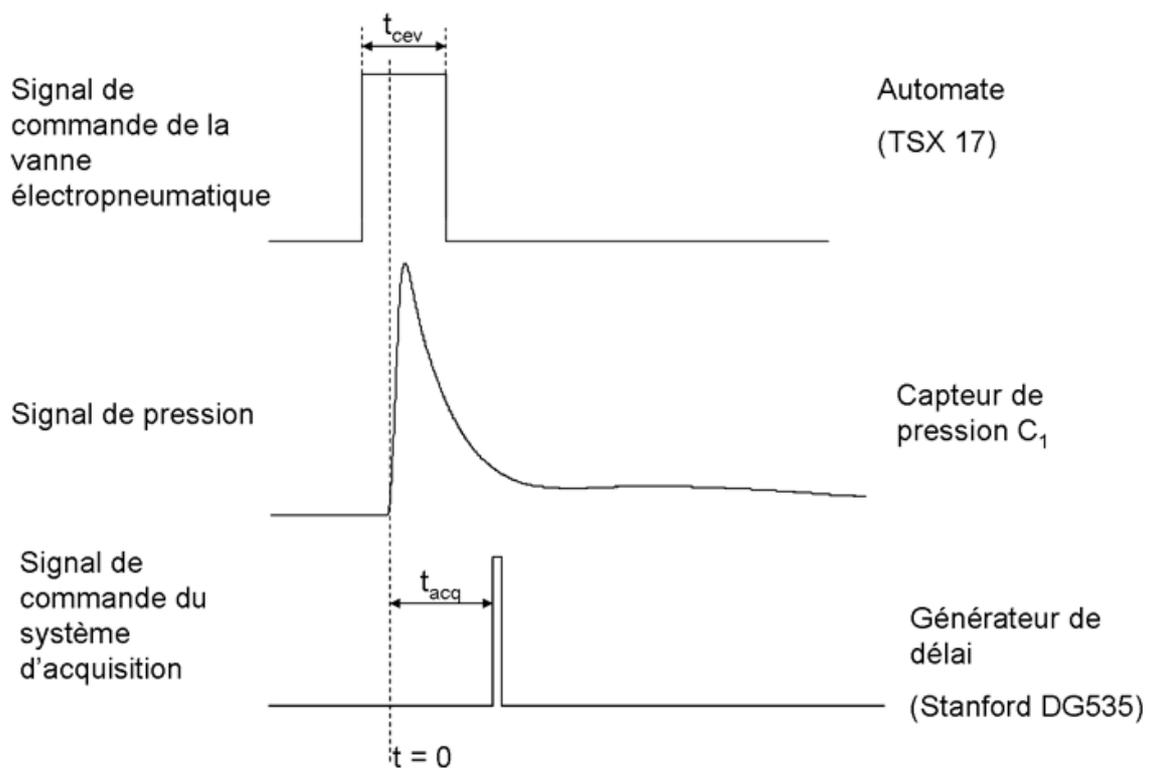


Figure III-5 – Diagramme des temps caractéristiques.

III.2 Caractéristiques du milieu biphasique étudié.

Les expériences ont été effectuées avec des particules d'amidon de blé (Réf: 21 146.368, Prolabo) de diamètre statistique moyen $20 \mu\text{m}$ (cf. Figure III-6) qui sont représentatives d'une grande variété de situations rencontrées en milieu industriel. Les caractéristiques physico-chimiques de l'amidon sont présentées dans l'annexe E.

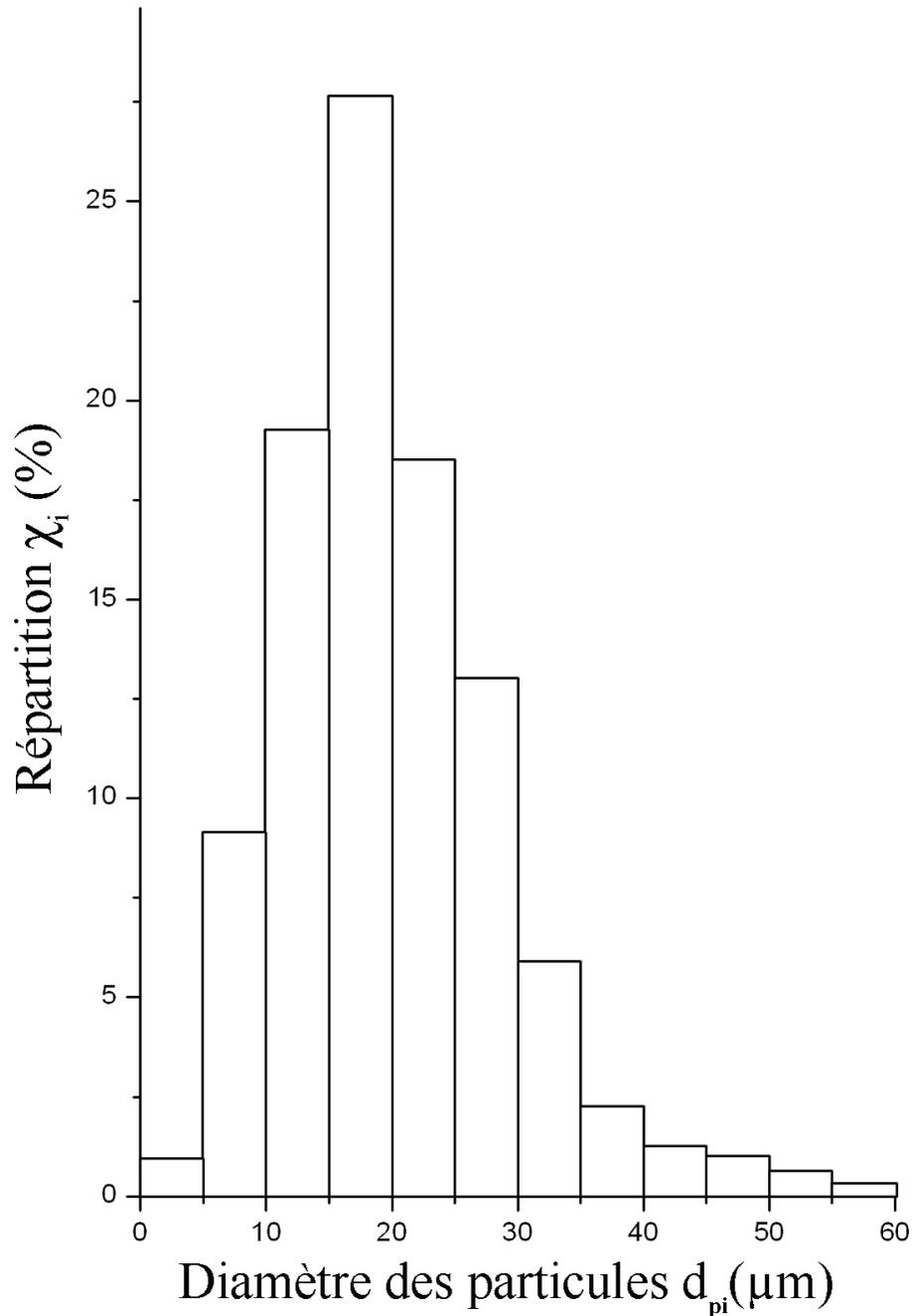


Figure III-6 - Répartition granulométrique des particules d'amidon. Péraldi [58].

Les concentrations nominales étudiées se situent entre 10 et 400 g/m^3 . Il est à noter que la stœchiométrie du mélange réactif amidon - air est obtenue pour une concentration de 230 g/m^3 . Cette plage de concentrations nous permet de comparer nos résultats avec les études menées précédemment sur la combustion de ce type de mélange.

Toutes les particules disposées initialement dans les canalisations ne sont pas dispersées dans la chambre par le dispositif de génération de la suspension présenté au §III.1.2. Une certaine quantité d'amidon reste dans les canalisations. De plus, parmi les particules expulsées

hors des cannes d'injection, certaines se déposent directement, soit sur les parois, soit sur les tubes de dispersion et les déflecteurs. On définit donc trois concentrations :

- la concentration nominale σ , correspondant à la quantité de particules introduites dans les canalisations.
- la concentration σ_{disp} , correspondant à la masse de particules éjectées hors des canalisations.
- la concentration σ_r , qui est celle des particules réellement en suspension dans la chambre.

La concentration σ_{disp} est obtenue en pesant la masse de particules restant dans les canalisations et en la soustrayant à σ . Le Tableau III-1 présente les différentes valeurs de σ_{disp} pour chaque concentration nominale étudiée. Nous avons effectué des mesures pour différentes valeurs de la pression dans le réservoir auxiliaire et il apparaît que la quantité de particules restant dans les tubes est quasi constante (à environ 5 % près). Il semble que seulement 50 % environ des particules sont éjectées hors des canalisations.

concentration nominale σ (g/m ³)	50	100	200	400
concentration σ_{disp} (g/m ³)	20	40	110	225

Tableau III-1 - Correspondances entre la concentration nominale et la concentration σ_{disp} .

La détermination de la concentration σ_r sera présentée dans le chapitre IV, au paragraphe IV.3.4.

III.3 Méthodes de diagnostic.

Le processus de mise en suspension des particules est étudié à l'aide de méthodes optiques : la vélocimétrie par image de particules (PIV), l'anémométrie laser Doppler (LDV) et l'imagerie rapide couplée à un plan laser.

III.3.1 Vélocimétrie par images de particules (PIV).

III.3.1.1 Principe de la PIV.

La PIV est une méthode optique non intrusive qui permet d'obtenir des cartes de vitesses instantanées dans un plan de l'écoulement étudié. Le principe est le suivant : l'écoulement étantensemencé avec des particules, une caméra CCD enregistre deux images successives

d'un même plan éclairée par une nappe laser et séparées par un intervalle de temps δt (cf. Figure III-7). Les images ainsi obtenues sont découpées en fenêtres d'interrogation ; un logiciel calcule la fonction d'intercorrélation entre les fenêtres correspondantes sur les deux images et détermine les pics principaux de corrélation. Ceux-ci correspondent au déplacement le plus probable du groupe de particules présent initialement dans la fenêtre d'interrogation. Connaissant ce déplacement et le temps entre les deux images, le logiciel calcule un vecteur vitesse pour chaque fenêtre d'interrogation, ce qui permet d'obtenir un champ de vitesse (cf. Figure III-8).

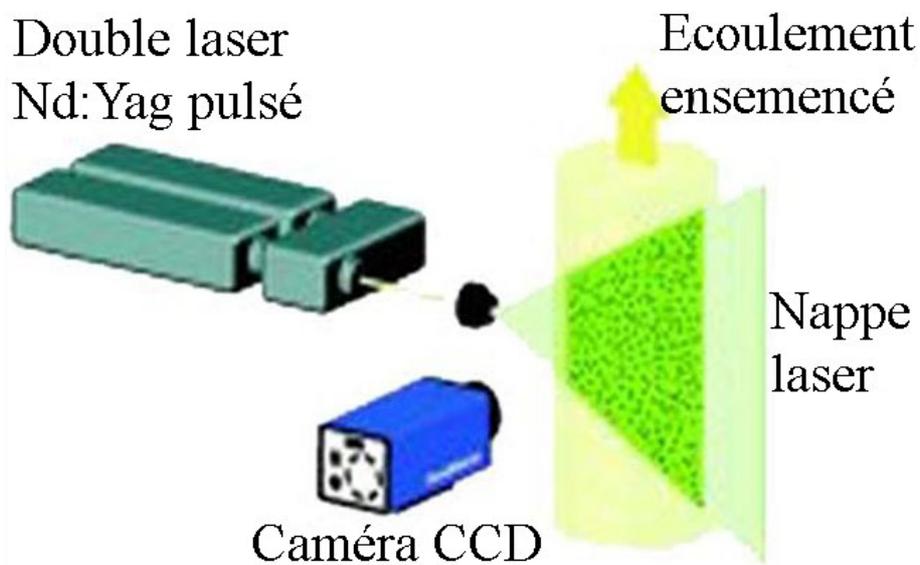


Figure III-7 – Acquisition des images PIV.

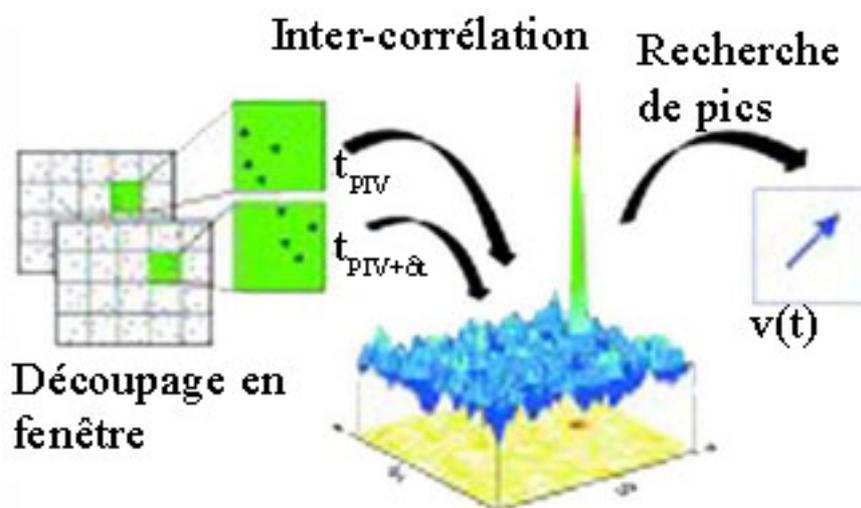


Figure III-8 – Traitements des images PIV.

La chaîne d'acquisition PIV utilisée, distribuée par LaVision, est composée de deux lasers pulsés ND-YAG Quantel, d'une caméra CCD LaVision Flow Master III 12 Bits et d'un micro-ordinateur (commande de la chaîne, acquisition des images). Elle donne des images de résolution 1280x1024 pixels. Ces images sont traitées ensuite avec le logiciel « Davis v6.0 ».

III.3.1.ii Mise en œuvre pour notre montage.

L'ensemencement des zones observées est obtenu par le système de dispersion des particules décrit précédemment, en travaillant avec de très faibles concentrations en particules (de l'ordre de 10 g/m³). La puissance des lasers est réglée à 50% de la puissance maximale.

Le logiciel « Davis v6.0 » servant au traitement des images offre la possibilité d'améliorer la détermination du champ de vecteur vitesse, avec l'utilisation de deux techniques. La première technique effectue un premier calcul et extrait un champ de vecteur vitesse. Ensuite, pour chaque fenêtre d'interrogation, un second calcul est réalisé en déplaçant la seconde image dans la direction et le sens du vecteur vitesse obtenu. Cette technique permet de retrouver plus précisément le groupe de particules observé dans la première image. La seconde technique peut se combiner à la précédente. Elle permet, en effectuant plusieurs fois le calcul du champ de vecteur vitesse, de diminuer après chaque calcul la taille de la fenêtre d'interrogation.

Dans le cadre de cette étude nous avons combiné ces deux techniques. Ainsi d'un calcul à l'autre, la seconde image sera décalée de 30% de la taille de la fenêtre d'interrogation dans la direction et le sens du vecteur vitesse calculé précédemment. De plus, la taille de la fenêtre d'interrogation diminuera de 32 x 32 pixels à 8 x 8 pixels.

III.3.1.ii.1 Position des plans d'enregistrement.

Nous avons effectué des mesures dans 5 plans de l'enceinte (cf. Figures III-9 et III-10) : trois plans horizontaux et deux verticaux. Les plans horizontaux se situent respectivement à 62 mm (plan 1), 250 mm (plan 2) et 443 mm (plan 3) du bas de la chambre, ce qui les place respectivement au niveau du troisième orifice d'injection, au milieu de la chambre (au niveau d'un orifice) et au troisième orifice en partant du haut de la chambre. Les plans verticaux (cf. Figure III-10) sont compris entre les deux déflecteurs. Le plan 4 est compris entre l'altitude 160 mm et l'altitude 330mm, le plan 5 entre les altitudes 330 et 495 mm. Dans le cas particulier de l'instant 1 des enregistrements PIV (7 instants d'enregistrements ont été définis, l'instant 1 vaut entre 13 et 17 ms, cf. §IV.2.2.i), l'ensemencement est trop faible pour être exploité sur toute la largeur du plan. En effet, pour ensemenecer le milieu, nous introduisons

préalablement les particules dans le dispositif de dispersion, la chambre n'est donc pas initialementensemencée. Il n'y a donc des traceurs en quantité suffisante qu'au bout d'un délai après le début de l'écoulement généré. Dans ce cas, on a rapproché la caméra de la chambre afin d'avoir une meilleure résolution. Ceci nous a conduit à décomposer les plans 4 et 5 en trois plans : 6, 7 et 8.

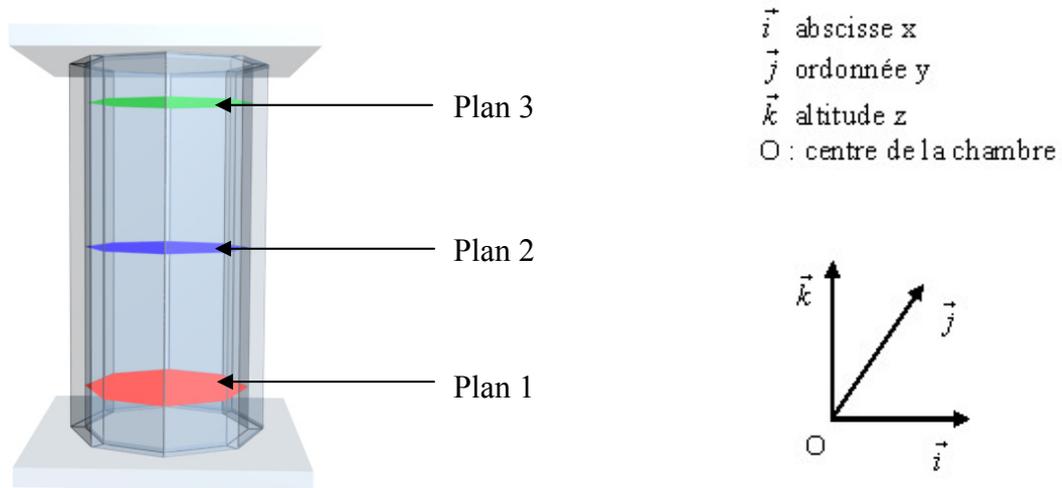


Figure III-9 - Zones d'enregistrements horizontales pour la PIV.

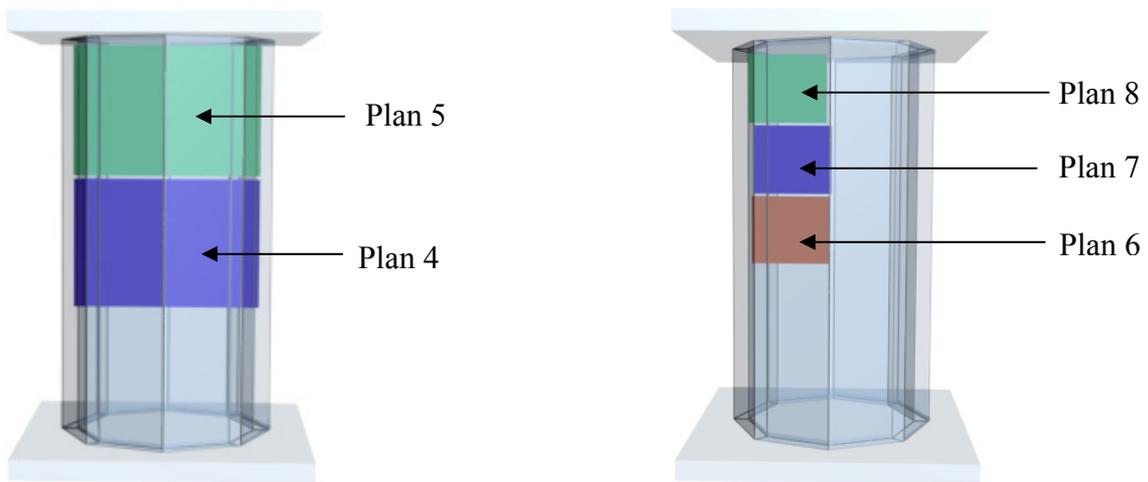


Figure III-10 - Zones d'enregistrements verticales pour la PIV.

Remarque : Pour les plans horizontaux, comme il est indiqué sur la Figure III-11, des petites zones d'ombre sont créées par la présence, sur le trajet du faisceau, d'un tube et de son déflecteur et de deux tirants servant à rigidifier la chambre. Dans cette zone, l'acquisition de données sera problématique.

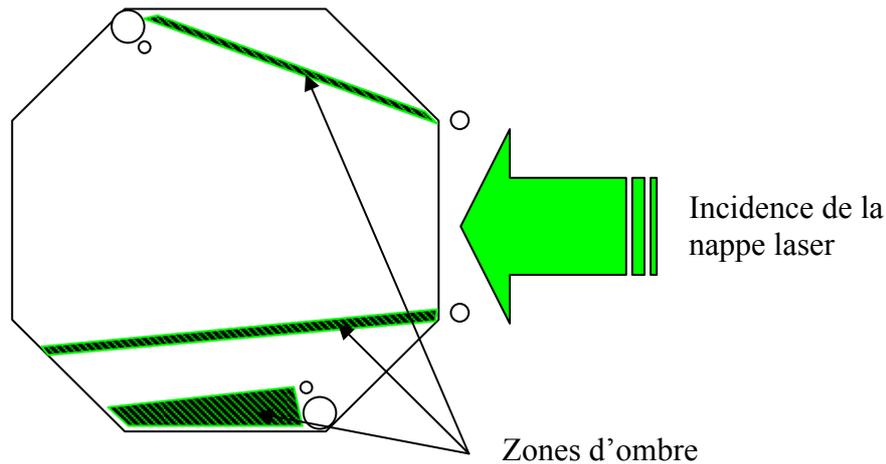


Figure III-11 – Schéma d'une vue horizontale.

III.3.1.ii.2 Détermination de l'intervalle de temps entre deux images.

La principale difficulté dans la mise en œuvre de la PIV dans l'enceinte était de régler correctement l'intervalle de temps δt entre les deux images afin d'obtenir le champ de vecteurs vitesses le plus précis possible. Rappelons que la méthode PIV est basée sur le calcul du déplacement des particules entre deux images successives à l'aide d'une fonction d'intercorrélation. Connaissant le temps séparant deux images, il est possible de déduire un champ de vecteurs vitesses. Le choix de δt doit donc prendre en compte un certain nombre de paramètres spécifiques à l'expérience (vitesses caractéristiques de l'écoulement généré, zone d'enregistrement, instant d'enregistrement).

L'écart δt entre les deux images est communément choisi de manière à ce que les particules se déplacent entre les deux images d'au minimum $\frac{1}{4}$ de la taille de la fenêtre d'interrogation. Mais des paramètres supplémentaires doivent être pris en considération : la turbulence génère un écoulement fortement tridimensionnel, ce qui oblige à réduire δt (en effet, il faut un temps suffisamment court pour que la composante normale du flux de particules à travers la zone d'interrogation puisse être considérée comme négligeable afin d'obtenir une fonction d'intercorrélation représentative). De plus, il faut tenir compte de l'étendue importante des valeurs des vecteurs vitesses : de l'ordre de quelques centimètres par seconde à plusieurs dizaines de mètre par seconde. L'écart δt choisi est le résultat d'un compromis entre ces différents paramètres.

Remarque : Outre ces difficultés, il nous a fallu résoudre un certain nombre de problèmes techniques : positionner la nappe laser avec précision, limiter les réflexions parasites, obtenir la même intensité lumineuse entre les deux images, ...

III.3.2 Anémométrie Laser Doppler (LDV).

III.3.2.1 Principe de la LDV.

La LDV repose sur le principe de la diffusion de la lumière par des particules, qui servent de traceurs, lors de leur passage dans un volume d'interférences créé par le croisement de deux faisceaux lasers (cf. Figure III-12).

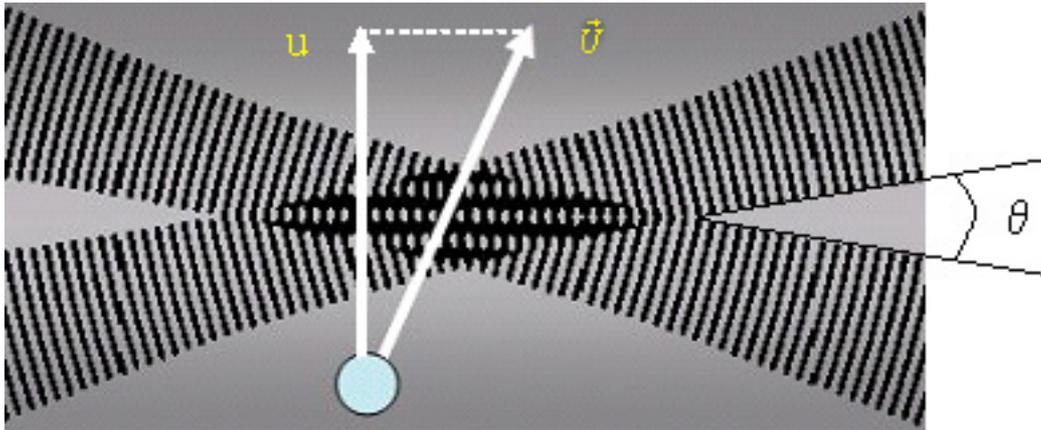


Figure III-12 - Volume de mesure.

Un photomultiplicateur enregistre les variations, appelées bouffées, de la lumière ainsi diffusée. La diffusion peut être observée dans une ou plusieurs directions. Pour chaque direction, le signal de diffusion des particules est collecté par un photomultiplicateur. Le signal est ensuite traité par un analyseur de spectre. L'analyseur tire du signal des bouffées doppler. Il opère alors une transformation de Fourier. Le pic maximum du spectre ainsi obtenu correspond à la fréquence Doppler f_D . Elle est liée à la composante u de la vitesse \vec{U} de la particule perpendiculaire aux franges par la relation :

$$f_D = \frac{u}{i} = 2 \frac{u}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{III.1})$$

où u est la composante de la vitesse perpendiculaire aux franges, i l'interfrange, λ la longueur d'onde du rayon incident et de θ l'angle de croisement des faisceaux

Ainsi, la LDV permet d'avoir l'évolution des composantes perpendiculaires aux franges de la vitesse des particules au cours du temps dans un petit volume de mesure (dans notre cas $< 90\mu\text{m}^3$). On peut tirer de ces mesures instantanées l'évolution des vitesses moyennes, des fluctuations de vitesses et par conséquent les caractéristiques de la turbulence dans ce volume.

III.3.2.ii Mise en œuvre dans le montage.

La chaîne de mesure utilisée (cf. Figure III-13) est une chaîne tri-composante Dantec associée à deux lasers Argon II*13 Spectra Physics (un 2017 et un 2058). Le faisceau d'un des deux lasers est divisé en deux couples de faisceaux, l'un dans le vert (514,5 nm) et l'autre dans le bleu (488 nm). Le second laser fournit la troisième composante dans le violet (476,5 nm). Le couple vert et le couple bleu sont transmis à l'aide d'une fibre Dantec 61X23 et le couple violet avec une fibre Dantec 60X17. Les caractéristiques de ces fibres sont indiquées sur le Tableau III-2.

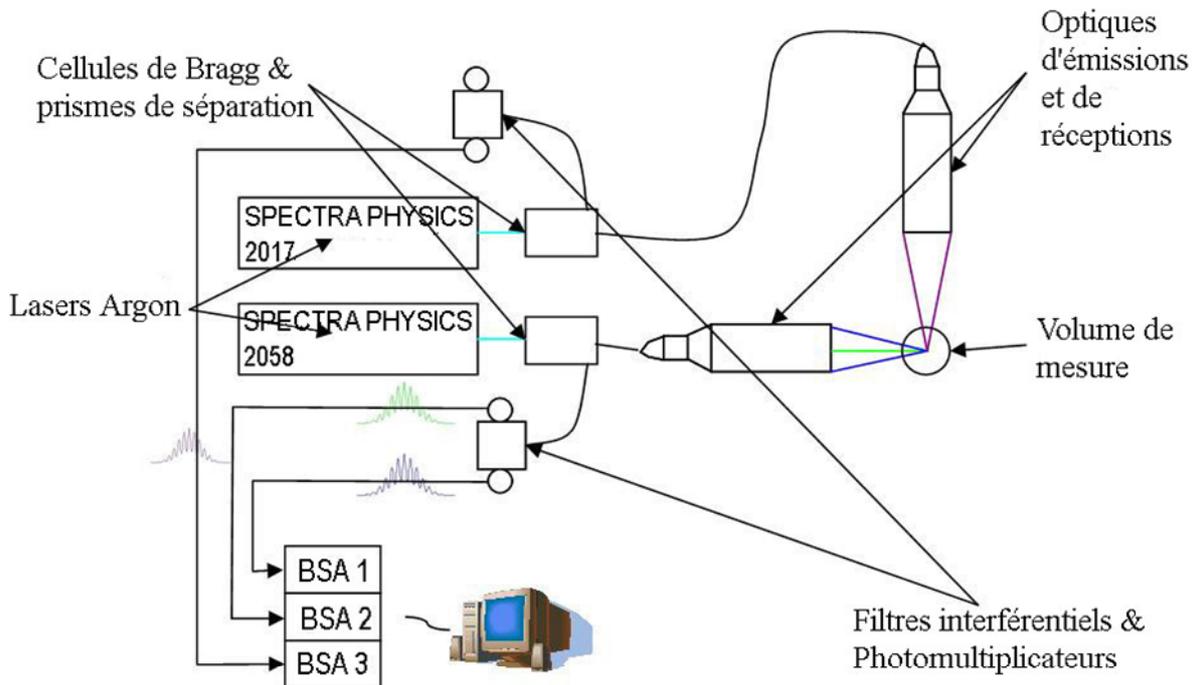


Figure III-13 - Schéma du système de LDV 3D.

Modèle de la fibre DANTEC		61X23	60X17
Diamètre (mm)		27	14
Diamètre du faisceau (mm)		1,35	0,27
Espacement entre faisceau (mm)		15	8
Focale de la lentille frontale (mm)		160	300
Angle entre les faisceaux		5,4°	6,16°
Volume de mesure pour un faisceau à 488nm	Diamètre (µm)	74	167
	Longueur (mm)	1,57	3,107
Interfrange (µm)		5,21	4,44
Nombres de franges		14	37

Tableau III-2 - Caractéristiques des optiques d'émission et de réception.

Les mesures ont été réalisées en diffusion arrière. Les analyseurs de spectre utilisés sont des BSA de Dantec. L'ensemencement des volumes observés est obtenu par le système de dispersion des particules décrit précédemment, en travaillant avec de très faibles concentrations en particules (de l'ordre de 10 g/m^3).

Lors de l'acquisition des données, les trois BSA fonctionnent indépendamment les uns des autres. Chaque BSA fournit l'évolution de la vitesse des particules selon une direction \vec{i} , \vec{j} ou \vec{k} . Il n'y a pas de corrélation entre les trois évolutions de vitesses, chacune étant indépendante des autres.

Dans le cadre de notre étude, 9 points situés dans l'enceinte ont été étudiés. Les points se situent dans les mêmes plans que les plans horizontaux pour la PIV (cf. Figure III-9). Sur le plan 1 (inférieur), le point 7 est sur l'axe central de la chambre (cf. Figure III-14), le point 8 sur l'axe des injecteurs à 4 cm d'un déflecteur, c'est-à-dire à égale distance du déflecteur et du centre de la chambre, et le point 9 proche de la paroi (à 1 cm). Sur le plan 2 (médian), le point 1 est sur l'axe central de la chambre, le point 2 sur l'axe des injecteurs à 4 cm d'un déflecteur (il est à l'opposé des points 5 et 8 par rapport à l'axe central de la chambre) et le point 3 proche de la paroi (à 1 cm). Enfin, sur le plan 3 (supérieur), le point 4 est sur l'axe central de la chambre, le point 5 sur l'axe des injecteurs à 4 cm d'un déflecteur et le point 6 proche de la paroi (à 1 cm). Pour les points dans le plan 2 et 3 (Points 1 à 6) nous avons suivi les vitesses dans les trois directions. Pour le plan 1 (points 7 à 9), nous n'avons suivi que deux directions \vec{i} et \vec{k} , la troisième composante étant impossible à obtenir pour des problèmes d'accès optique. La Figure III-15 présente une photographie de l'intersection des faisceaux au point 3.

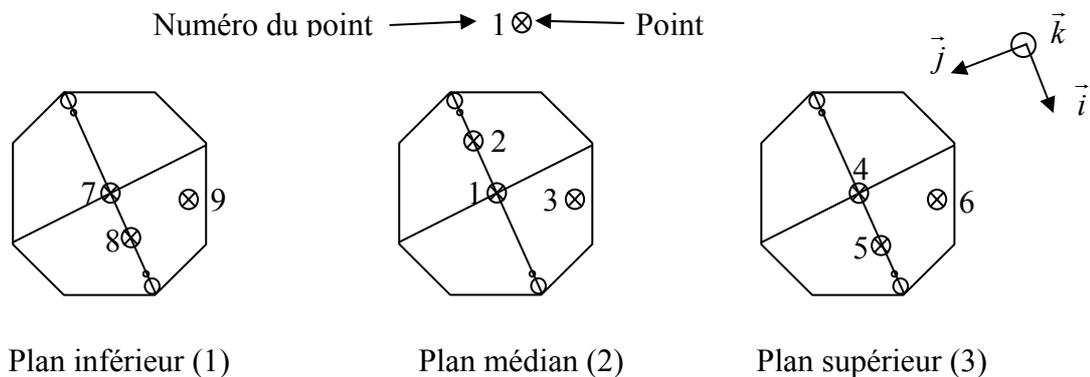


Figure III-14 – Position des points de mesure LDV.

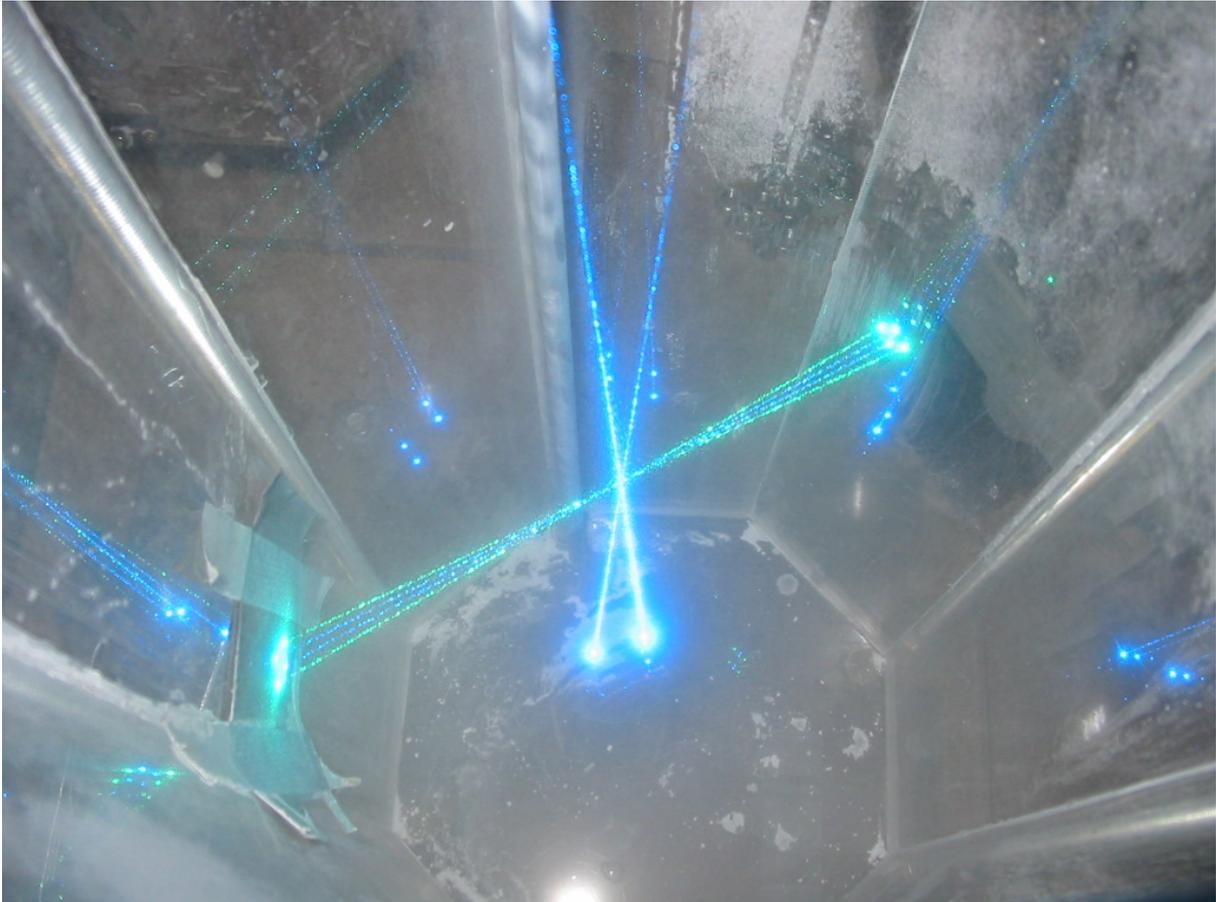


Figure III-15 - Intersection des faisceaux pour le point 3.

III.3.3 Vidéo rapide couplée avec la tomographie laser.

Nous utilisons une caméra vidéo rapide (Kodak Ektapro HS 4540) pour suivre l'évolution de la suspension au cours du temps. La caméra enregistre 1024 images à une cadence qui peut varier de 30 à 4500 images/secondes avec une résolution de 256x256 pixels et jusqu'à 40500 images/secondes avec une résolution de 64x64 pixels. Un plan laser est créé dans la chambre entre les deux défecteurs du système de dispersion par un laser Argon de longueur d'onde 534 nm. La nappe pénètre par la base de la chambre (cf. Figure III-16). Les images enregistrées sont ensuite téléchargées sur un micro-ordinateur via une carte GPIB. La puissance du laser varie de 3 à 5 W en fonction de la concentration nominale en particules solides.

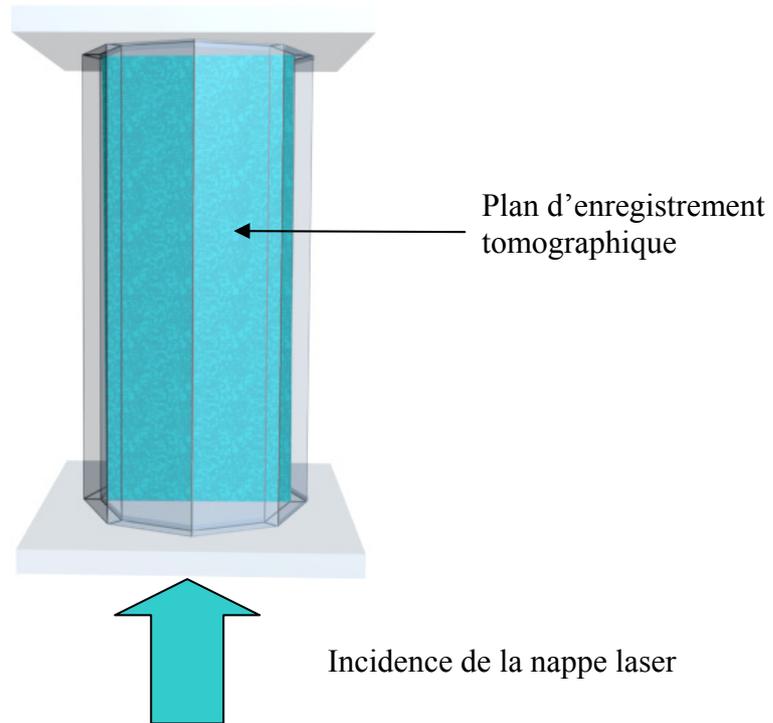


Figure III-16 - Schéma du plan d'enregistrement tomographique.

*CHAPITRE IV Résultats
expérimentaux concernant
les mécanismes de dispersion
des particules solides.*

A l'aide du montage présenté au chapitre III, nous avons réalisé plusieurs séries d'expériences pour étudier les processus de dispersion des particules dans l'enceinte. Nous avons utilisé différentes techniques de diagnostic : mesures de pression, PIV, LDV et imagerie rapide couplée avec des tomographies lasers (cf. §III.3.3). Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus avec ces différentes méthodes. Nous examinerons successivement :

- L'évolution de la pression dans la chambre sous l'influence de certains paramètres (durée de la décharge, pression initiale du réservoir auxiliaire, concentration en particules solides).
- L'évolution du champ aérodynamique généré dans la chambre par le dispositif de dispersion, déduite des mesures par PIV et LDV.
- L'étude de la dispersion des particules dans l'enceinte à l'aide de l'imagerie rapide couplée avec des tomographies lasers.

IV.1 Evolution de la pression dans la chambre lors du processus de dispersion.

IV.1.1 Introduction.

On cherche à créer à l'intérieur de la chambre une suspension à la pression atmosphérique. Comme indiqué au §III.1.2, la suspension est générée par un dispositif de dispersion turbulente obtenu par décharge d'un réservoir auxiliaire. Il faut faire initialement un vide partiel dans l'enceinte de manière à ce qu'à la fin de la décharge du réservoir auxiliaire on atteigne la pression atmosphérique dans la chambre, au moment de l'allumage. Il est donc nécessaire de contrôler la décharge du réservoir auxiliaire.

Nous avons étudié l'influence de différents paramètres (durée de la décharge t_{cev} , pression du réservoir auxiliaire P_{ri} , concentration en particules solides σ) sur l'évolution de la pression dans la chambre. La pression P_{ri} maximale dans le réservoir auxiliaire est limitée à 10 bar compte tenu des caractéristiques du mano-détendeur de la bouteille d'air comprimé.

Comme indiqué au §III.1.3, le capteur C_1 , placé dans le dispositif de dispersion (cf. Figure III-4), nous renseigne sur la décharge du réservoir auxiliaire et par conséquent sur les instants d'ouverture et de fermeture de la vanne. Le capteur C_2 , positionné sur la paroi supérieure de la chambre, nous permet de suivre l'évolution de la pression dans la chambre au

cours du processus de dispersion. On notera P_{C1} et P_{C2} les valeurs de la surpression relevée respectivement par les capteurs 1 et 2. Les courbes d'évolution présentées ci-après sont des courbes moyennes sur une dizaine de profils de pression enregistrés dans les mêmes conditions.

IV.1.2 Influence de la durée de décharge t_{cev} sur l'évolution de la pression dans la chambre.

Un certain nombre d'expériences ont été menées sans introduire de particules d'amidon dans le dispositif de dispersion. Nous avons fait varier le délai entre la commande d'ouverture et de fermeture de l'électrovanne (t_{cev}), soit 50, 100, 150 et 400 ms, pour différentes valeurs de P_{ri} (3, 5, 7 et 10 bar). Pour chacune des 16 combinaisons possibles, nous avons réalisé 10 enregistrements de profil de pression fournis par les deux capteurs.

La Figure IV-1 présente l'évolution de la pression relevée par les deux capteurs pour les quatre valeurs de t_{cev} et $P_{ri} = 10$ bar. Sur cette figure, on remarque deux maxima et un minimum pour les profils de pression enregistrés par C_1 et un maximum pour ceux enregistrés par C_2 . On notera t_{C1M1} l'instant du premier maximum de pression observé sur C_1 (qui est le maximum principal), t_{C1M2} celui du second maximum, t_{C1min} celui du minimum pour C_1 et t_{C2Max} l'instant du maximum de pression relevé par C_2 . On notera aussi t_1 l'instant de début de montée en pression pour C_1 et t_2 l'instant de début de montée en pression pour C_2 .

Sur la Figure IV-1 on peut voir que les profils de C_1 et C_2 sont presque similaires pour t_{cev} égal à 150 et 400 ms. Pour $t_{cev} = 50$ et 100 ms, on observe un décrochement des signaux de pression enregistrés par C_1 à respectivement 120 et 220 ms. Pour ces valeurs de t_{cev} , la vanne se ferme avant la fin de la décharge du réservoir. La détente de l'air dans la chambre se poursuit encore pendant environ 30 ms. Ensuite la pression s'équilibre en tout point de la chambre. En revanche pour les deux autres valeurs de t_{cev} , la fermeture de la vanne ne semble pas avoir, ou très peu, d'influence sur l'évolution de la pression dans la chambre.

Si on analyse l'influence de t_{cev} à P_{ri} constant (ici on prend $P_{ri} = 5$ bar) sur les instants caractéristiques définis ci-dessus, on constate que (cf. Figure IV-2) :

- Les temps caractéristiques t_{C1M1} , t_{C1M2} , t_{C1min} , t_{C2Max} , t_1 et t_2 des enregistrements de la pression varient peu pour $t_{cev} = 150$ et 400 ms.
- Pour $t_{cev} = 50$ et 100 ms, t_1 , t_2 et t_{C1M1} sont du même ordre que pour les autres valeurs de t_{cev} ; en revanche t_{C1M2} , t_{C1min} et t_{C2Max} sont légèrement plus petits, car la détente du réservoir est interrompue en raison de la fermeture trop précoce de la vanne.

Par conséquent, nous avons donc choisi de fixer t_{cev} à 150 ms. En effet, compte tenu de ces résultats on peut considérer qu'au-delà d'une durée d'ouverture égale à 150 ms le processus de la décharge du réservoir dans la chambre est peu modifié.

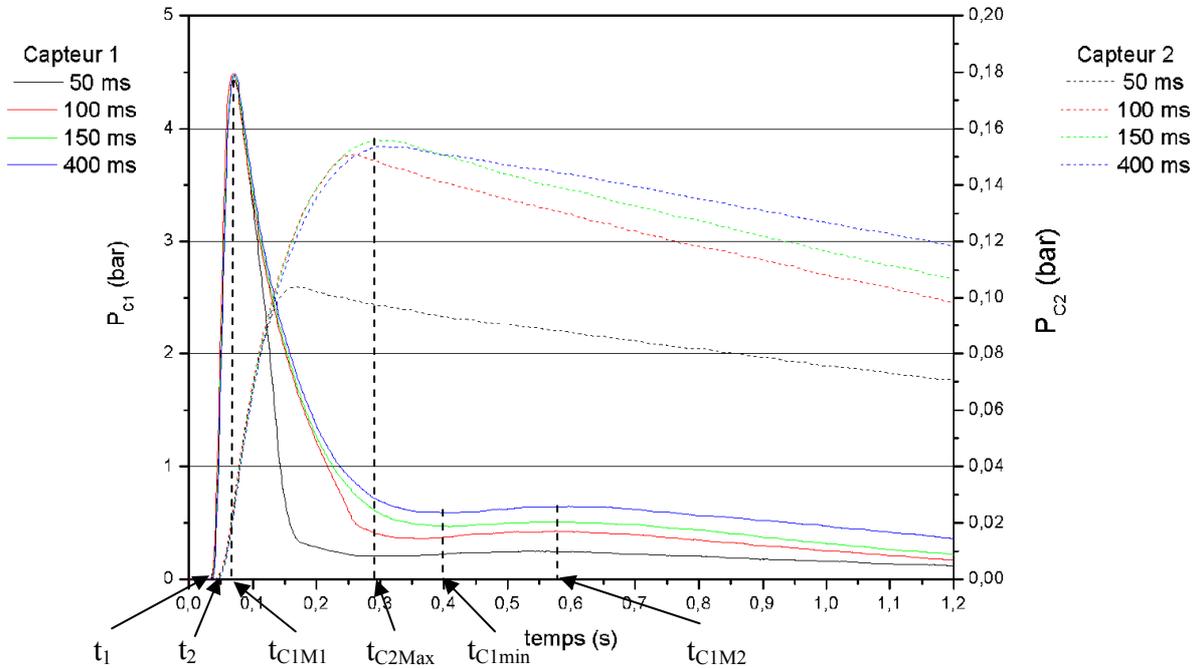


Figure IV-1 – Evolution de la pression sur les deux capteurs C_1 et C_2 pour chaque valeur de t_{cev} avec $P_{ri} = 10$ bar.

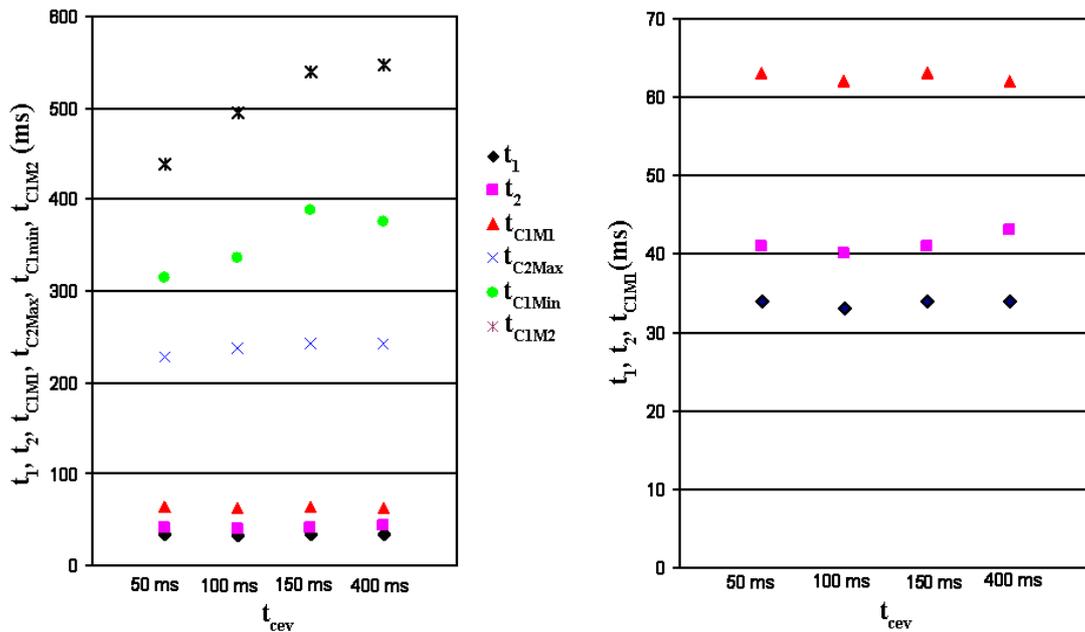


Figure IV-2 - Temps caractéristiques relevés avec les capteurs de pression pour chaque valeur de t_{cev} avec $P_{ri} = 5$ bar.

Dans la suite de notre étude, nous fixons t_{cev} à 150 ms et tous les résultats qui seront présentés ont été obtenus avec cette valeur.

IV.1.3 Influence de la pression initiale relative du réservoir auxiliaire.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'on peut identifier des instants particuliers sur les profils de pression enregistrés par C_1 et C_2 . Nous étudions maintenant l'influence de P_{ri} sur la valeur de ces instants caractéristiques de manière à ajuster le choix des instants d'acquisition en PIV en fonction de la valeur de P_{ri} (en effet, les instants, t_{C1M1} , t_{C1M2} , t_{C1min} , t_{C2Max} , t_1 et t_2 , nous servent de base pour choisir les instants d'acquisition en PIV, cf. §IV.2.2.i).

La Figure IV-3 montre l'évolution de la pression au cours du processus de dispersion pour les quatre valeurs de P_{ri} (3, 5, 7 et 10 bar) à $t_{cev} = 150$ ms. Les valeurs de P_{C1} et de P_{C2} ont été normées par leur valeur maximale (P_{C1max} et P_{C2max} , respectivement).

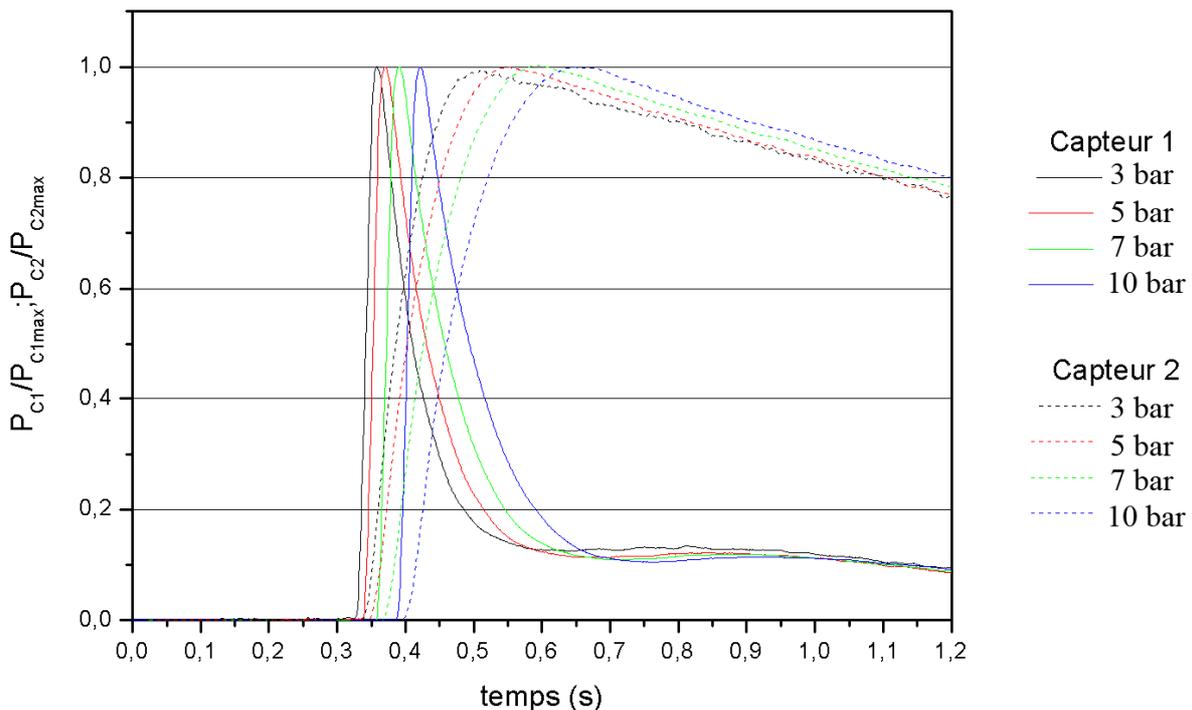


Figure IV-3 - Evolution de la pression adimensionnée sur les deux capteurs C_1 et C_2 pour chaque valeur de P_{ri} .

Sur cette figure, ainsi que sur le Tableau IV-1, on observe que P_{ri} a une influence sur l'instant t_1 de début de la montée en pression de C_1 . Il existe donc un effet sur le temps de réponse de la vanne électropneumatique. Ceci est probablement dû au fait que la pression nominale de service de la vanne est de 7 bar.

P_{ri} (bar)	10	7	5	3
t_1 (ms)	39	36	34	33

Tableau IV-1 - Instant de début de montée en pression du capteur 1 en fonction de P_{ri} .

Afin que tous les instants caractéristiques soient repérés par rapport à un événement identique quelle que soit P_{ri} , nous avons décidé d'utiliser, par la suite, l'instant t_1 comme origine des temps.

La Figure IV-4 présente les mêmes profils de pression que la Figure IV-3 après avoir tenu compte de la correction sur l'origine des temps (montée de la pression sur le capteur C_1). Sur cette figure, on remarque un décalage des instants caractéristiques t_{C1M2} , t_{C1min} , t_{C2Max} et t_2 en fonction de P_{ri} . Plus P_{ri} augmente et plus ces instants sont grands. Ceci est essentiellement dû au fait que plus P_{ri} est grand et plus le temps de décharge est long.

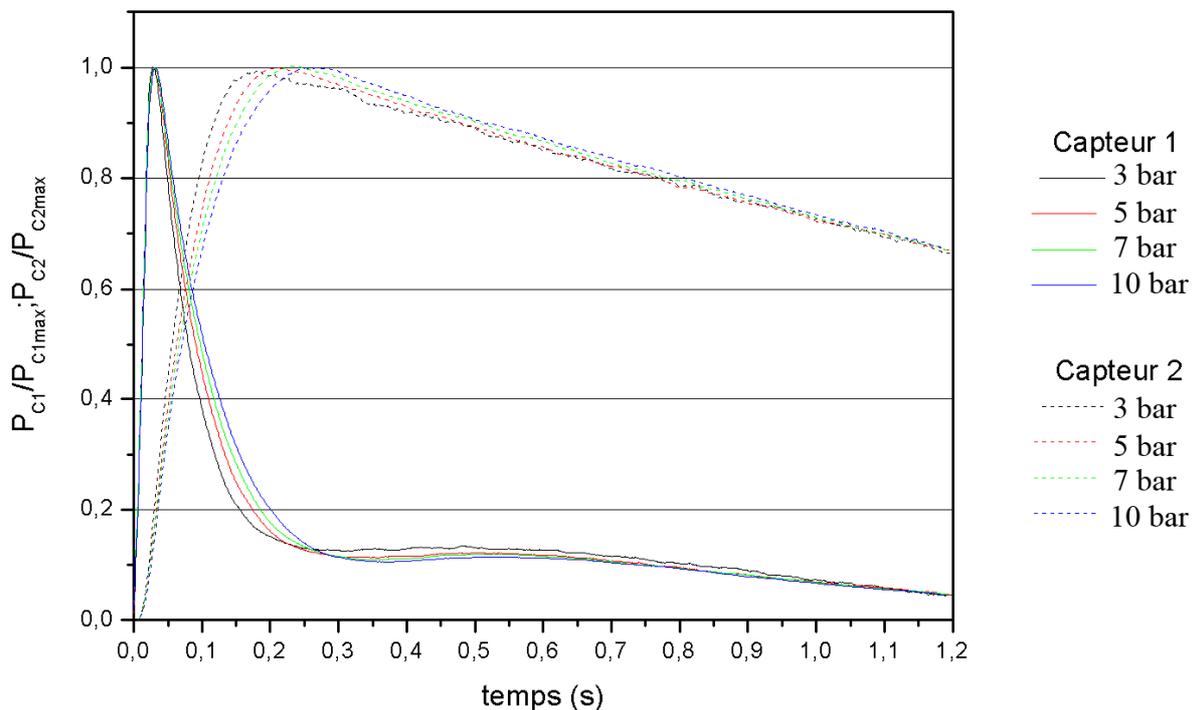


Figure IV-4 - Evolution de la pression adimensionnée sur les deux capteurs C_1 et C_2 pour chaque valeur de P_{ri} (origine à t_1).

IV.1.4 Influence de la concentration en particules solides.

Les expériences avec la PIV et la LDV seront réalisées avec une très faible concentration en particules solides (de l'ordre de 10 g/m³), pour que le logiciel de calcul des champs de vecteur vitesses en PIV puisse calculer les fonctions de corrélation et que le système d'acquisition LDV différencie les particules entre elles. Afin de savoir si la concentration en particules solides ne modifie pas profondément le processus de décharge, nous avons regardé son influence sur l'évolution de la pression dans l'enceinte.

Les résultats obtenus sont regroupés sur la Figure IV-5 pour 5 valeurs de la concentration nominale σ en particules solides (0, 50, 100, 200 et 400 g/m³). Cette figure montre l'évolution de la pression P_{C2} dans la chambre pour chacune des cinq valeurs de σ pour $P_{ri} = 7$ bar.

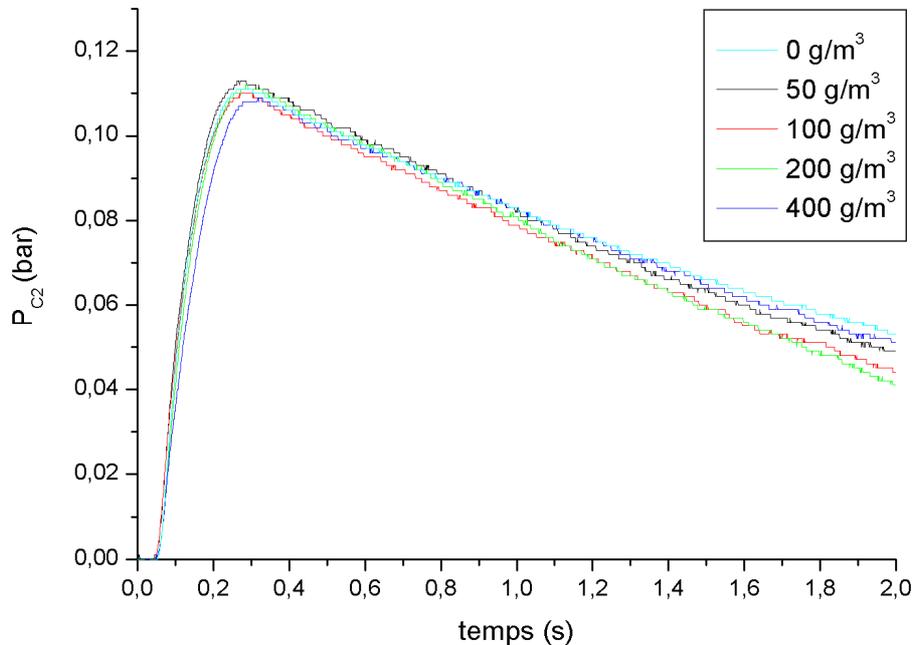


Figure IV-5 - Evolution de la pression dans l'enceinte pour différentes concentrations en particules ($\sigma = 0, 50, 100, 200$ et 400 g/m³) avec $P_{ri} = 7$ bar.

On constate que, quelle que soit la concentration en particules solides (dans les limites des concentrations étudiées), les profils de pression sont pratiquement confondus. La concentration en particules, dans nos conditions expérimentales, n'a donc qu'une influence négligeable sur l'évolution de la pression dans l'enceinte. Si cela n'avait pas été le cas, il aurait été difficile de considérer que les champs aérodynamiques obtenus à faible concentration soient transposables à toutes les concentrations en particules étudiées.

IV.2 Evolution du champ aérodynamique généré dans la chambre par le dispositif de génération de la suspension.

IV.2.1 Remarques préliminaires.

a) Il existe très peu de données concernant les caractéristiques de la turbulence existant dans les flammes se propageant dans les mélanges gaz-particules solides. Dans la plupart des expériences réalisées, le seul type d'information concernant la turbulence se résume à

« faible », « moyenne » ou « forte ». Quelques tentatives de mesures de la turbulence ont été réalisées par Kauffman et al. [47] et Tai et al. ([74], [76]). Les premières mesures de la turbulence effectuées par Pu et al. ([63], [64]) au centre de leur enceinte datent de 1988. Des travaux similaires ont été effectués par Jarosinski et al. [45]. Ces derniers emploient deux techniques pour mesurer l'évolution de la vitesse selon une, voire deux directions : la LDV et l'anémométrie par fil chaud. Ils en tirent ainsi l'intensité de turbulence (ou vitesse RMS). Ils ont aussi utilisé deux fils chauds, l'un étant fixe au centre de la chambre, l'autre se déplaçant selon une direction afin de pouvoir obtenir des corrélations spatiales et de déterminer la taille des structures turbulentes. Ainsi, ils ont pu corréler des grandeurs caractéristiques comme le K_{St} (cf. §I.2.3) avec l'intensité de turbulence au centre de la chambre. Ceci permet une première approche de l'influence de la turbulence sur la propagation de la flamme dans les mélanges gaz-particules solides. Toutefois, leurs mesures étaient effectuées en un seul point (le centre de la chambre) et ne pouvaient pas rendre compte de l'état aérodynamique du milieu dans l'ensemble de la chambre.

b) L'utilisation de la PIV permet d'espérer pouvoir dresser, dans différents plans de l'enceinte, des cartes instantanées en 2D des grandeurs caractéristiques de la turbulence. Ceci permettrait d'avoir des informations plus précises sur l'état initial du milieu étudié au moment de l'allumage. Les mesures avec la LDV devraient permettre de suivre l'évolution de la turbulence au cours du temps. Ces résultats seront comparés avec ceux disponibles dans la littérature et confrontés aux informations fournies par les enregistrements PIV.

c) Avant de présenter les résultats obtenus avec la PIV et la LDV, il nous semble nécessaire de rappeler quelques différences entre ces deux techniques. La PIV donne la représentation spatiale du champ de vecteurs vitesses à un instant donné, alors que la LDV permet de suivre l'évolution temporelle de la vitesse en un point. C'est pourquoi quand nous parlerons de vitesses moyennes, dans le cas de la PIV il s'agira d'une vitesse moyenne spatiale, et dans le cas de la LDV d'une vitesse moyenne temporelle. Dans le cas de la PIV, afin d'avoir une idée de l'évolution du champ des vecteurs vitesses au cours du temps, nous avons effectué des enregistrements à différents instants, entre 10 ms et 1 s. En ce qui concerne la LDV, le système d'acquisition était réglé afin de pouvoir aussi effectuer des enregistrements sur une durée de une seconde. Malheureusement, les enregistrements ne sont exploitables que jusqu'à 950 ms. En effet, au cours du temps le nombre de particules qui passent dans le volume d'acquisition de la LDV diminue et vers 950 ms il ne passe pratiquement plus aucune particule, ce qui entraîne l'impossibilité d'obtenir des signaux.

Nous n'avons donc pas eu la possibilité de confronter les mesures PIV et LDV dans la partie terminale de l'intervalle de temps d'observation (1 s).

IV.2.2 Vélodimétrie par Images de Particules (PIV).

IV.2.2.1 Instants d'enregistrement PIV.

Après avoir mené des expériences exploratoires, nous avons effectué à différents instants des enregistrements PIV sur les 8 zones de la chambre prédéfinies au §III.3.1.ii.1. Ces instants (cf. Tableau IV-2) sont déterminés à partir des événements caractéristiques observés lors de l'étude de l'évolution de la pression dans la chambre (cf. §IV.1.3 et Figure IV-6). Pour chacun des 7 événements choisis (maxima, minima de pression,...), les instants correspondants diffèrent légèrement pour chacune des 4 valeurs de P_{ri} (cf. §IV.1.3). Les valeurs précises sont indiquées sur le Tableau IV-2.

- Instant 1 : Valeur intermédiaire entre le début du processus ($t = 0$ ms) et l'instant 2.
- Instant 2 : Instant du milieu de l'intervalle de temps entre l'instant de rencontre des deux fronts t_r (cf. §IV.3.2) et du maximum de pression relevé par C_1 (t_{C1M1}).
- Instant 3 : Valeur intermédiaire entre les instants 2 et 4.
- Instant 4 : Instant du maximum de pression dans la chambre (t_{C2M}).
- Instant 5 : Valeur intermédiaire entre les instants 4 et 6.
- Instant 6 : Instant du maximum secondaire observé sur les signaux de C_1 (t_{C1M2}).
- Instant 7 : 1s.

Pri (bar)	Instant 1 (ms)	Instant 2 (ms)	Instant 3 (ms)	Instant 4 (ms)	Instant 5 (ms)	Instant 6 (ms)	Instant 7 (ms)
3	13	42	107	187	307	447	1000
5	14	32	105	215	305	505	1000
7	15	28	104	234	304	524	1000
10	17	24	103	263	303	533	1000

Tableau IV-2 – Valeurs des instants d'enregistrement PIV.

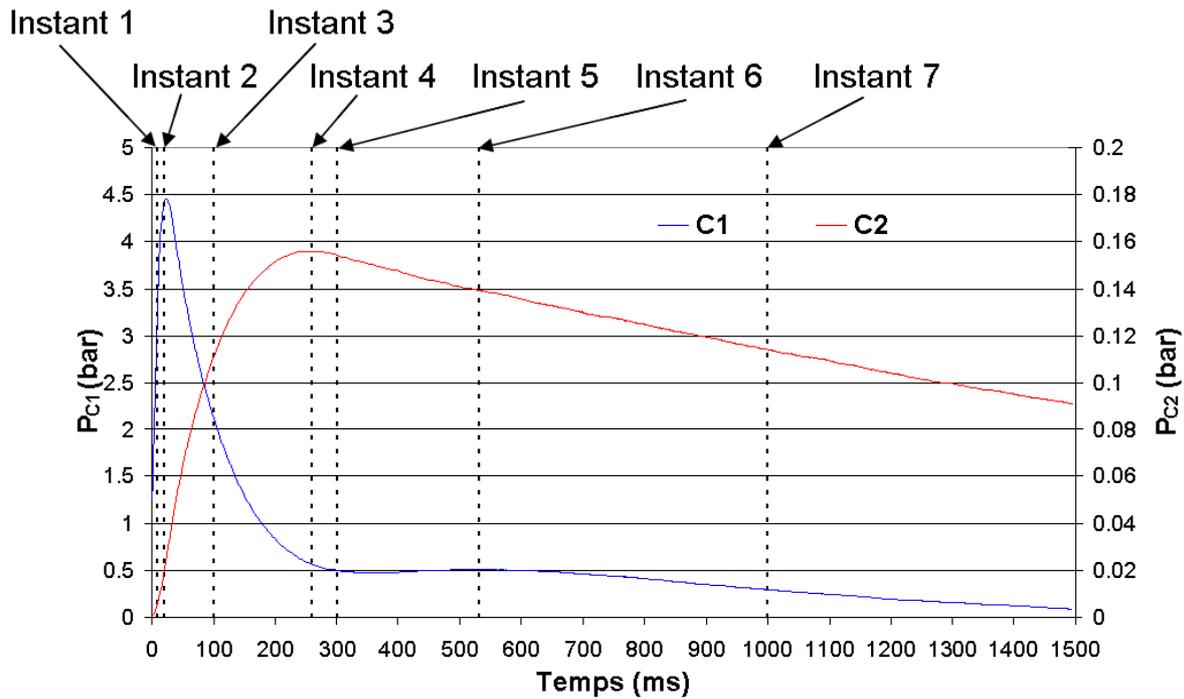


Figure IV-6 - Instants des enregistrements PIV.

IV.2.2.ii Traitement des données.

Pour chacune des 8 zones étudiées et pour chaque instant, nous avons enregistré 10 à 12 couples d'images, ces derniers étant obtenus en réalisant plusieurs fois une expérience dans les mêmes conditions initiales. Pour chaque instant, on en déduit un champ moyen de vecteurs vitesses en effectuant une moyenne statistique avec les 10 à 12 champs obtenus. En chaque point le module U de la vitesse \vec{U} est calculé de la manière suivante :

$$U = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i\right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i\right)^2} \quad (\text{IV.1})$$

avec N le nombre de champs de vecteurs vitesses obtenus, u_i , v_i les composantes dans les directions x et y de \vec{U} pour le champ i . On notera $\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i$ la vitesse moyenne statistique dans le direction x et de la même manière $\bar{v} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i$ dans la direction y .

Pour chacun des champs de vecteurs vitesses obtenus, nous avons calculé un champ d'intensité de turbulence I . Il est calculé en chaque point du champ :

$$I = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2 + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i - \bar{v})^2 \right)} \quad (\text{IV.2})$$

Remarque : Ces calculs sont présentés pour le cas des plans horizontaux, il en est de même pour les plans verticaux en remplaçant v , v_i , \bar{v} et y par w , w_i , \bar{w} et z .

IV.2.2.iii Résultats PIV.

IV.2.2.iii.1 Allure générale des champs des vitesses. Evolution en fonction du temps.

Dans ce paragraphe, nous ne présenterons que l'allure générale des champs moyens de vitesse, ainsi que des ordres de grandeurs pour U et I . Des valeurs plus précises seront fournies en fonction de P_{ri} dans le paragraphe IV.2.2.iii.2.

La Figure IV-7 montre l'évolution du champ des vitesses et la Figure IV-8 l'évolution de l'intensité de turbulence dans les deux plans verticaux étudiés (plan 4 & 5) (cf. §III.3.1.ii.1). Rappelons que pour le premier instant d'enregistrement des champs de vecteurs vitesses, nous avons dû diminuer le champ de la zone d'observation. Pour l'instant 1, les plans 4 & 5 se réduisent donc aux plans 6, 7 et 8 (cf. §III.3.1.ii.1). La Figure IV-9 montre l'évolution du champ des vitesses et la Figure IV-10 l'évolution de l'intensité de turbulence dans le plan horizontal 2. Pour les figures IV-7 à IV-10, P_{ri} vaut 5 bar.

On constate sur les figures IV-7 à IV-10, ainsi que celles qui sont dans l'annexe B, qu'il est possible de regrouper les 7 instants d'observation en trois phases :

- Instants 1 à 3 : décharge du réservoir, le champ aérodynamique est dominé par l'existence de jets dans l'axe de chacun des orifices d'injection.
- Instants 4 à 6 : Phase transitoire. Développement de grosses structures tourbillonnaires.
- Instants 7 : Structures de la taille de l'enceinte. Vitesses de l'ordre de 0,2 à 0,05 m/s. Intensité de turbulence de l'ordre de 0,4 à 0,05 m/s.

Remarque : Sur la Figure IV-10 on voit des bandes où l'intensité de turbulence est plus élevée. Ces bandes ne sont pas significatives et sont dues à la présence de zones d'ombre définies §III.3.1.ii.1.

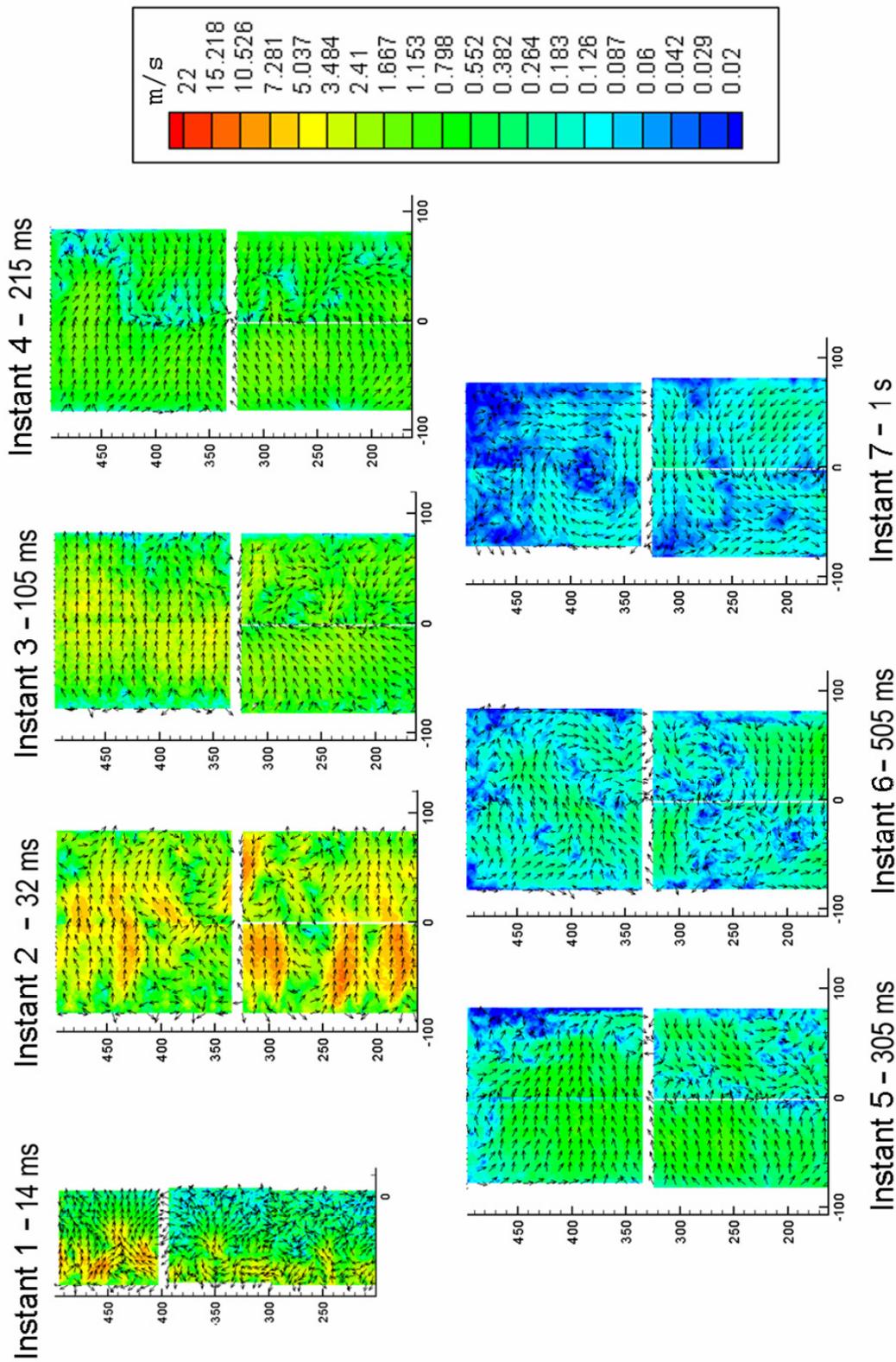


Figure IV-7 – Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_n = 5$ bar.

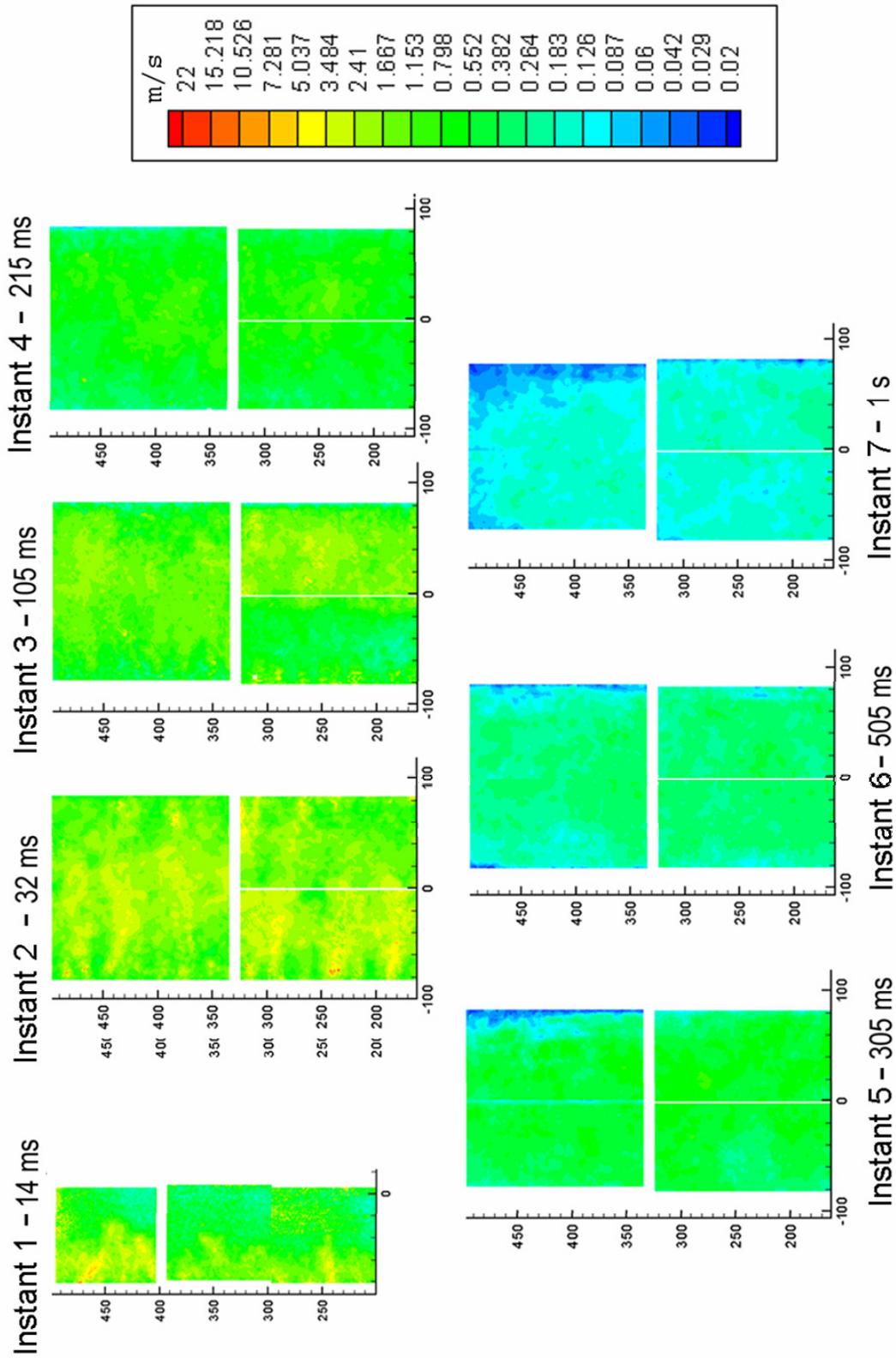


Figure IV-8 - Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ii} = 5$ bar.

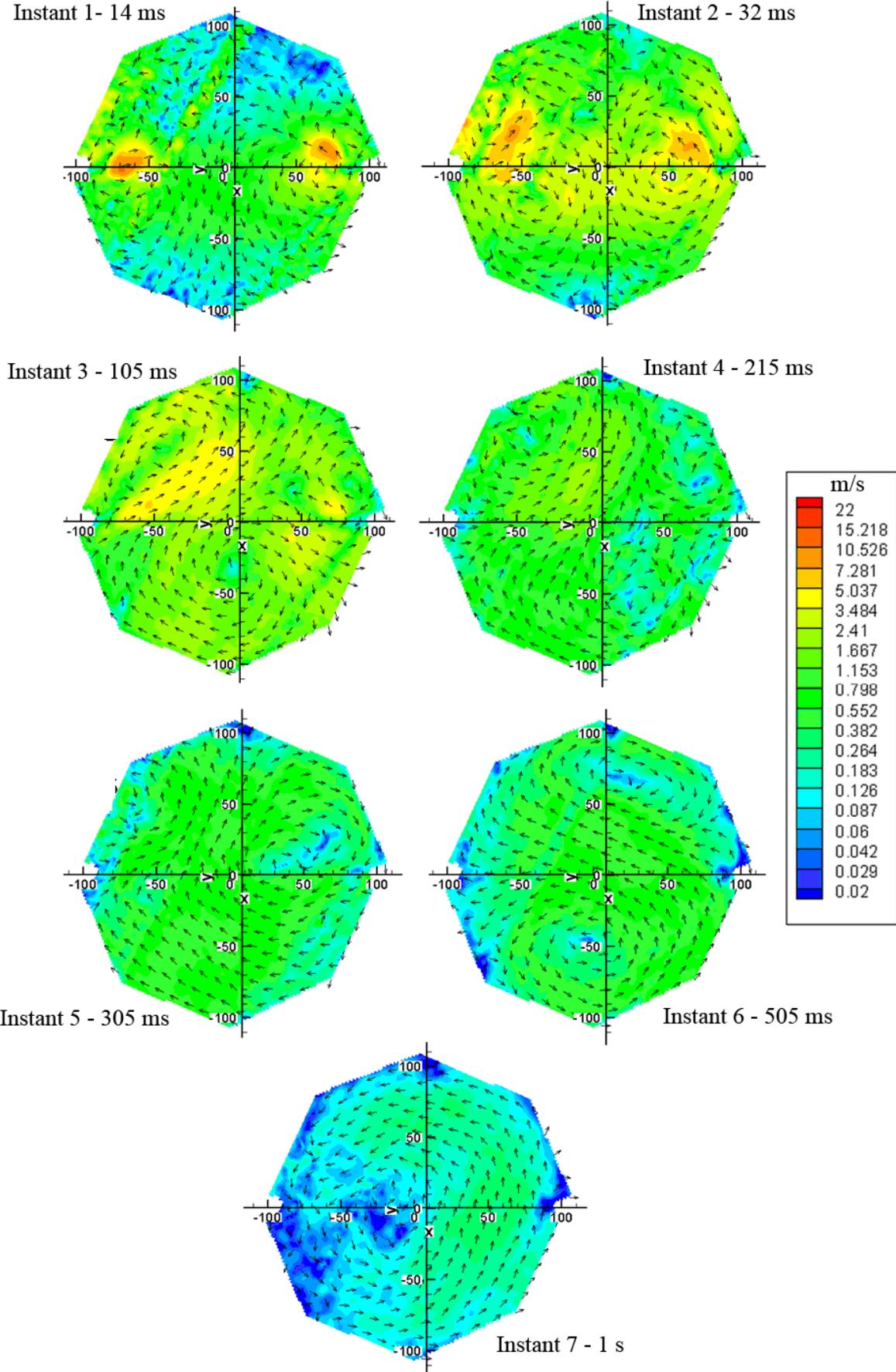


Figure IV-9 - Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 5 \text{ bar}$.

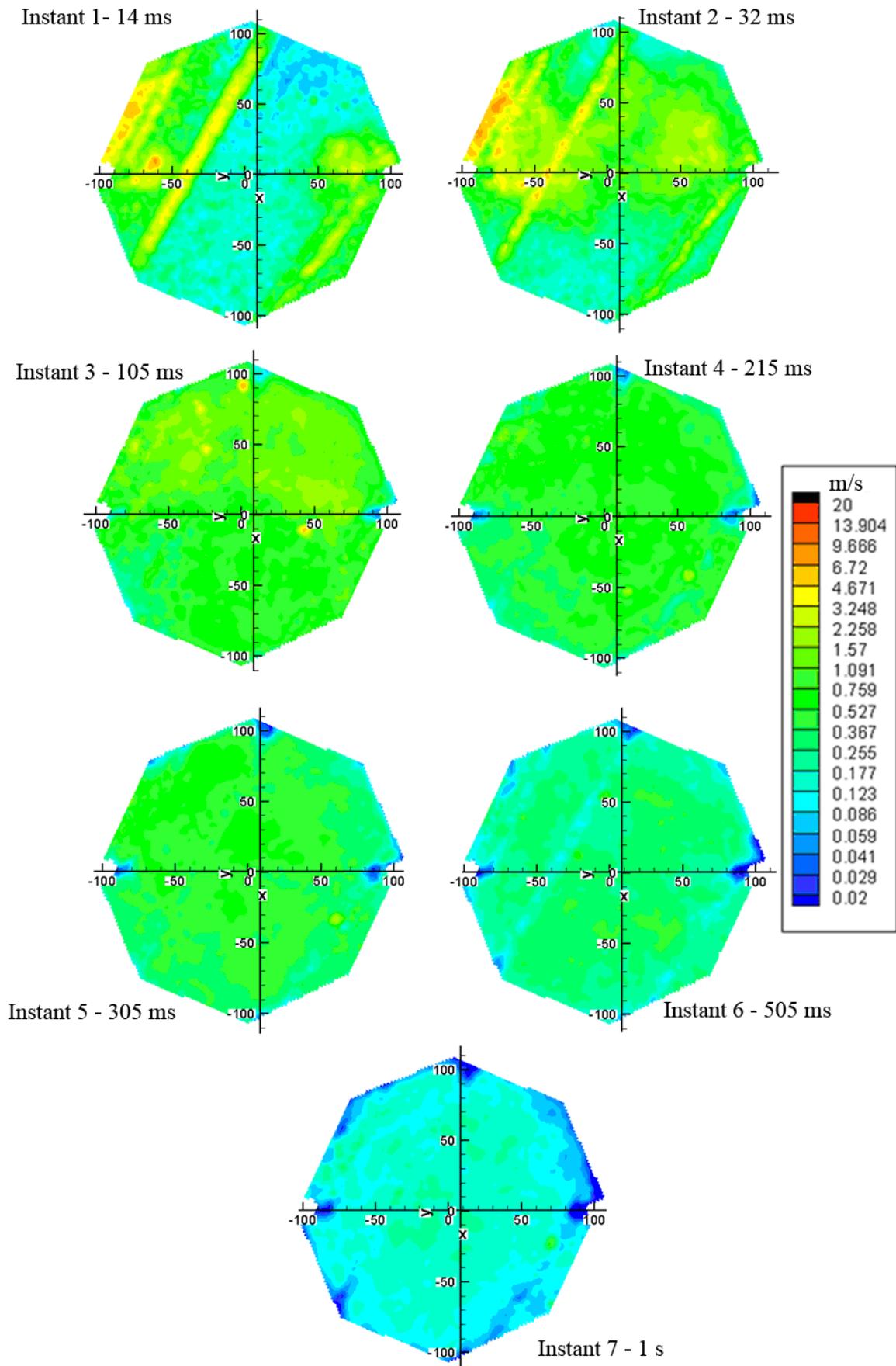


Figure IV-10 – Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 5$ bar.

Pour les plans horizontaux, on définit 2 axes (cf. Figure IV-11) : l'axe I-I, axe entre les cannes d'injection et l'axe P-P, perpendiculaire à l'axe I-I passant par le centre de la chambre.

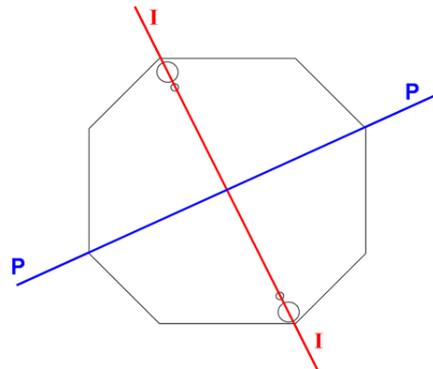


Figure IV-11 - Définition des axes I-I et P-P.

Les figures IV-12 et IV-13 présentent les variations de u et v le long de l'axe I-I et de l'axe P-P, respectivement, ainsi que leurs évolutions en fonction du temps, pour $P_{ri} = 5$ bar.

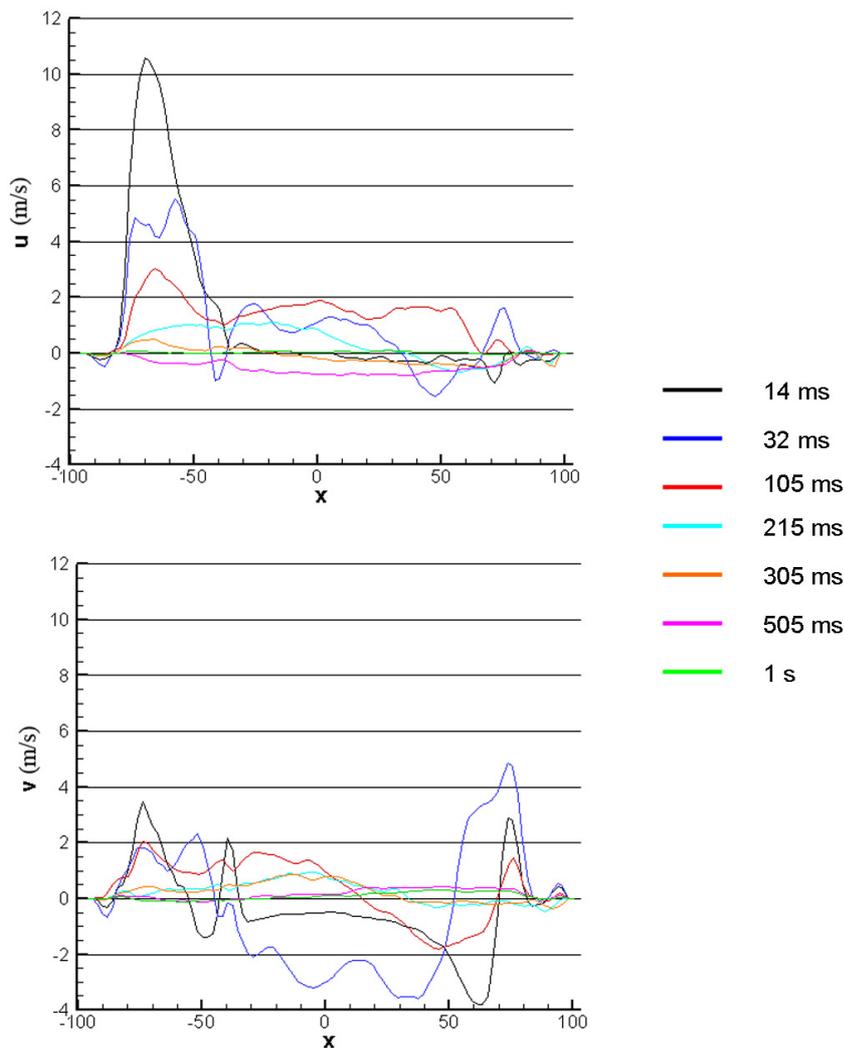


Figure IV-12 - Variations des composantes de la vitesse u et v le long de l'axe I-I pour différents instants.
 $P_{ri} = 5$ bar.

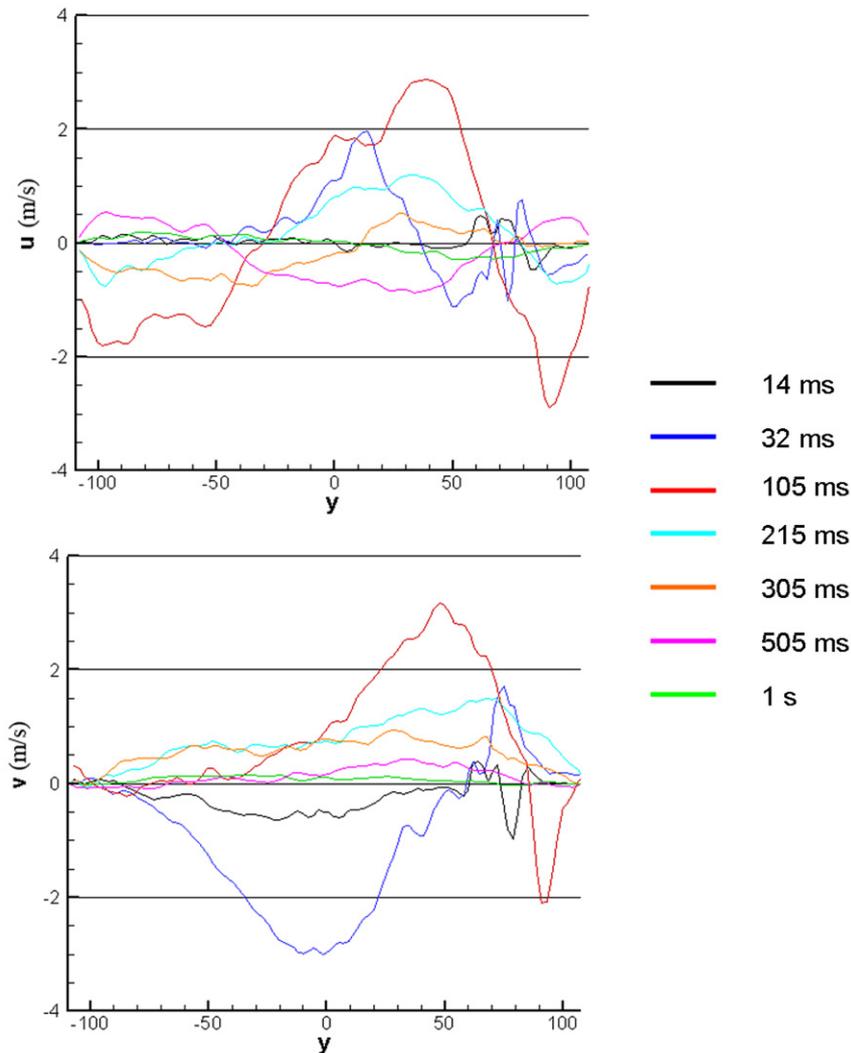


Figure IV-13 - Variations des composantes de la vitesse u et v le long de l'axe P-P pour différents instants.
 $P_{ri} = 5 \text{ bar}$.

a Début de la dispersion

La première phase définie précédemment correspond à la décharge du réservoir auxiliaire dans l'enceinte. Durant cette phase, le champ aérodynamique est dominé par la présence de jets. On remarque aussi que les champs de vecteurs vitesses ne sont pas symétriques (cf. Figure IV-7, Figure IV-9, Figure IV-12). Il existe un mouvement privilégié, dans le plan vertical, de la gauche vers la droite (cf. Figure IV-7). On peut penser qu'une différence même minime entre les deux circuits, entre le réservoir auxiliaire et les deux cannes d'injection, existe malgré les précautions prises à la fabrication, ce qui peut avoir des conséquences importantes sur le processus de vidange. Ceci se traduit probablement par un décalage en temps dans le fonctionnement des deux cannes d'injection et conduit dans les premiers instants à imposer une direction privilégiée de l'écoulement dans la chambre.

Dans le plan horizontal (exemple : Figure IV-9), les axes des deux jets ne sont pas alignés. Il est apparu que ceci provenait de la grande sensibilité du processus de décharge à la position angulaire des orifices d'injection. Nous avons essayé de minimiser cette déviation en alignant le plus précisément possible les génératrices des orifices d'injection. Ceci a permis d'annuler la déviation sur un jet, mais pas de la supprimer totalement sur le second. En effet, il est très difficile d'effectuer un réglage angulaire parfait, car lorsqu'on serre les raccords qui relient les cannes au reste du dispositif de dispersion, il est impossible d'empêcher un léger pivotement de la canne. Pour étudier l'influence du calage angulaire des cannes, des essais ont été effectués en faisant légèrement pivoter la canne de 5° environ. On constate que cela entraîne une déviation d'environ 10° du jet, visible à l'instant 3. Cette déviation n'est plus perceptible à partir de l'instant 5.

Les jets génèrent dans ces instants deux recirculations horizontales (cf. Figure IV-9). Elles se retrouvent dans la Figure IV-13, où on observe que les vitesses sont du même signe sur les bords et de signes opposés au centre. A l'instant 3, sur la Figure IV-7 on voit apparaître un tourbillon vertical d'environ 4 cm de diamètre. Durant cette première phase, la vitesse moyenne spatiale diminue rapidement. Dans les jets, elle décroît de 12-20 m/s, selon la pression, à environ 1-3 m/s.

Sur les figures IV-8 et IV-10, l'intensité de turbulence est plus importante dans les jets. Au centre du jet, elle est au moins 10 fois plus importante que dans le reste de la chambre.

b Phase intermédiaire.

La seconde phase du processus de dispersion comprend les instants 4 à 6. Durant cette phase, le module U de la vitesse \vec{U} est du même ordre de grandeur dans l'ensemble de la chambre. (cf. Figure IV-7 et Figure IV-9). Il diminue lentement, d'environ 1 m/s à 0,5 m/s entre l'instant 4 et l'instant 6. Dans le plan vertical, on constate que la taille du tourbillon qui s'était formé à l'instant 3 augmente. La Figure IV-14 présente pour $P_{ri} = 10$ bar les instants 3, 4, 5 et 6. Sur cette figure, on peut voir que la taille de la structure tourbillonnaire repérée en rouge augmente de 6 cm de diamètre à l'instant 3 jusqu'à 10 cm environ à l'instant 6. Le fait que les vecteurs vitesses aient une direction privilégiée dans le plan vertical tend à s'atténuer. Dans les plans 1, 2 et 3, on observe (cf. Figure IV-9) deux tourbillons, occupant chacun la moitié de la chambre, soit un diamètre d'environ 10 cm.

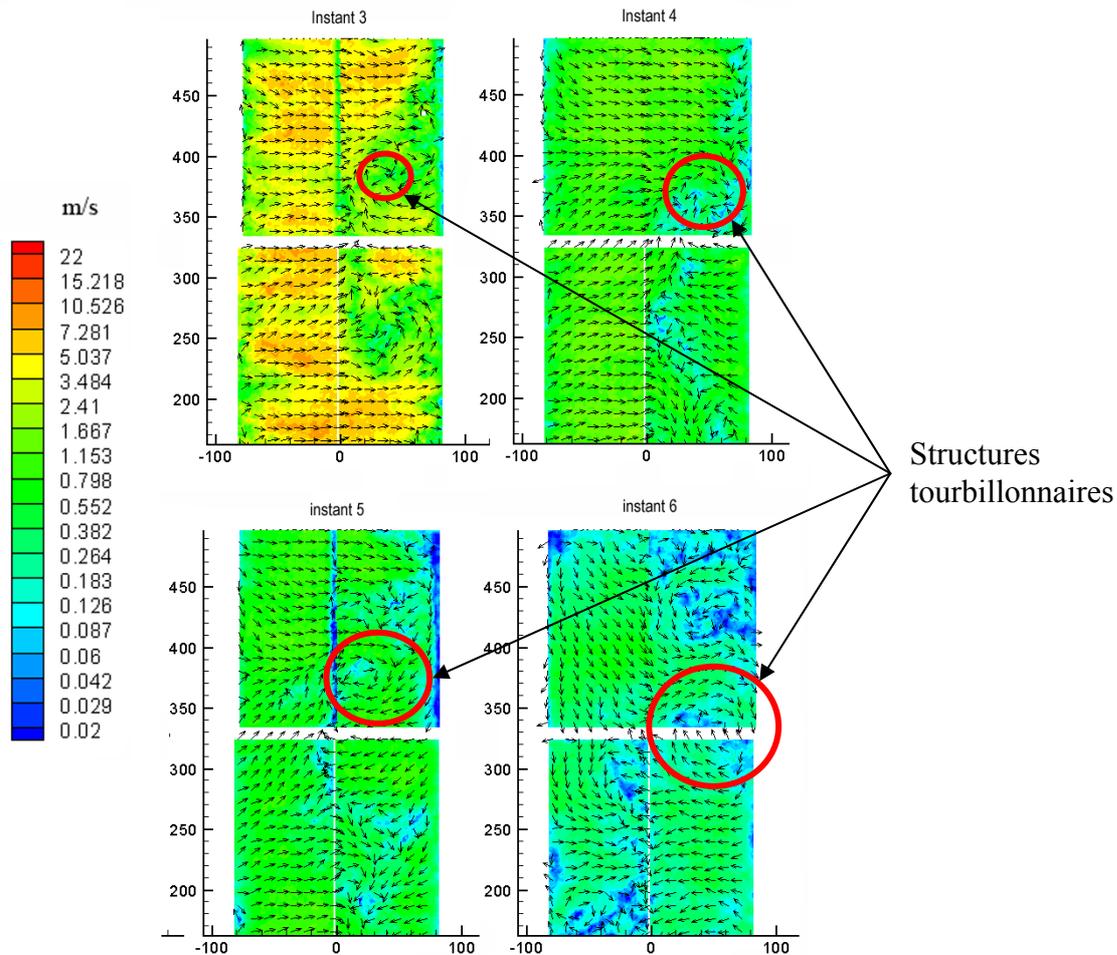


Figure IV-14 - Evolution des structures tourbillonnaires verticales pendant la seconde phase. $P_{ri} = 10$ bar.

Durant cette seconde phase, l'intensité de turbulence I est à peu près constante dans l'ensemble de la chambre (cf. Figure IV-8 et Figure IV-10). Elle vaut environ 0,5 m/s.

c Phase finale.

La dernière phase observée correspond à l'instant 7. A cet instant, on observe sur la Figure IV-7 deux gros tourbillons de diamètre 16 cm dans le plan vertical (ce qui correspond à la distance entre les deux déflecteurs) et sur la Figure IV-9 un tourbillon dans le plan horizontal. Ce dernier occupe toute la chambre, soit une structure de diamètre 20 cm environ, qui est à peu près centrée sur l'axe de la chambre. A cet instant, U est de l'ordre de 0,05 – 0,2 m/s. L'intensité de turbulence diminue de centre de la chambre de 0,2 m/s à environ 0,07 m/s vers les bords.

A cet instant, la vitesse de chute des particules (vitesse de l'ordre de 4 cm/s pour des particules d'un diamètre d'au moins 30 μm , soit environ 20 % des particules, cf. Annexe E) n'est plus négligeable devant U . On doit donc se demander s'il est encore possible de considérer les particules uniquement comme des traceurs. Les champs aérodynamiques

présentés à cet instant ne sont donc probablement plus uniquement caractéristiques de l'écoulement généré par la décharge du réservoir auxiliaire, mais prennent aussi en compte la chute des particules. Les résultats obtenus à l'instant 7 doivent donc être interprétés avec prudence.

IV.2.2.iii.2 Influence de P_{ri} sur les champs des vitesses et d'intensité de turbulence.

Durant la seconde et la dernière phase du processus de dispersion, il semble qu'il n'y ait plus ou très peu d'influence de P_{ri} sur le champ aérodynamique existant dans l'enceinte. Cette conclusion est déduite de nos observations expérimentales telles celles des figures IV-15 et IV-16 qui présentent à l'instant 5, les champs de vecteurs vitesses dans le plan vertical et dans le plan horizontal 2 pour les 4 valeurs de P_{ri} ainsi que l'intensité de turbulence. On peut voir sur ces figures que, quelle que soit la pression, les champs de vitesse et d'intensité de turbulence sont à peu près similaires. Le Tableau IV-3 donne un ordre de grandeur des valeurs de U et de I dans la chambre pour les instants 4 à 7 dans le plan 2 de la chambre.

Instant	U (m/s)	I (m/s)
Instant 4	1,2	1
Instant 5	0,8	0,7
Instant 6	0,6	0,5
Instant 7	0,1	0,1

Tableau IV-3 - Ordre de grandeur du module de la vitesse \vec{U} et de l'intensité de turbulence pour les instants 4 à 7 dans le plan 2.

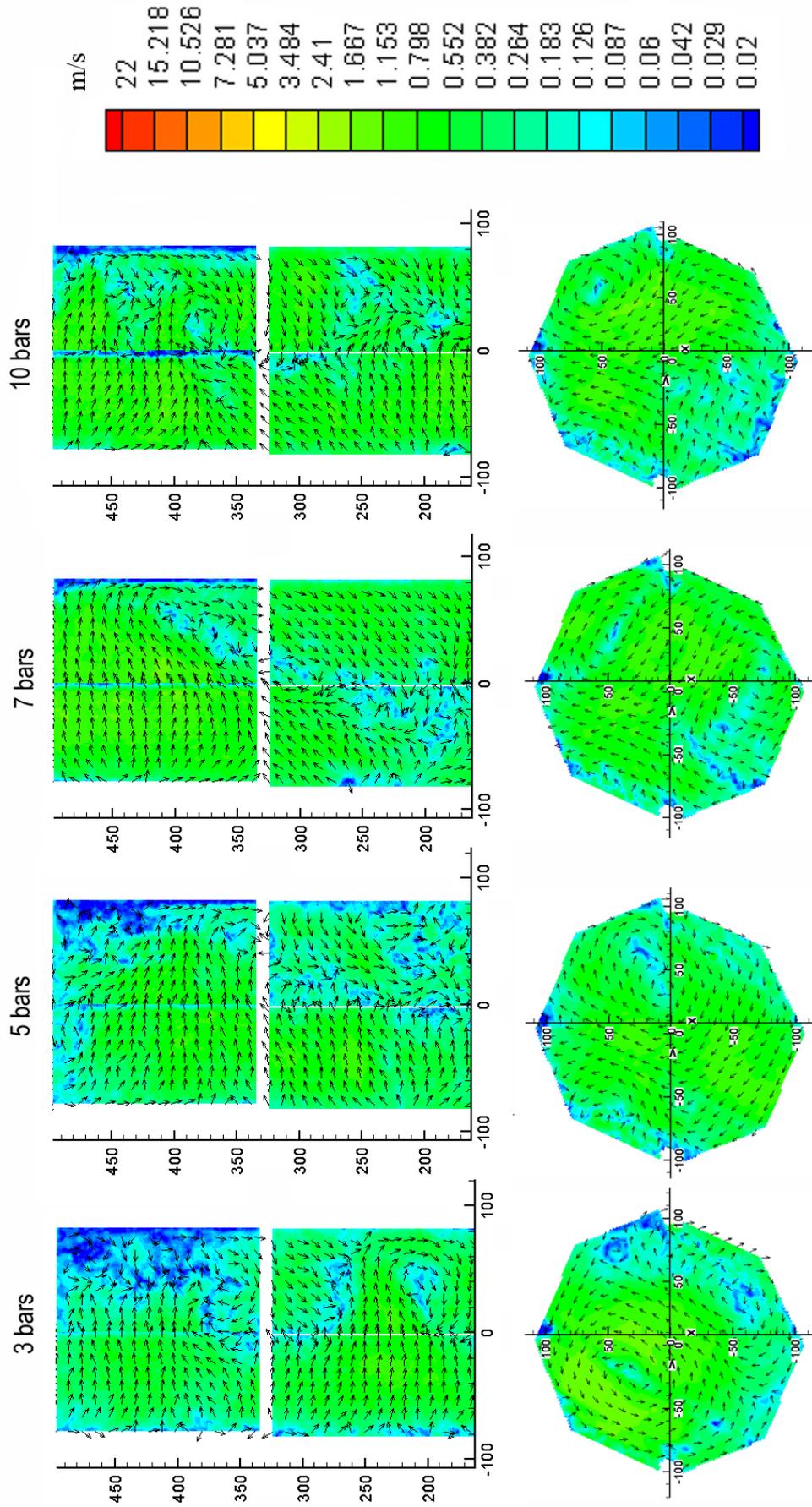


Figure IV-15 - Champs des vecteurs vitesses à l'instant 5 dans le plan vertical et dans le plan horizontal 2, pour chaque valeur de P_{ri} .

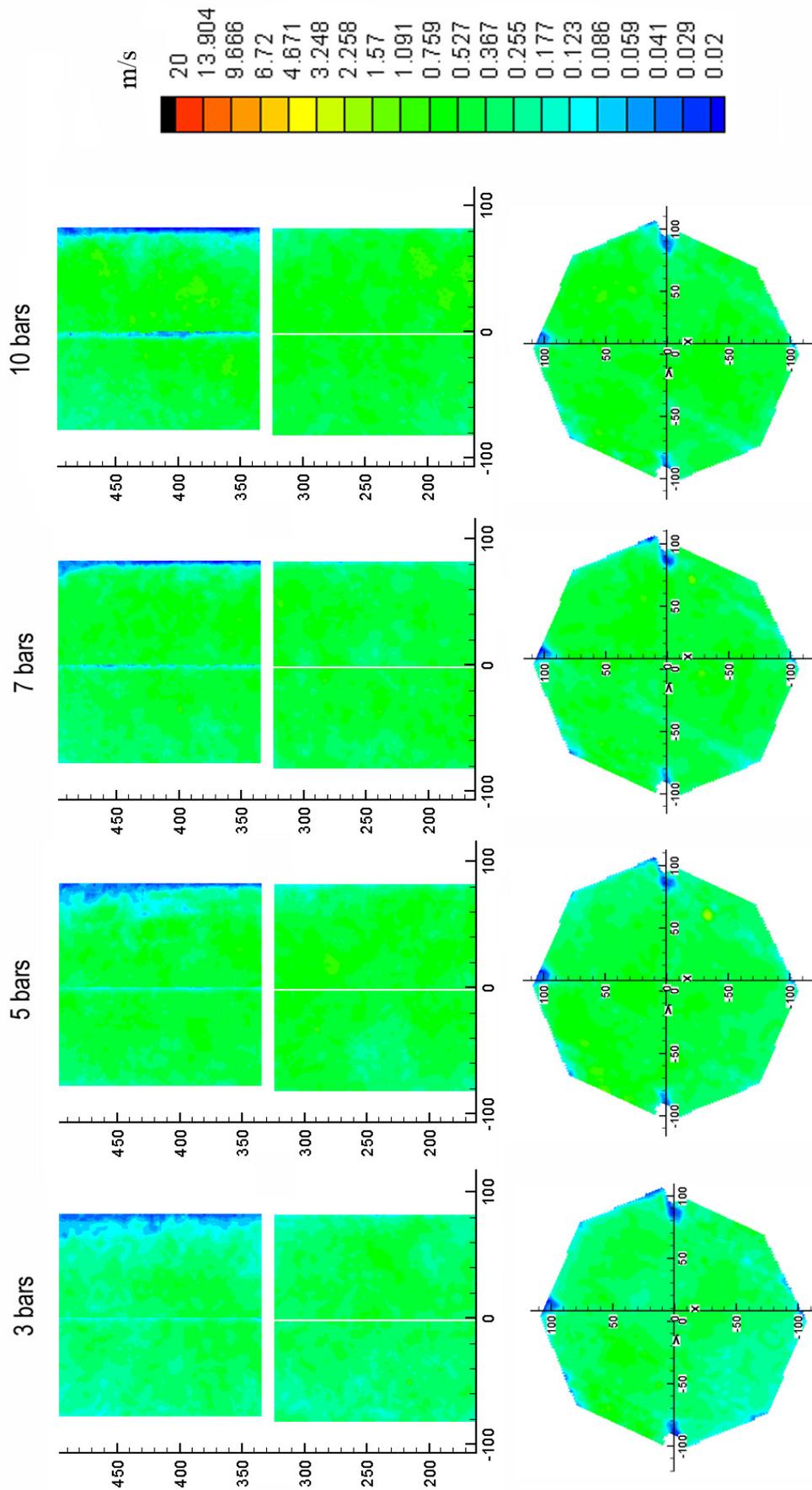


Figure IV-16 - Intensité de turbulence à l'instant 5 dans le plan vertical et dans le plan horizontal 2, pour chaque valeur de P_{in} .

IV.2.2.iii.3 Influence de la position verticale dans la chambre sur les champs des vitesses et d'intensité de turbulence.

a Début de la dispersion.

La Figure IV-17, présente à un même instant les champs de vecteurs vitesses dans les trois plans horizontaux (1, 2 et 3) et les deux plans verticaux (4 et 5). L'examen de cette figure indique l'intérêt d'observer le processus de dispersion selon les trois dimensions. En effet d'après les plans 4 et 5 (verticaux) la longueur et la largeur des jets ainsi que leurs vitesses sont plus grandes lorsque l'on s'éloigne du bord supérieur de la chambre. Or si on regarde les plans 1, 2 et 3 (horizontaux), la conclusion est inverse. Ceci s'explique simplement par la position des nappes laser qui ne sont pas dans l'axe central des jets. On observe donc une coupe du jet mais pas celle qui correspond à son axe central, ce qui ne permet pas la comparaison directe des informations, comme la longueur des jets.

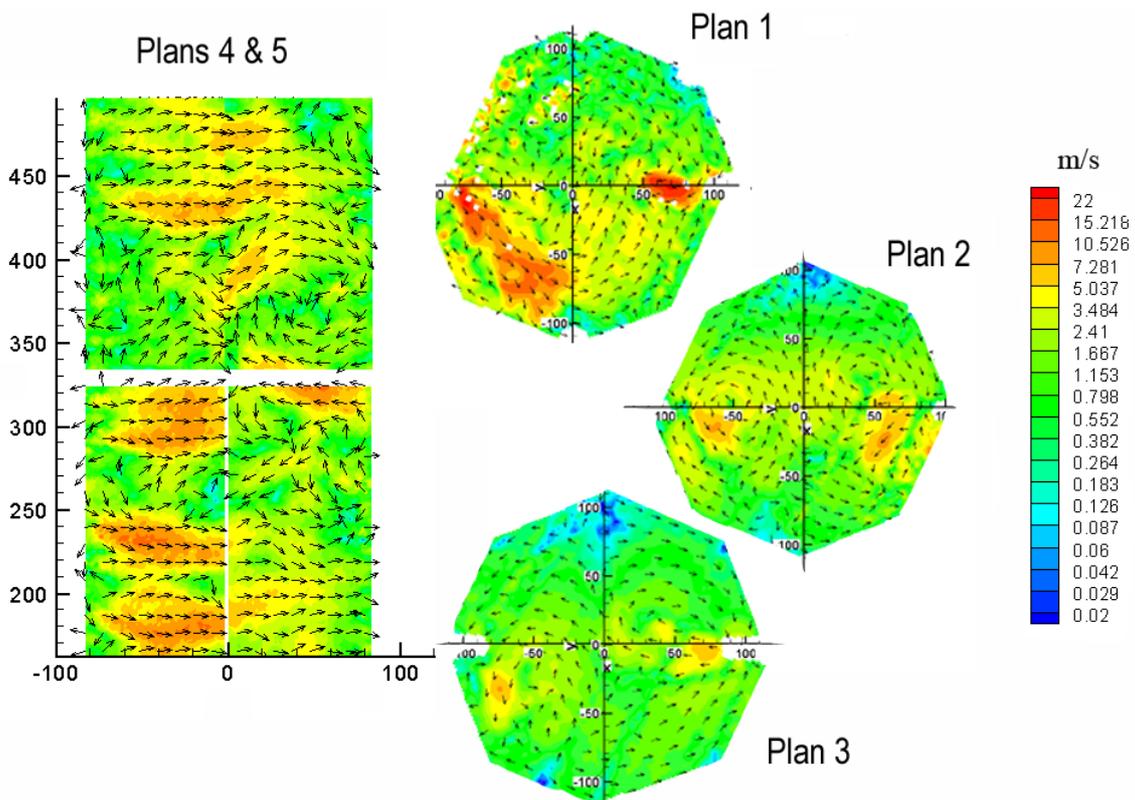
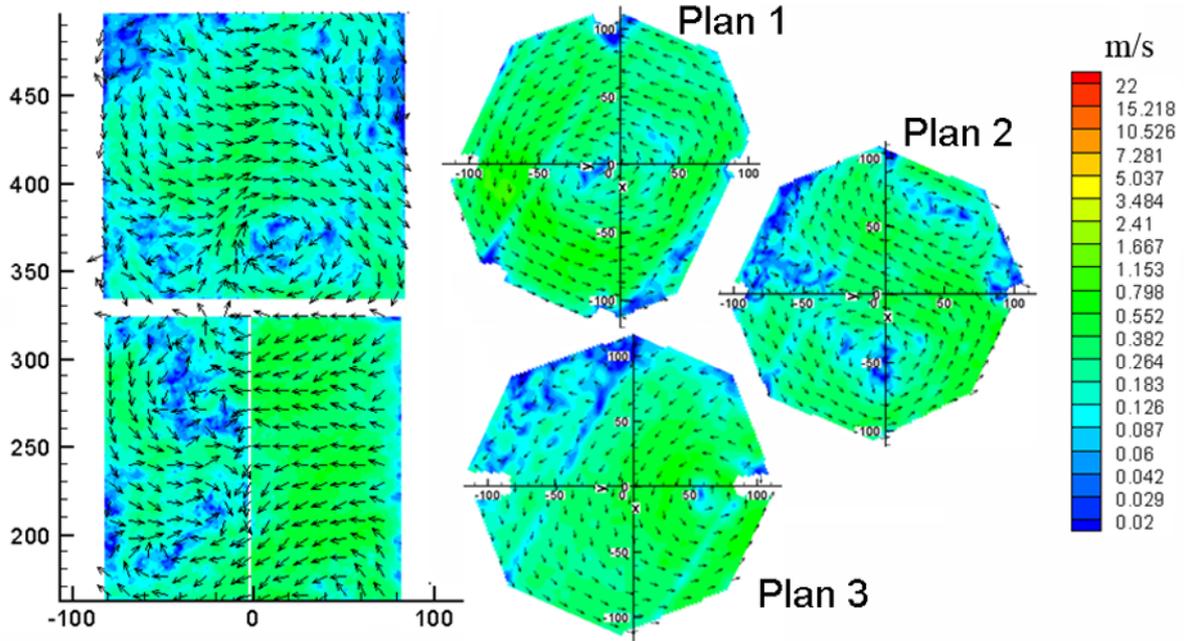


Figure IV-17 - Champs de vecteurs vitesses dans les cinq plans étudiés pour l'instant 2. $P_{ri} = 5$ bar.

b Phase intermédiaire et phase finale.

Les figures IV-18 et IV-19 présentent le champ des vecteurs vitesses et d'intensité de turbulence pour le plan vertical et pour les plans horizontaux 1, 2 et 3 pour $P_{ri} = 7$ bar à aux instants 6 et 7, respectivement. Sur ces figures, on remarque qu'à ces instants la position verticale dans la chambre n'a plus que très peu d'influence sur U et I.

Champs de vecteurs vitesses



Intensité de turbulence

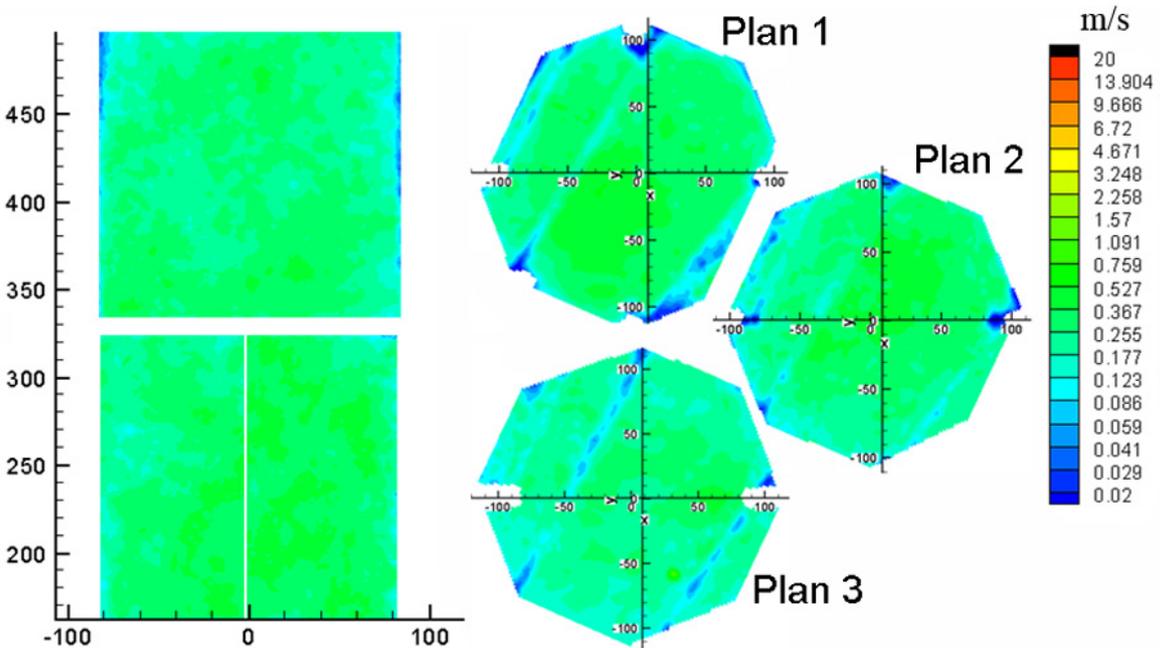
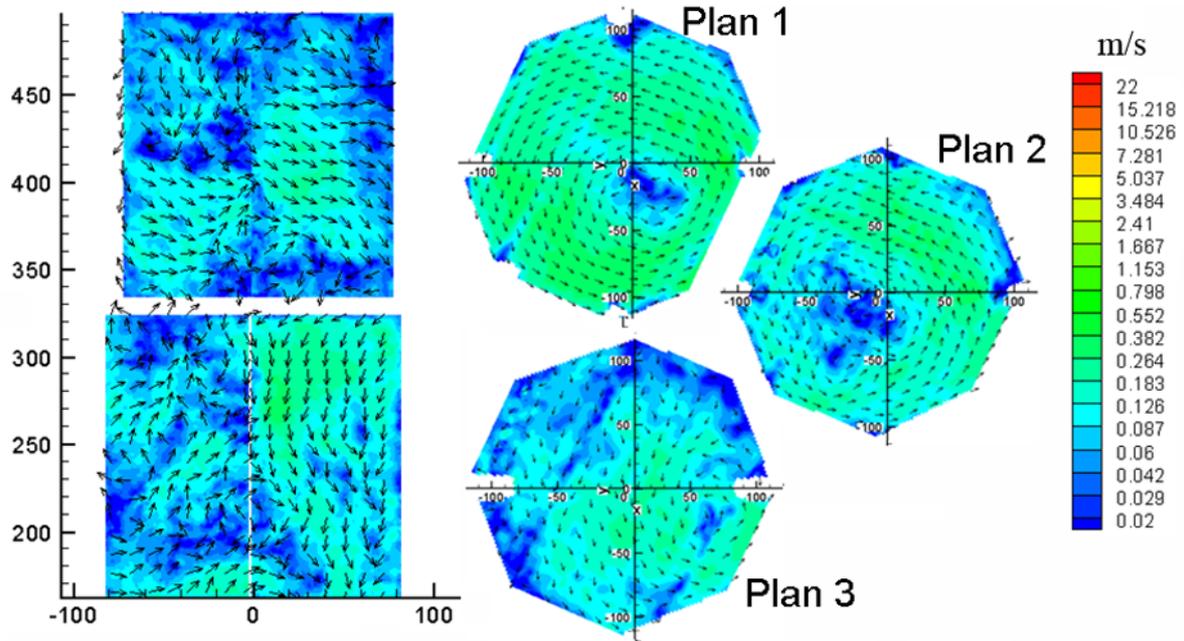


Figure IV-18 - Champs de vecteurs vitesses et intensité de turbulence à l'instant 6 et $P_{ri} = 7$ bar.

Champs de vecteurs vitesses



Intensité de turbulence

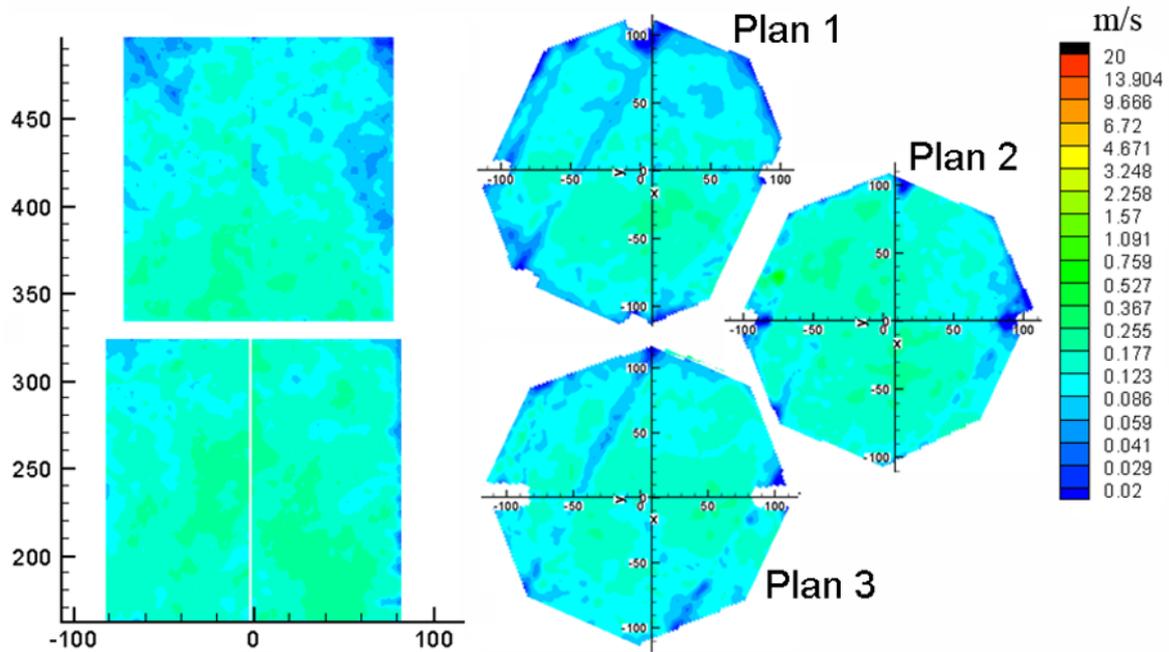


Figure IV-19 - Champs de vecteurs vitesses et intensité de turbulence à l'instant 7 et $P_{ri} = 7$ bar.

IV.2.3 Anémométrie Laser Doppler.

IV.2.3.1 Introduction

IV.2.3.1.1 Fluctuations cycle à cycle.

L'utilisation de la méthode d'anémométrie laser Doppler pour étudier le champ de vitesses dans la chambre présente dans notre cas des complications particulières. En effet, l'écoulement dans la chambre est turbulent, instationnaire et présente des fluctuations d'une expérience à une autre, à partir des mêmes conditions initiales. C'est pourquoi on réalise plusieurs expériences, ces expériences sont nommées ici cycles. Les fluctuations observées pour des conditions initiales identiques seront appelées des variations de cycle à cycle. On doit donc considérer deux sortes de fluctuations : les premières, au cours d'une expérience donnée, sont les fluctuations par rapport à l'écoulement moyen, les secondes sont les fluctuations d'écoulement moyen entre plusieurs expériences qui sont les fluctuations de cycle à cycle.

IV.2.3.1.2 Définition de l'intensité de turbulence.

La définition de la turbulence la plus adaptée à un processus instationnaire est celle de la décomposition de Reynolds. La décomposition de Reynolds de la vitesse instantanée $U_x(t)$, à l'instant t , en vitesse moyenne $\overline{U_x(t)}$ et en fluctuation de vitesse $U'_x(t)$ s'écrit :

$$U_x(t) = \overline{U_x(t)} + U'_x(t) \quad (\text{IV.3})$$

avec :

$$\overline{U_x(t)} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} U_x(s) ds \quad (\text{IV.4})$$

et T un temps d'intégration.

Lors d'une étude expérimentale en écoulement instationnaire, il apparaît des fluctuations d'une expérience à une autre. Il est donc nécessaire d'effectuer plusieurs expériences afin de faire converger la vitesse moyenne. La décomposition de Reynolds de la vitesse instantanée $U_x(t, i)$, à l'instant t pour une expérience i , s'écrit ainsi avec une vitesse moyenne d'ensemble $\overline{U_{xe}(t)}$ et une fluctuation de vitesse statistiquement aléatoire $U'_{xe}(t, i)$ telle que :

$$U_x(t, i) = \overline{U_{xe}(t)} + U'_{xe}(t, i) \quad (\text{IV.5})$$

avec :

$$\overline{U_{xe}(t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_x(t; i), \text{ et } \overline{U'_{xe}(t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U'_{xe}(t; i) = 0$$

et N le nombre d'expériences.

Pour remédier au problème de la fluctuation de cycle à cycle et limiter le nombre d'expérience, nous avons utilisé l'analyse de « cycle résolu » (Henry [38]). Cela consiste à calculer la moyenne de cycle $\overline{U_{xc}(t_j; i)}$ et la fluctuation $U'_{xc}(t_j; i)$ pour chaque cycle i, dans chaque intervalle de temps j $\left[t_j - \frac{\Delta t}{2}; t_j + \frac{\Delta t}{2} \right]$ (le choix de la taille de l'intervalle de temps Δt est défini dans le paragraphe IV.2.3.ii.1 et dans l'annexe A). Dans chacun de ces intervalles de temps j, on a $n_{pi}(t_j)$ mesures de la vitesse. C'est à dire que pour chaque intervalle de temps j, il y a $n_{pi}(t_j)$ particules passant devant le détecteur et pour lesquelles le système d'acquisition peut déterminer une valeur de la vitesse. On définit $U_{xk}(t_k; i)$ comme étant la k^{ième} mesure de la vitesse. La vitesse moyenne du cycle i est alors définie par :

$$\overline{U_{xc}(t_j; i)} = \frac{1}{n_{pi}(t_j)} \sum_{k=1}^{n_{pi}(t_j)} U_{xk}(t_k; i) \quad (\text{IV.6})$$

et la vitesse moyenne d'ensemble :

$$\overline{U_{xe}(t)} = \frac{1}{N} \sum_{c=1}^N \overline{U_{xc}(t, c)} \quad (\text{IV.7})$$

L'écart type moyen ou vitesse RMS pour l'ensemble des expériences s'écrit :

$$\sqrt{\overline{U_{xc}^2(t_j)}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^N n_{pi}(t_j)} \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{n_{pi}(t_j)} \left[U_{xk}(t_k; i) - \overline{U_{xc}(t_j; i)} \right]^2} \quad (\text{IV.8})$$

Cette définition de l'écart type est représentative de la turbulence obtenue dans des conditions initiales données. Avec ces considérations, nous avons calculé l'intensité de la turbulence IT comme suit :

$$IT = \sqrt{\overline{U_{xc}'^2(t_j)} + \overline{U_{yc}'^2(t_j)} + \overline{U_{zc}'^2(t_j)}} \quad (\text{IV.9})$$

On notera une différence entre la définition de l'intensité de la turbulence I pour la PIV (cf. éq.(IV.2)) et IT pour la LDV cf. éq.(IV.9)). Il y a un rapport $\sqrt{\frac{1}{2}}$ entre les deux.

Cette différence s'explique par le fait que dans un cas l'intensité de turbulence est calculée dans le domaine spatial et que dans l'autre cas elle est calculée dans le domaine temporel. De plus l'intensité de turbulence définie dans le cadre de la PIV ne porte que sur 2 composantes, tandis que celle définie dans le cadre de la LDV tient compte des 3 directions.

IV.2.3.ii Résultats LDV.

Dans ce paragraphe, pour les différents points de mesure considérés (cf. §III.3.2.ii), on étudiera en fonction du temps l'évolution de $\overline{U_{xe}(t)}$, $\overline{U_{ye}(t)}$, $\overline{U_{ze}(t)}$ et de l'intensité de turbulence IT. On étudiera ensuite l'influence de P_{ri} sur $\overline{U_{xe}(t)}$, $\overline{U_{ye}(t)}$, $\overline{U_{ze}(t)}$ et sur l'intensité de turbulence IT. On examinera l'influence de l'abscisse verticale et de l'abscisse horizontale des points de mesures dans l'enceinte. Par commodité, on remplacera $\overline{U_{xe}(t)}$, $\overline{U_{ye}(t)}$, $\overline{U_{ze}(t)}$ par respectivement U_x , U_y et U_z .

Pour chaque configuration expérimentale étudiée, nous avons effectué 8 « cycles ». Selon divers travaux effectués au laboratoire [72], 8 cycles suffiraient pour faire converger la valeur de la vitesse moyenne d'ensemble U_x .

IV.2.3.ii.1 Analyse fréquentielle des enregistrements LDV.

A partir des 8 enregistrements LDV effectués pour une configuration expérimentale donnée, nous avons reconstitué un signal moyen selon chaque direction \widehat{U}_x , \widehat{U}_y et \widehat{U}_z . L'intervalle de temps Δt choisi pour calculer cette valeur moyenne est minimal. En deçà de cette valeur de Δt , il n'y a pas de modification significative du signal.

La Figure IV-20 présente l'évolution de \widehat{U}_x au point 2 pour $P_{ri} = 10$ bar. La Figure IV-21 présente la transformée de Fourier du signal précédent.

Sur la Figure IV-21, on peut voir 4 fréquences principales pour lesquelles l'amplitude est minimale à 12 Hz, 22 Hz, 35 Hz et 50 Hz. Les fréquences inférieures à 12 Hz correspondent à la partie moyenne de \widehat{U}_x , soit U_x et au dessus de 12 Hz, à la partie fluctuante de cette vitesse, soit U'_{xc} . C'est à partir de cette fréquence que nous avons décidé de définir l'intervalle de temps Δt (cf. IV.2.3.i.2) pour calculer la vitesse moyenne en LDV. Cette fréquence correspond à un temps de 80 ms.

Entre ces 4 fréquences, on voit 3 fréquences pour lesquelles l'amplitude est maximale 15, 28 et 40 Hz, fréquences que l'on retrouve indifféremment de la portion du signal étudié.

Elles permettent de définir des temps caractéristiques de la turbulence. Ces derniers sont respectivement 67, 36 et 25 ms.

Pour des instants compris entre 500 et 800 ms, U_x vaut environ 0,2 m/s. Par conséquent, les temps déterminés ci-dessus correspondent à de petites structures, dont la taille est comprise entre 5 et 14 mm.

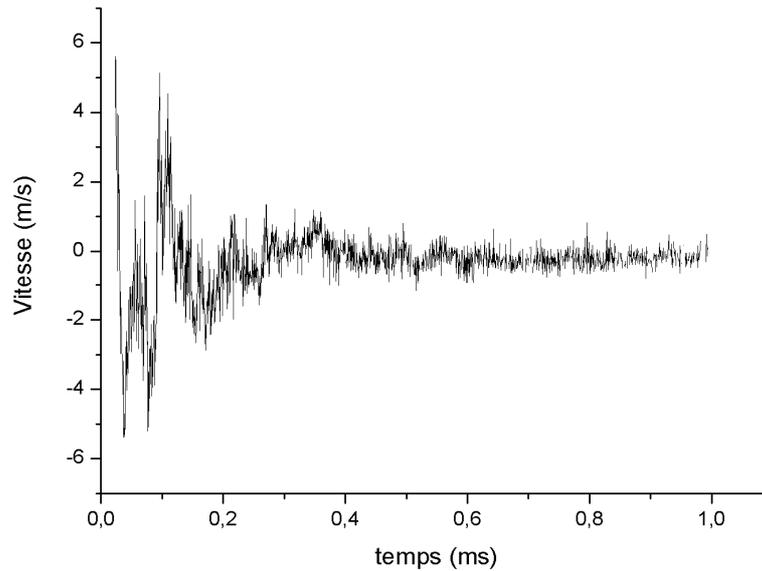


Figure IV-20 – Evolution de \widehat{U}_x au point 2. $P_{ri} = 10$ bar.

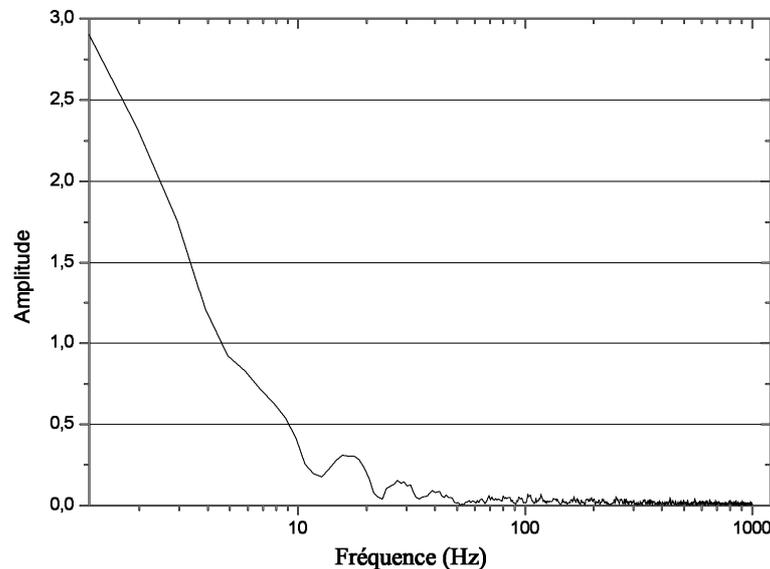


Figure IV-21 - FFT du signal présenté Figure IV-20.

IV.2.3.ii.2 Evolution des composantes de la vitesse et de l'intensité de turbulence.

La Figure IV-22 présente au point 5, pour $P_{ri} = 10$ bar, l'évolution au cours du temps de la vitesse selon les trois directions \vec{i} , \vec{j} et \vec{k} et de l'intensité de turbulence. Sur cette

figure, on peut distinguer 3 phases. La première phase correspond à la décharge du réservoir ; elle se finit à l'instant $t_{\phi 1}$ lorsque l'une des composantes se stabilise : ici pour $U_z \approx 250$ ms. La seconde est une phase de transition, elle prend fin à l'instant $t_{\phi 2}$ lorsque toutes les composantes deviennent stables : ici à environ 400 ms. La dernière phase correspond à la fin de nos enregistrements.

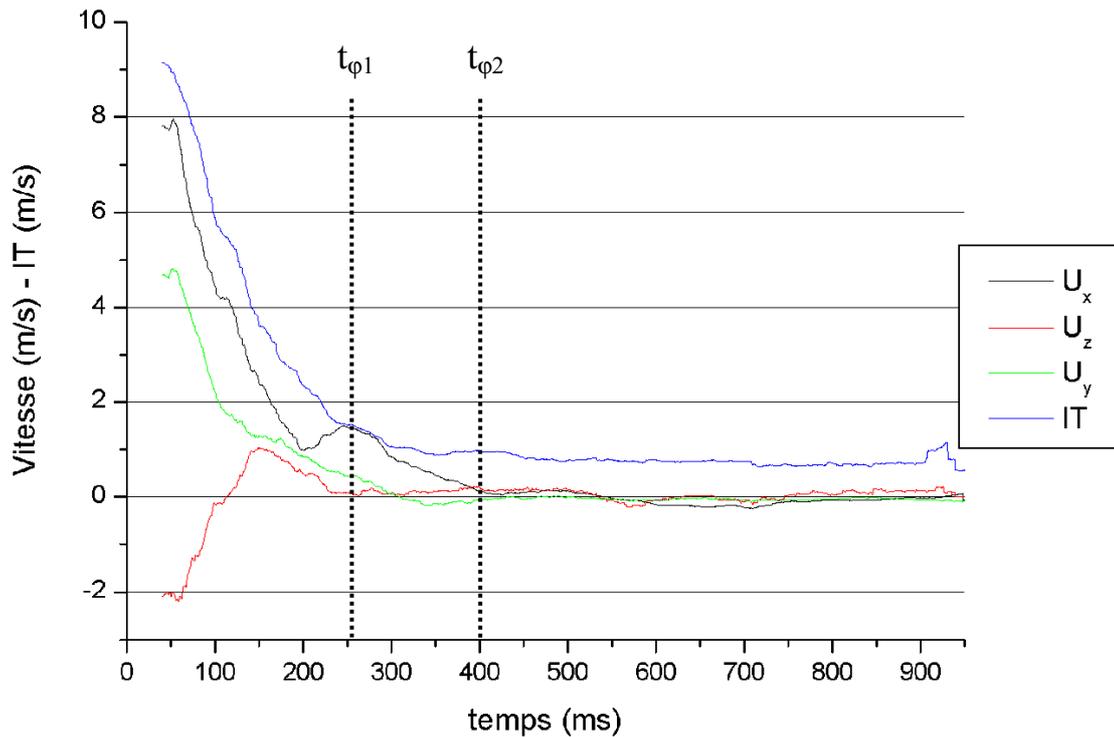


Figure IV-22 - Evolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps pour le point 5 et $P_{ri} = 10$ bar.

Le Tableau IV-4 présente la valeur des instants $t_{\phi 1}$ et $t_{\phi 2}$ en fonction de la pression relative initiale du réservoir auxiliaire (P_{ri}) et de la position des points de mesure. Ces résultats seront commentés plus loin dans les paragraphes IV.2.3.ii.3, IV.2.3.ii.4 et IV.2.3.ii.5.

	$t_{\phi 1}$ (ms)				$t_{\phi 2}$ (ms)			
	3 bar	5 bar	7 bar	10 bar	3 bar	5 bar	7 bar	10 bar
Position 1	150	300	300	250	500	500	450	500
Position 2	300	300	250	200	500	400	400	400
Position 3	350	350	350	450	500	400	450	450
Position 4	150	250	250	250	400	350	350	450
Position 5	200	250	200	250	300	300	350	400
Position 6	200	150	200	300	250	300	350	450
Position 7	150	150	200	150	200	250	400	350
Position 8	200	200	200	150	300	450	450	450
Position 9	150	250	250	150	350	350	350	350

Tableau IV-4 - Instants $t_{\phi 1}$ et $t_{\phi 2}$ pour chaque valeur de P_{ri} et chaque point de mesure.

Remarques :

- Les courbes débutent à $t = 40$ ms. Ceci est dû à la méthode de calcul de U_x , U_y , U_z et IT.
- On dira que l'évolution d'une composante de la vitesse ou de l'intensité de turbulence est stable lorsque sa fluctuation ne dépasse pas 1 % de la valeur maximale relevée, soit $\pm 0,15$ m/s pour la vitesse, $\pm 0,1$ m/s pour l'intensité de turbulence.
- Lors de la dernière phase, U_x , U_y et U_z sont en valeur absolue ($|U_x|$, $|U_y|$ et $|U_z|$ respectivement) inférieures à 20 cm/s. Comme nous le faisons remarquer pour les résultats obtenus avec la PIV (cf. §IV.2.2.iii.1c), on ne peut probablement plus considérer le mouvement des particules comme seulement celui de l'écoulement généré par la décharge du réservoir auxiliaire. Il serait intéressant d'effectuer les mêmes mesures avec des particules plus légères pour définir l'instant limite à partir duquel on ne peut plus négliger l'effet de la gravité sur le mouvement des particules. Il ne nous a pas été possible d'effectuer de telles mesures dans les délais dont nous disposions.

IV.2.3.ii.3 Influence de la pression relative initiale du réservoir auxiliaire (P_{ri}).

Le Tableau IV-4 montre que P_{ri} a assez peu d'influence sur les valeurs de $t_{\phi 1}$ et $t_{\phi 2}$, compte tenu de l'incertitude sur les valeurs de $t_{\phi 1}$ et $t_{\phi 2}$. On observe tout de même que pour certains points, plus P_{ri} augmente et plus les instants $t_{\phi 1}$ et $t_{\phi 2}$ augmentent. La Figure IV-23 présente l'évolution au point 2 de U_x en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .

On peut voir sur cette figure que plus P_{ri} augmente et plus $|U_x|$ augmente pour un temps inférieur à $t_{\phi 2}$.

Au-delà, P_{ri} n'a plus d'influence sur U_x . Il en est de même pour tous les autres points (cf. figures Annexe C).

Remarque : le signe de la vitesse est déterminé par l'optique d'émission de la chaîne LDV. On place sur le trajet optique d'un des faisceaux incidents une cellule de Bragg, qui crée un décalage en fréquence. On observe alors un défilement des franges d'interférences. L'orientation positive du vecteur vitesse correspond au sens du défilement des franges. Dans notre cas, l'orientation positive de la vitesse est selon le sens de \vec{i} . Au point 2, l'écoulement s'effectue dans le sens inverse, ce qui explique les valeurs négatives de U_x .

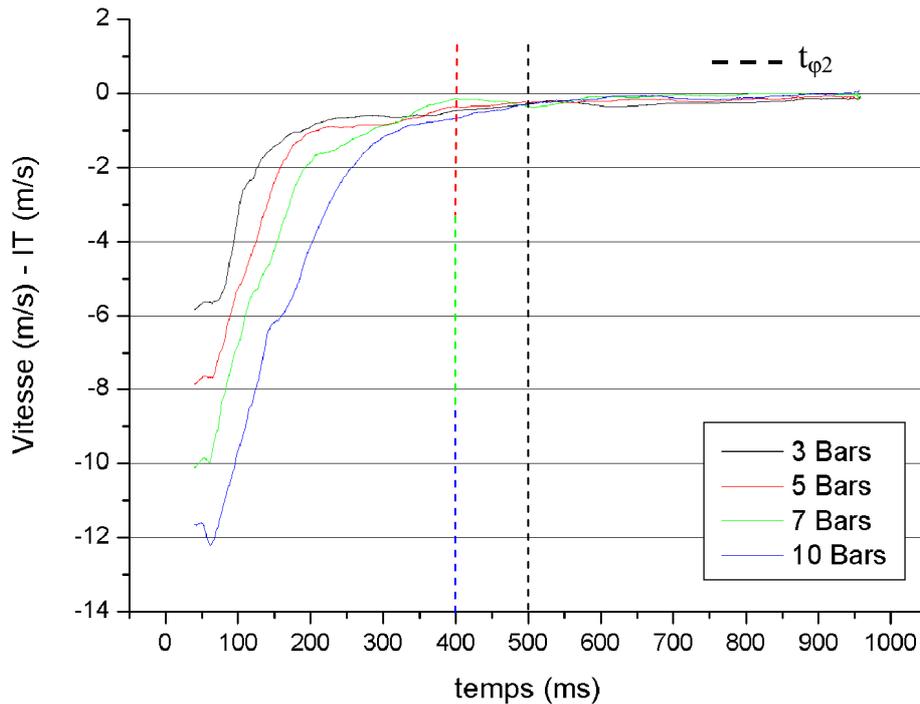


Figure IV-23 - Evolution de U_x en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} au point 2.

IV.2.3.ii.4 Influence de la position verticale.

Pour ce paragraphe, on a choisi l'axe central de la chambre pour étudier l'influence de la position verticale du point de mesure. Ceci correspond aux points 1, 4 et 7, qui sont respectivement placés au centre, en haut et en bas de la chambre (cf. § III.3.2.ii).

Dans le Tableau IV-4, on remarque que $t_{\phi 1}$ et $t_{\phi 2}$ sont plus grands dans le plan central de la chambre (points 1, 2 et 3). Ceci est probablement dû aux parties supérieures et inférieures de la chambre qui « renvoient » l'écoulement vers le centre de la chambre.

La Figure IV-24 présente l'évolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps sur l'axe central de la chambre, pour chacune des trois altitudes étudiées, à $P_{ri} = 10$ bar.

❖ $t < t_{\phi 2}$.

On remarque sur cette figure que lorsque l'altitude diminue, la valeur maximale de $|U_x|$ augmente et celle de $|U_z|$, $|U_y|$ et de IT diminuent. U_z est négative au point 4, qui est en haut de la chambre et positive pour les deux autres points. U_x est positive pour $t < t_{\phi 1}$ et négative pour $t_{\phi 1} < t < t_{\phi 2}$. L'intensité de turbulence est plus importante au point 4, que pour les deux autres points.

❖ $t > t_{\phi 2}$.

Au-delà de $t_{\phi 2}$, il n'y a pratiquement plus d'influence de la position verticale dans l'enceinte sur U_x , U_y , U_z et IT.

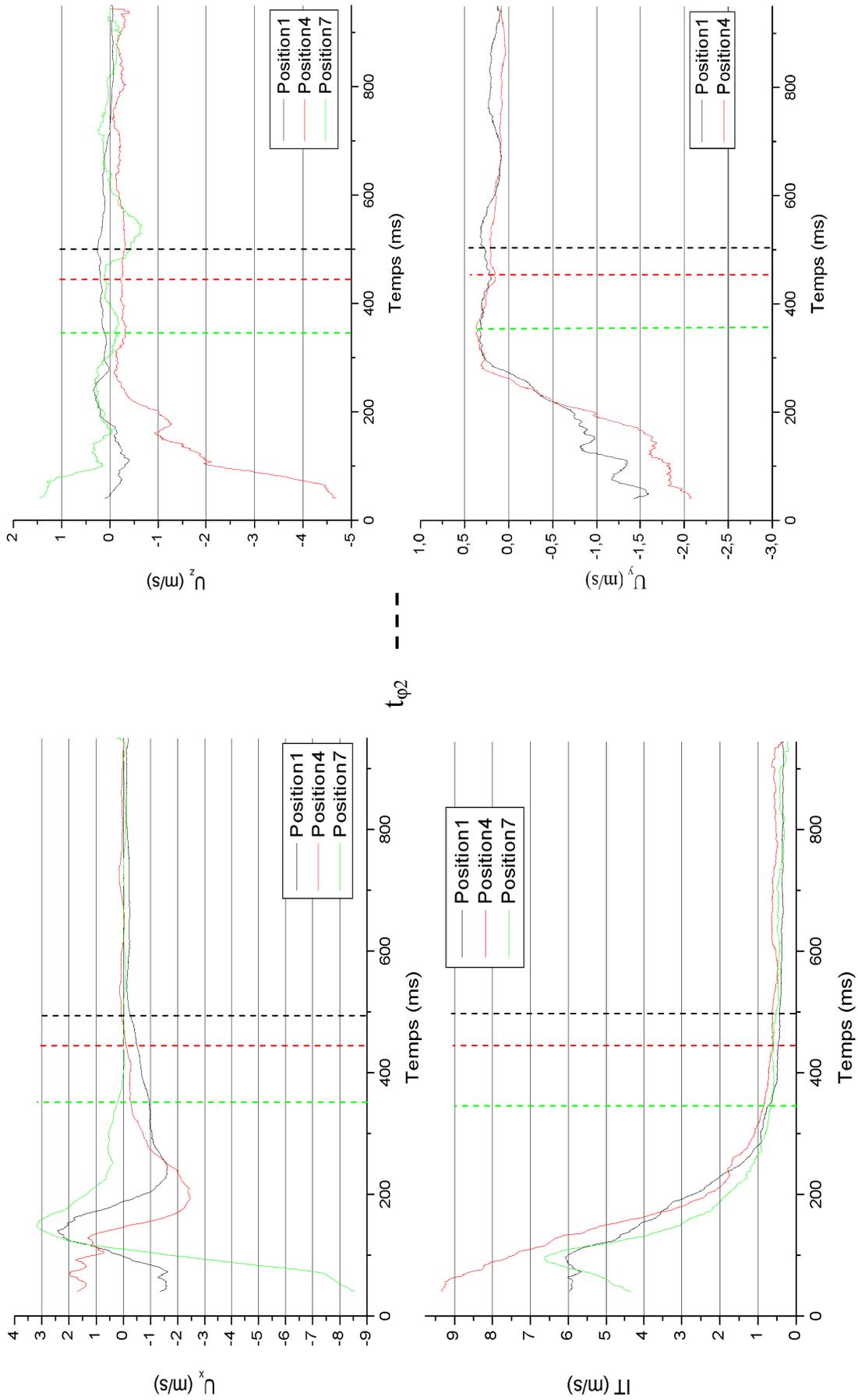


Figure IV-24 - Evolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps aux points 1, 4 et 7. $P_{ri} = 10$ bar.

Remarques :

- Le fait que U_z soit négative au point 4 peut s'expliquer par les effets de bords dus à l'interaction de l'écoulement avec la face supérieure de la chambre.
- Les différences sur U_x sont probablement dues à la configuration des cannes d'injection. L'alimentation en air s'effectuant par le bas.
- L'intensité de turbulence est plus élevée au point 4, très certainement à cause des effets de bord.

IV.2.3.ii.5 Influence de la position radiale.

Dans ce paragraphe, on étudie les différences entre trois points dans un même plan : au centre, sur l'axe des injecteurs à 4 cm d'un déflecteur (à égale distance du déflecteur et du centre de la chambre) et à proximité de la paroi.

La Figure IV-25 présente l'évolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps pour les trois points situés dans le plan horizontal médian de la chambre (points 1, 2 et 3), à $P_{ri} = 10$ bar.

$$\diamond t < t_{\varphi 2}.$$

Sur la Figure IV-25, on remarque que $|U_x|$ est plus important sur l'axe de l'injecteur (point 2) que pour les deux autres points. $|U_y|$ et $|U_z|$ sont plus élevées à proximité de la paroi (point 3) et plus petites au centre. Ceci semblerait montrer l'existence d'un mouvement privilégié selon la direction de \vec{i} qui correspondrait au fait que nous avons vu en PIV (cf. § IV.2.2.iii.1a) que l'écoulement est dominé par l'existence de jets.

$$\diamond t > t_{\varphi 2}.$$

Au-delà de $t_{\varphi 2}$, il n'y a pratiquement plus d'influence de la position radiale dans l'enceinte sur U_x , U_y , U_z et IT .

Selon le Tableau IV-4, il ne semble y avoir d'effet significatif de la position radiale sur la valeur de $t_{\varphi 1}$ et de $t_{\varphi 2}$.

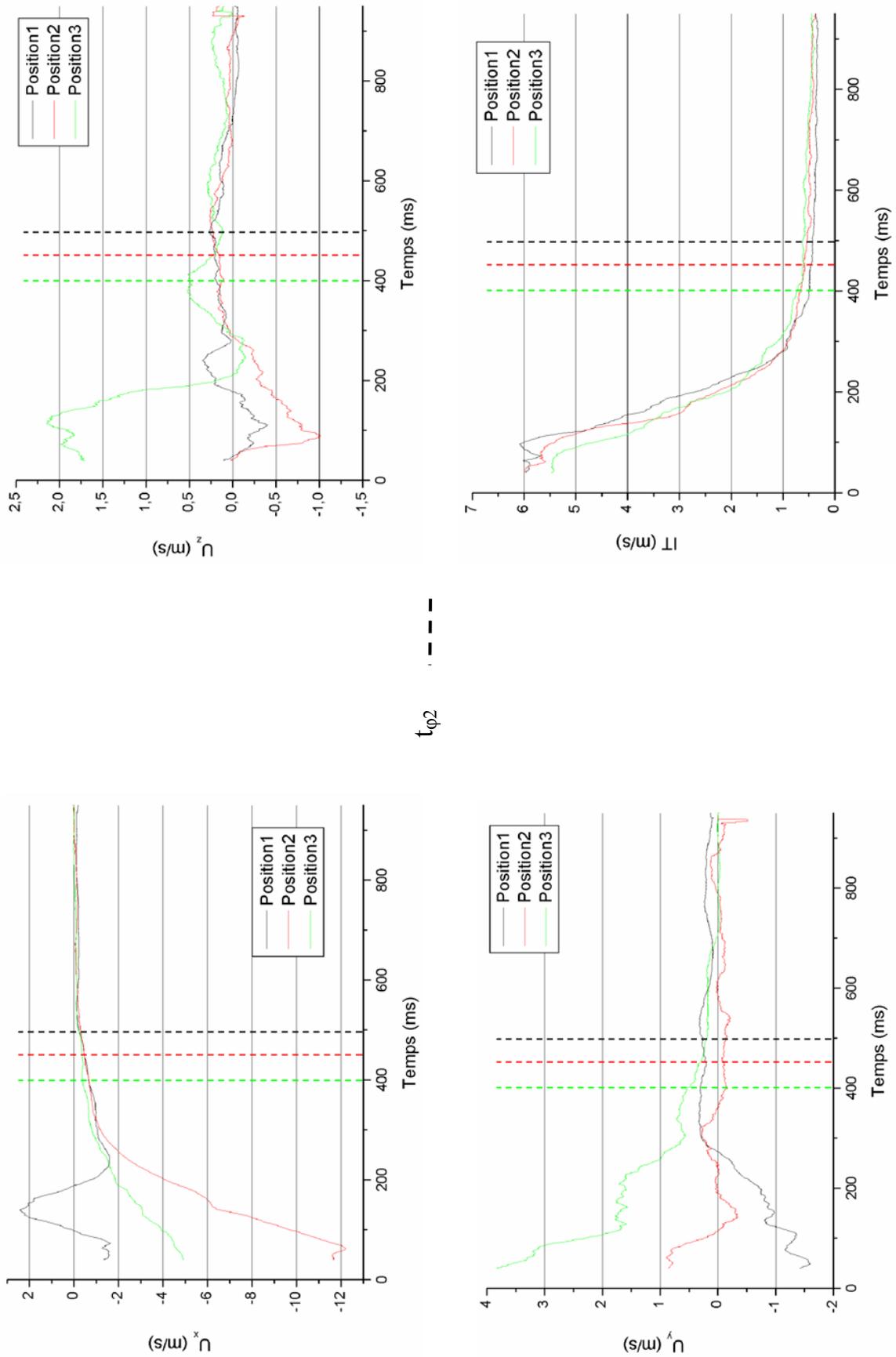


Figure IV-25 - Evolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps aux points 1, 2 et 3. $P_{ri} = 10$ bar.

IV.2.4 Conclusions sur l'évolution du champ aérodynamique.

L'analyse des résultats obtenus en PIV et en LDV a montré que l'écoulement généré par la détente de réservoir auxiliaire dans l'enceinte peut se décomposer en deux phases. La première est comprise entre les instants 1 et 3 des mesures PIV, soit de 0 à environ 400 ms pour les mesures LDV. La seconde s'étend des instants 4 à 6 en PIV ou, pour la LDV, jusqu'à environ 700 ms. Pour l'instant 7 des mesures PIV et au-delà de 700 ms d'acquisition de données en LDV, il n'est, selon nous, plus possible de négliger les effets de la gravité sur les particules et par conséquent le mouvement des particules observé n'est plus uniquement celui généré par la décharge du réservoir.

La première phase est dominée par l'existence de jets dans l'axe de chacun des orifices d'injection. Les vitesses dans ces jets augmentent avec la pression relative initiale du réservoir auxiliaire (P_{ri}). La vitesse de l'écoulement est maximale dans le jet. Elle est de l'ordre de 12 m/s pour $P_{ri} = 3$ bar et de l'ordre de 20 m/s pour $P_{ri} = 10$ bar. L'intensité de turbulence (I en PIV ou IT en LDV) dépend elle aussi de P_{ri} . Leurs valeurs maximales augmentent avec P_{ri} . De plus, elle est plus élevée dans le jet (environ 10 fois plus pour IT ou I dans le jet par rapport à un point situé près de la paroi).

Lors de la seconde phase, les variations de la vitesse de l'écoulement et l'intensité de turbulence sont de l'ordre de quelques centimètres par seconde. Les champs de vecteurs vitesses obtenus en PIV mettent en évidence l'existence de structures verticales de 3 à 6 cm de rayon et des structures horizontales de 5 cm de rayon. L'analyse fréquentielle des signaux LDV donne des temps caractéristiques de la turbulence de l'ordre de 70, 35 et 25 ms.

Au-delà de 700 ms, le module de la vitesse selon les trois directions est inférieur à 15 cm/s. On ne peut donc, selon nous, plus considérer que le mouvement observé est uniquement celui de l'écoulement généré par la décharge du réservoir, car il n'est plus possible de négliger les effets de la force de gravité, la vitesse de chute des particules étant d'environ 3 cm/s (pour des particules de diamètre inférieur à 25 μm , soit environ 75 % des particules).

Compte tenu des résultats obtenus lors de cette étude aérodynamique, il semble que la période idéale pour initier la combustion dans le mélange diphasique se situerait entre 400 ms et 700 ms. Lors de cette période, la vitesse et l'intensité de la turbulence de l'écoulement sont minimales.

IV.3 Etude de la dispersion des particules dans l'enceinte.

IV.3.1 Introduction.

Rappelons que cette étude est réalisée à l'aide d'enregistrements par caméra vidéo rapide couplés avec des tomographies laser (cf. §III.3.3). La Figure IV-26 montre une séquence typique extraite d'un enregistrement. Dans ce cas, la concentration nominale σ en particules solides est de 50 g/m^3 et la pression relative initiale du réservoir auxiliaire (P_{ri}) est de 7 bar.

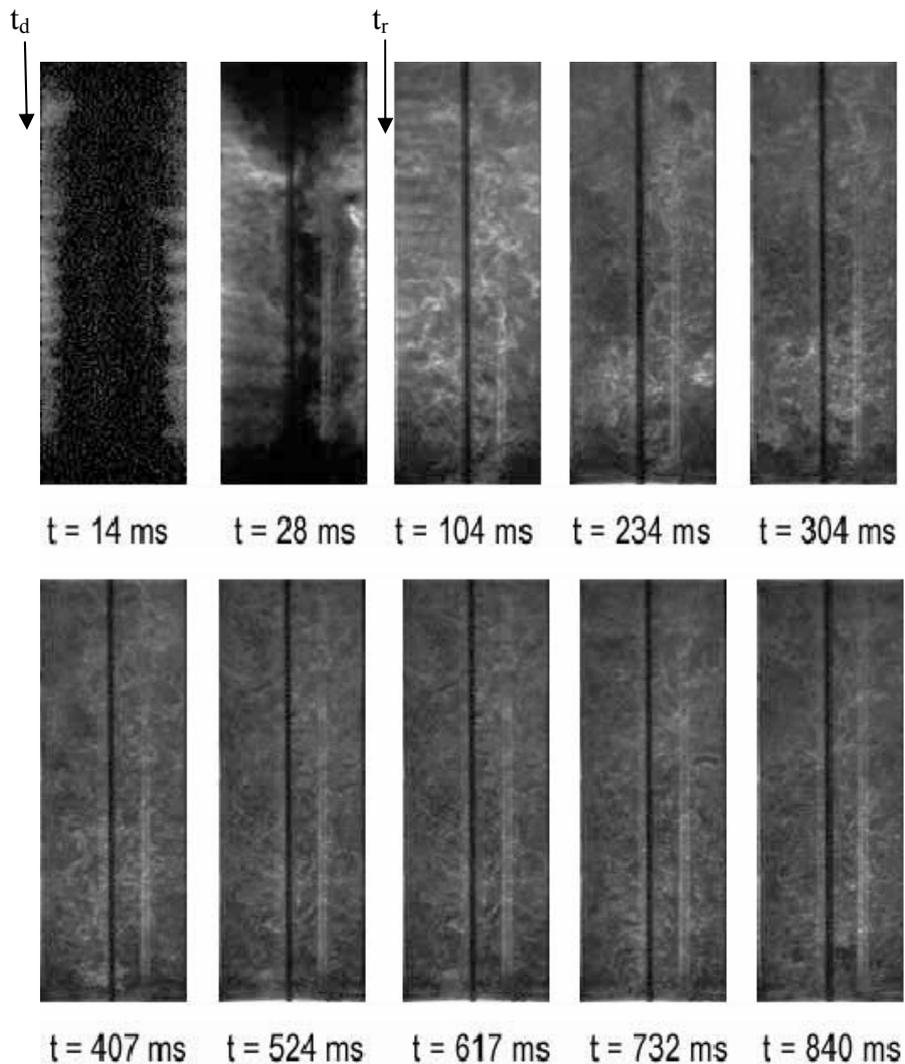


Figure IV-26 - Séquence d'un enregistrement par vidéo rapide de la dispersion des particules dans une section verticale (nappe laser). $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$ - $P_{ri} : 7 \text{ bar}$.

Lorsque l'on examine un enregistrement tel que celui de la Figure IV-26, on peut distinguer deux parties :

- La première (ici les trois premières images) où l'on observe les particules remplir la chambre. Dans un premier temps, après l'ouverture de la vanne de décharge, On distingue des jets (alternance de zones claires et foncées), puis la propagation des particules suivant deux fronts. Le début de la dispersion est repéré par l'instant t_d , et l'instant où les deux fronts de particules se rencontrent est l'instant t_r .

- La seconde partie, qui correspond au reste de l'enregistrement, pendant laquelle on observe des mouvements tourbillonnaires dans la suspension. Il nous est apparu assez difficile de pouvoir distinguer l'instant qui sépare la première de la seconde partie. En effet, des particules en mouvement, situées de part et d'autre du plan d'observation, occultent en partie la visualisation des jets.

Ces enregistrements sont ensuite traités avec différents procédés numériques (rééchelonnement des niveaux de gris, suivi de la variation des niveaux de gris sur une zone). Dans ce qui suit, nous examinerons successivement l'évolution de la suspension dans la première phase du processus de dispersion (cf. §IV.3.2) puis l'évolution de la répartition des particules dans l'enceinte au cours du temps (cf. §IV.3.4) et enfin nous observerons la taille des structures turbulentes.

IV.3.2 Première phase du processus de dispersion.

Durant la première partie du processus de dispersion, entre les instants t_d et t_r , il est possible de visualiser le remplissage de la chambre par les particules et ainsi de vérifier qualitativement que le système de dispersion choisi permet, au moins dans les premiers instants, de disperser les particules dans l'ensemble de la chambre.

Afin de définir au mieux la position du front, un traitement des images à été effectué à l'aide du logiciel Photoshop[®] : les niveaux de gris des images ont été modifiés pour permettre de mieux visualiser la position des fronts de particules. Ceci nous permet de suivre l'évolution du front formé par la propagation des particules solides dans l'enceinte et d'observer le remplissage de la chambre dans la première partie du processus de dispersion des particules. Les figures IV-27 et IV-28 fournissent un exemple d'enregistrement d'une séquence de dispersion avant et après traitement numérique.

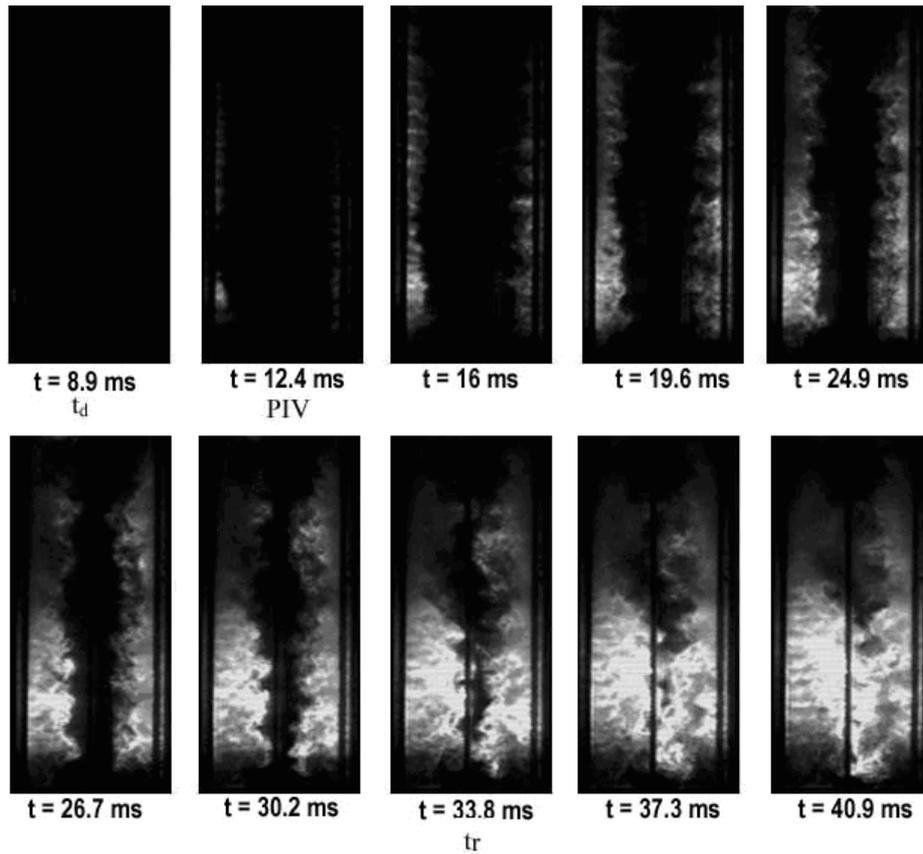


Figure IV-27– Séquence d’un enregistrement par vidéo rapide de la dispersion des particules dans une section verticale (nappe laser). Avant traitement. $\sigma : 200 \text{ g/m}^3 - P_{ri} : 5 \text{ bar}$.

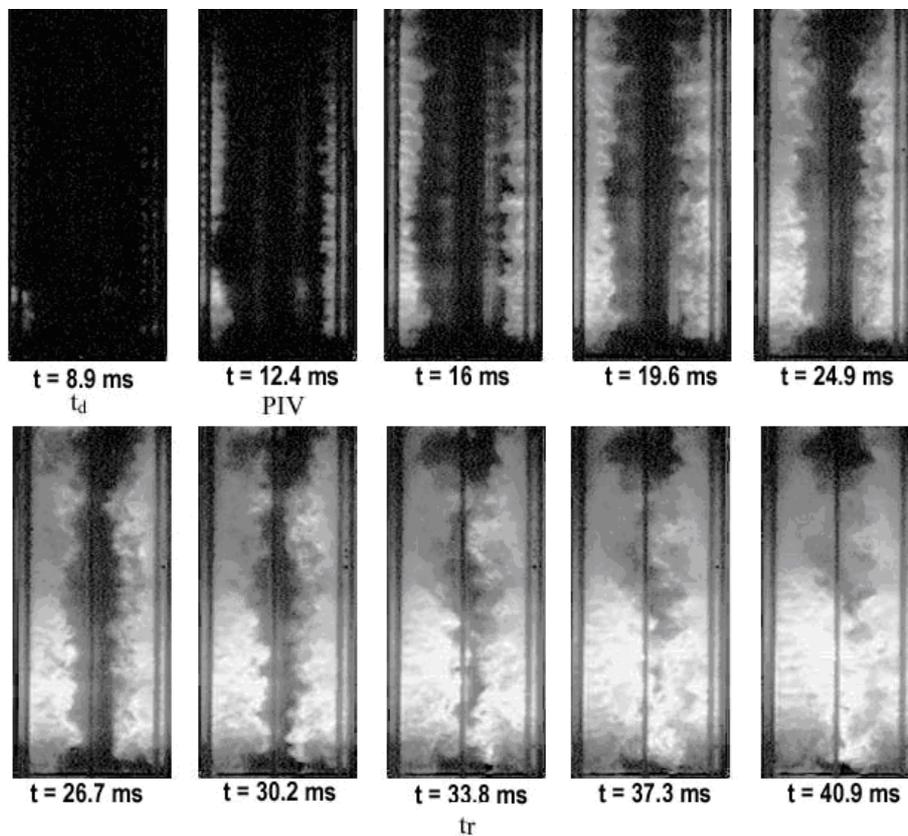


Figure IV-28 - Séquence d’un enregistrement par vidéo rapide de la dispersion des particules dans une section verticale (nappe laser). Après traitement. $\sigma : 200 \text{ g/m}^3 - P_{ri} : 5 \text{ bar}$.

On a ainsi déterminé l'instant de rencontre des deux fronts t_r et obtenu le délai de rencontre Δt_r ($\Delta t_r = t_r - t_d$) des deux fronts de dispersion. Ce délai nous permet qualitativement de savoir si le remplissage de la chambre s'effectue correctement dans l'ensemble de la chambre. Les valeurs de t_d , t_r et Δt_r présentés dans la suite de cette étude sont des valeurs moyennes calculées sur deux enregistrements effectués dans les mêmes conditions expérimentales (σ et P_{ri} identique).

Pour l'exploitation des résultats, les images ont été découpées en trois zones identiques, comme on peut le voir sur la Figure IV-29 : une zone supérieure, une zone médiane et une zone inférieure.

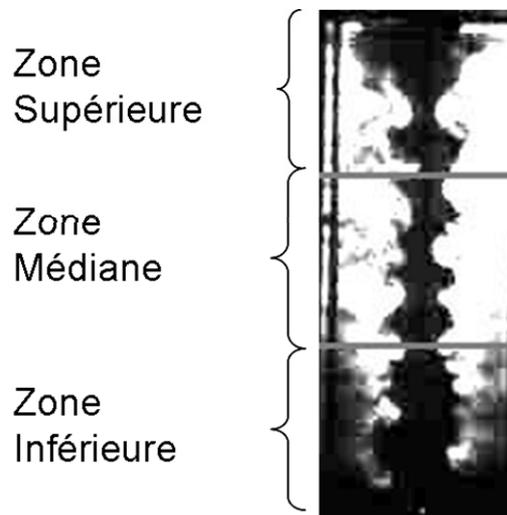


Figure IV-29 - Découpage d'une image enregistrée par caméra vidéo rapide.

La Figure IV-30 montre l'influence de la pression relative initiale du réservoir auxiliaire (P_{ri}) sur le délai de rencontre Δt_r pour une concentration nominale σ en particules de 200 g/m^3 . La Figure IV-31, montre pour une pression donnée $P_{ri} = 5 \text{ bar}$, l'influence de la concentration en particules solides σ sur Δt_r .

On peut voir sur la Figure IV-30 que Δt_r diminue quand P_{ri} augmente. La vitesse de propagation du front augmente donc avec la pression relative initiale du réservoir. Sur la Figure IV-31 on constate que Δt_r augmente avec σ . Rappelons que ce sont des valeurs moyennes obtenues sur deux enregistrements. Il serait nécessaire par la suite d'effectuer plus d'enregistrements pour toutes les concentrations afin d'avoir des valeurs moyennes convergées. De plus, sur ces deux figures, on peut voir que les délais de rencontre sont à peu près identiques pour les trois zones définies. Le front se propage donc uniformément sur toute la hauteur de la chambre.

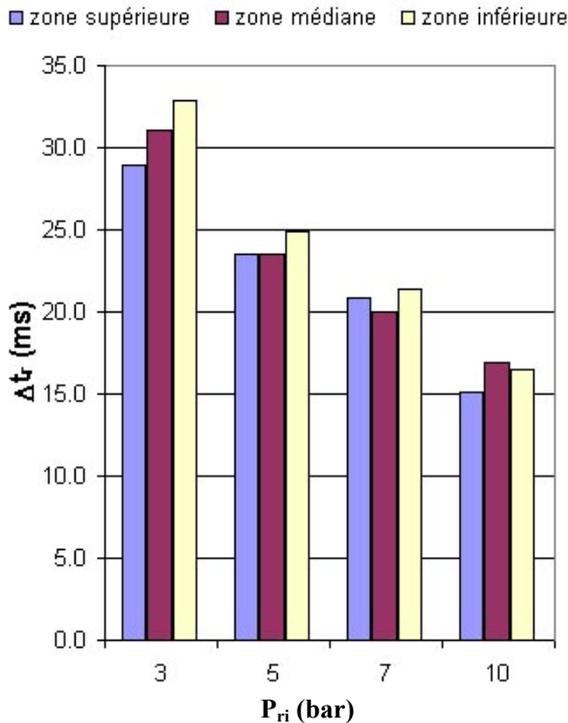


Figure IV-30– Influence de P_{ri} sur le délai de rencontre Δt_r des deux fronts. $\sigma = 200 \text{ g/m}^3$.

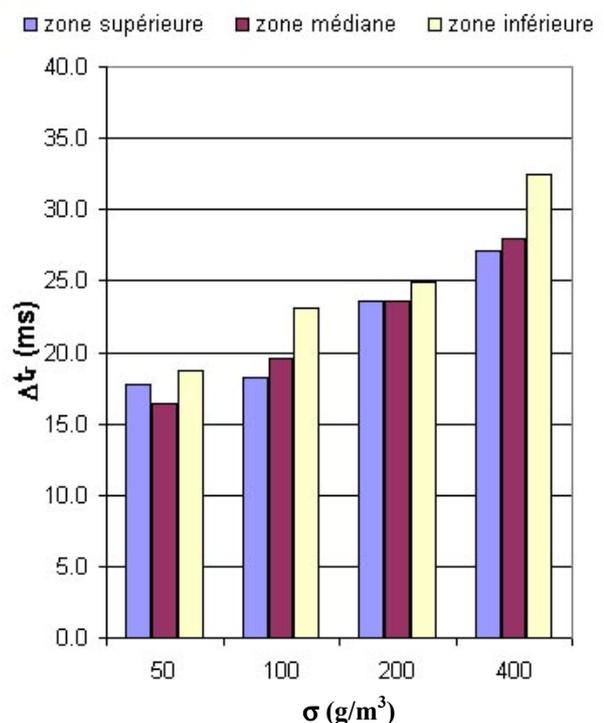


Figure IV-31 – Influence de la concentration nominale σ sur le délai de rencontre Δt_r des deux fronts. $P_{ri} = 5 \text{ bar}$.

IV.3.3 Relation entre l'intensité lumineuse et la concentration en particules solides.

En chaque point de l'enregistrement vidéo on va chercher à relier l'intensité lumineuse diffusée à la concentration en particules solides.

IV.3.3.1 Diffusion de la lumière par un nuage de particules (Théorie de Mie).

La théorie de Mie permet de déterminer le flux énergétique diffusé par une particule sphérique unique. On ne présentera pas en détail ici la théorie de Mie. Elle permet d'obtenir l'intensité lumineuse IL diffusée par une particule sphérique dans une direction donnée θ en fonction de l'intensité lumineuse incidente IL_0 :

$$IL(\theta) = \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \frac{IL_0}{2} F(\theta) \quad (\text{IV.10})$$

où r est la distance entre la particule et le point d'observation, λ la longueur d'onde du faisceau incident et $F(\theta)$ une fonction représentant les amplitudes des composantes de la

lumière diffusées respectivement perpendiculairement et parallèlement au plan d'observation. Cette relation n'est valable que dans le cas où $r \gg \lambda$.

Pour pouvoir étendre cette théorie au cas d'un nuage de particules, il faut que ce nuage obéisse à deux conditions :

1. La diffusion doit être indépendante. Les particules doivent être suffisamment éloignées entre elles pour que les ondes diffusées par chaque particule n'interfèrent pas entre elles (Aucune relation entre les phases des ondes diffusées).

2. La diffusion doit être simple. Les particules doivent être suffisamment éloignées les unes des autres pour qu'une particule ne diffuse pas la lumière provenant de la diffusion par une autre particule.

Pour que la diffusion soit indépendante, il faut que les particules soient éloignées entre elles d'une distance d'au moins trois fois leur rayon, soit une distance de centre à centre de particules de $5a$; c'est-à-dire que le volume disponible V_d , volume dans lequel aucune autre particule ne doit être présente, pour chaque particule soit le volume d'une sphère de rayon $2,5a$ centrée sur la particule :

$$V_d = \frac{4}{3} \pi (2,5a)^3 \quad (\text{IV.11})$$

Donc N particules occuperont le volume $V = NV_d$, ce qui correspond à une concentration massique σ_{\max} telle que :

$$\sigma_{\max} = \frac{N \rho_p v}{V} = \rho_p \frac{v}{V_d} \quad (\text{IV.12})$$

avec v le volume occupé par une particule et ρ_p la masse volumique des particules, soit :

$$\sigma_{\max} = \rho_p \frac{\frac{4}{3} \pi a^3}{\frac{4}{3} \pi (2,5a)^3} = \frac{\rho_p}{2,5^3} \quad (\text{IV.13})$$

Dans notre cas, $\rho_p = 1500 \text{ kg/m}^3$, soit $\sigma_{\max} = 96 \text{ kg/m}^3$. La concentration nominale maximale utilisée dans notre étude est de 400 g/m^3 soit 240 fois moins. On peut donc appliquer la théorie de Mie à nos suspensions de nuages de particules en supposant que les particules sont suffisamment éloignées pour considérer qu'on se place dans le cas de la diffusion indépendante et simple.

IV.3.3.ii Extinction de la lumière par un nuage de particules (Loi de Beer-Lambert).

IV.3.3.ii.1 Loi de Beer-Lambert.

L'intensité lumineuse transmise par une longueur dz d'un nuage de particules est proportionnelle à dz et à l'intensité lumineuse $IL(z)$ reçue :

$$dIL = -K(z).IL(z).dz \quad (IV.14)$$

Considérons un milieu homogène et isotrope et un faisceau incident à ce milieu selon une direction Oz, d'intensité IL_0 à $z = 0$. En intégrant la relation précédente (IV.14) de Beer-Lambert, l'intensité lumineuse $IL(z)$ disponible à la distance z de la source est donnée par :

$$IL(z) = IL_0 \exp(-K.z) \quad (IV.15)$$

où K est le coefficient d'extinction.

IV.3.3.ii.2 Suspension monodispersée de sphères.

On appelle suspension monodispersée de particules, une suspension de particules ayant les mêmes caractéristiques (surface, volume, forme).

Dans le cas d'un nuage de particules sphériques monodispersées de rayon a , le coefficient d'extinction K s'exprime en fonction du nombre de particules et de la section droite d'extinction S_e d'une particule :

$$K = N.S_e \quad (IV.16)$$

où N est la concentration numérique en particules.

Or les particules sont sphériques donc $S_e = \pi a^2 Q_e$, où Q_e est l'efficacité énergétique d'extinction des particules. Il tient compte de l'absorption, de la diffraction et de la diffusion du faisceau lumineux incident par chaque particule. De plus, la suspension étant homogène, on peut relier N à la concentration massique σ avec la masse volumique ρ_p :

$$\sigma = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_p N \quad (IV.17)$$

Ainsi, il est possible d'exprimer le coefficient d'extinction K par :

$$K = \frac{3}{4} \frac{\sigma}{a \rho_p} Q_e(a) \quad (IV.18)$$

IV.3.3.3.3 *Suspension polydispersée de sphères.*

On appelle suspension polydispersée de particules sphériques, une suspension de particules dont toutes les caractéristiques, excepté le rayon, sont identiques.

Soit $n(a)$ le nombre de particules de rayon a par unité de volume. Le nombre dN de particules par unité de volume dont le rayon est compris entre a et $a + da$ est :

$$dN = n(a).da$$

Le coefficient d'extinction K de la suspension est maintenant :

$$K = \int_0^{\infty} \pi.a^2.Q_e(a)n(a).da \quad (IV.19)$$

où le nombre total de particules par unité de volume et leur concentration massique sont respectivement :

$$N = \int_0^{\infty} dN = \int_0^{\infty} n(a).da \quad (IV.20)$$

et

$$\sigma = \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi.a.\rho_p.n(a).da \quad (IV.21)$$

Les particules étant supposées identiques, leur masse volumique ρ_p est indépendante de a , et :

$$\sigma = \frac{4}{3} \pi\rho_p \int_0^{\infty} a^3.n(a).da$$

En définissant l'efficacité énergétique d'extinction moyenne par :

$$\overline{Q_e} = \frac{\int_0^{\infty} \pi.a^2.Q_e(a).n(a).da}{\int_0^{\infty} \pi.a^2.n(a).da} \quad (IV.22)$$

On peut écrire K sous la forme :

$$K = \frac{3\sigma\overline{Q_e}}{4\rho_p a_{32}} \quad (IV.23)$$

où a_{32} est le rayon de Sauter défini par :

$$a_{32} = \frac{\int_0^{\infty} a^3.n(a).da}{\int_0^{\infty} a^2.n(a).da} \quad (IV.24)$$

Van de Hulst et al. [77] indiquent qu'il est possible de faire l'approximation $\overline{Q_e(a)} = 2$ dans le cas où le critère de Mie $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ est au moins égal à 7. Dans le cas des particules d'amidon le rayon de Sauter est égal à 14 μm , x vaut environ 165 (pour mémoire, la longueur d'onde du laser utilisé comme source est de 534 nm). On peut donc faire l'approximation $\overline{Q_e(a)} = 2$. K s'écrit donc :

$$K = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\rho_p a_{32}} \quad (\text{IV.25})$$

d'où :

$$IL(z) = IL_0 \exp\left(-\frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma}{\rho_p a_{32}} \cdot z\right) \quad (\text{IV.26})$$

IV.3.3.ii.4 Cas général d'une suspension de particules solides.

On se place ici dans le cas où les particules ne sont plus de forme sphérique, mais quelconque. Si on reprend la définition de K (cf. éq. (IV.16)), dans le cas où les particules sont de formes quelconques et différentes entre elles, la relation (IV.16) s'écrit :

$$K = \int_0^\infty Q_e \cdot S \cdot n(S) \cdot dS \quad (\text{IV.27})$$

où $n(S)$ représente le nombre de particules par unité de volume dont la surface de la section droite géométrique est comprise entre S et $S + dS$.

La concentration massique sera définie à partir du volume v des particules :

$$\sigma = \int_0^\infty V_p \cdot \rho_p \cdot n(V_p) \cdot dV_p \quad (\text{IV.28})$$

où $n(V_p) dV_p$ est le nombre de particules par unité de volume dont le volume est compris entre V_p et $V_p + dV_p$.

On peut définir une section droite moyenne \bar{S} et un volume moyen \bar{V}_p des particules :

$$\bar{S} = \frac{\int_0^\infty S \cdot n(S) \cdot dS}{\int_0^\infty n(S) \cdot dS} \quad (\text{IV.29})$$

$$\bar{V}_p = \frac{\int_0^\infty V_p \cdot n(V_p) \cdot dV_p}{\int_0^\infty n(V_p) \cdot dV_p} \quad (\text{IV.30})$$

Par conséquent, on peut écrire le coefficient d'extinction K par la relation :

$$K = 2 \frac{\bar{S}}{V_p} \frac{\sigma}{\rho_p} \quad (\text{IV.31})$$

Les particules d'amidon ne sont pas sphériques. Pour notre étude nous nous plaçons donc dans ce cas, avec comme définition du coefficient d'extinction la relation (IV.31). On ne peut pas calculer K de manière explicite. Il faut le déterminer expérimentalement à partir de la mesure de IL/IL_0 . Une fois K déterminé, nous aurons ainsi une corrélation entre l'intensité lumineuse diffusée IL et la concentration moyenne en particules solides.

IV.3.3.iii Variation de l'intensité lumineuse diffusée selon l'axe vertical dans la chambre.

On cherche à déterminer un coefficient d'extinction moyen K. Pour cela, on va essayer de se placer dans une configuration où la concentration σ est constante dans toute la chambre ou, tout du moins, tend asymptotiquement vers cette situation.

On se place à des instants compris entre 700 et 800 ms. A ces instants, on suppose, d'après nos observations, que la répartition des particules dans l'enceinte est à peu près homogène et que les particules sont pratiquement toutes en suspension. A ces instants, le module de la vitesse des particules selon \vec{k} (cf. Figure IV-32) est de l'ordre de 10 cm/s. Les particules de diamètre supérieur à 40 μm ont une vitesse de chute du même ordre de grandeur. Elles représentent environ 5 % en nombre des particules. Donc au maximum seul 5 % des particules se sont déposées au fond de la chambre par l'effet de la gravité.

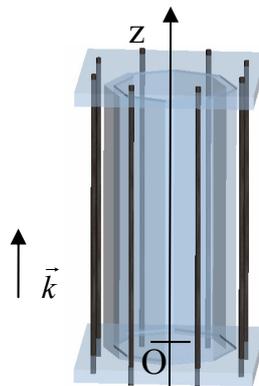


Figure IV-32 - Orientation de l'axe Oz.

On prend l'ensemble des images enregistrées entre 700 et 800 ms pour chacune des concentrations et on réalise une image moyenne. A partir de cette image moyenne (une pour chacune des concentrations étudiées), on observe la variation de l'intensité lumineuse diffusée en fonction de la position verticale le long de l'axe Oz (cf. Figure IV-32). La Figure IV-33 présente la variation de l'intensité lumineuse le long de l'axe central vertical de la chambre dans le cas où $\sigma = 100 \text{ g/m}^3$. Nous avons cherché à approximer la courbe expérimentale à une loi du type $IL(z)/IL_0 = \exp(-Kz)$. Ceci nous permet d'en déduire K. On peut voir sur la Figure IV-33 que l'approximation est relativement bonne : pour une hauteur supérieure à 50 mm environ, l'écart est de l'ordre de 10%. Avant 50 mm, les écarts sont plus importants et de l'ordre de 20%.

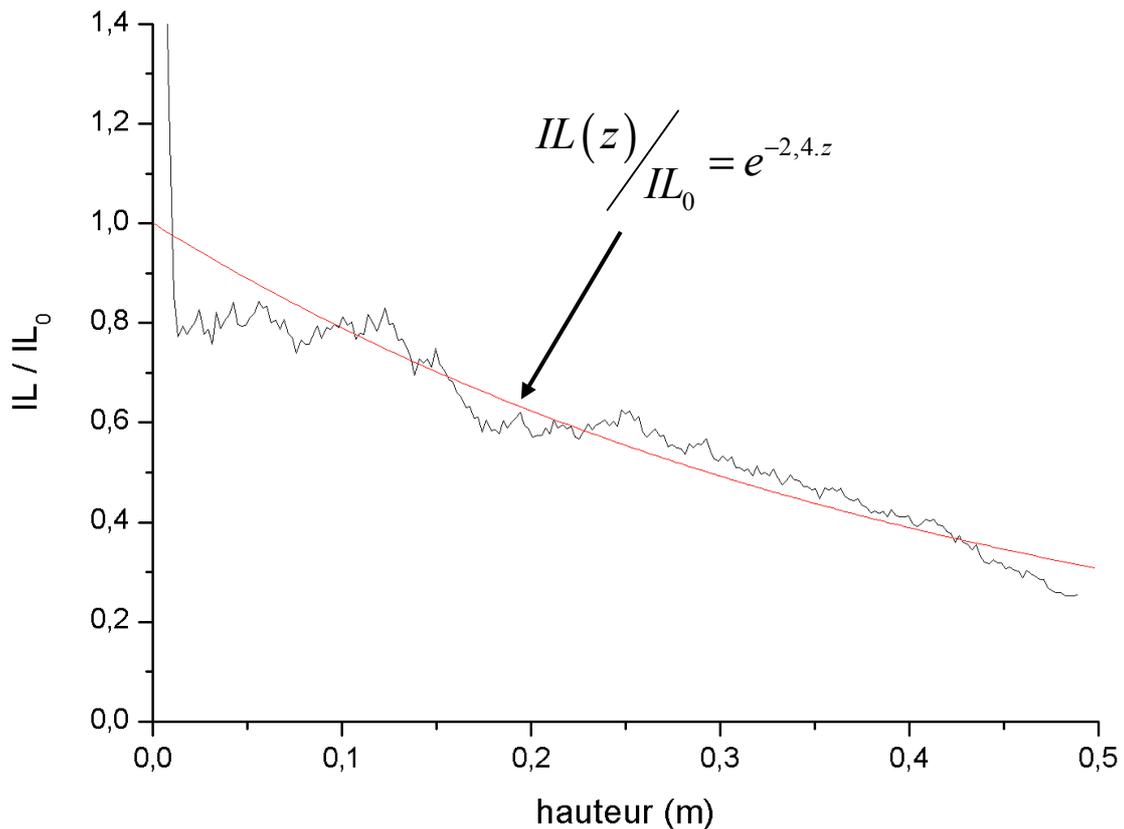


Figure IV-33 - Intensité lumineuse le long de l'axe central vertical ($\sigma = 100 \text{ g/m}^3$).

Remarque : la valeur de IL_0 utilisée ici est celle obtenue par l'approximation par la loi exponentielle à une hauteur nulle. Ce n'est pas l'intensité lumineuse réelle incidente. Elle correspond à l'intensité lumineuse diffusée par une suspension de particules solides de concentration σ_{disp} .

Le Tableau IV-5 présente les différentes valeurs de K et de la longueur d'extinction L_{ext} pour chacune des concentrations nominales étudiées.

σ (g/m ³)	50	100	200	400
σ_{disp} (g/m ³)	20	40	110	225
K (m ⁻¹)	1,2	2,4	2,8	4,5
L_{ext} (m)	0,83	0,42	0,36	0,22

Tableau IV-5 - Valeur expérimentale de K et de L_{ext} en fonction de la concentration nominale et de σ_{disp} .

La longueur d'extinction étant définie par la relation suivante :

$$L_{ext} = \frac{1}{K}$$

Notons que la longueur d'extinction ne doit pas dépendre de la taille du domaine utilisé pour la calculée puisque l'on suppose le milieu homogène.

Normalement K est proportionnel à la concentration (cf. éq.(IV.31)). Or ce n'est pas exactement le cas ici, sauf entre $\sigma = 50$ g/m³ et $\sigma = 100$ g/m³. Le coefficient de proportionnalité A entre K et σ_{disp} vaut, pour ces dernières, 0,06 m²/g, alors qu'il vaut respectivement 0,025 et 0,02 m²/g pour $\sigma = 200$ et 400 g/m³. Ce coefficient A, appelé aire spécifique d'extinction, ne dépendant que de la nature de la suspension, il doit être le même dans tout les cas. Compte tenu des valeurs de K et de σ_{disp} , la valeur minimale pour A est 0,06 m²/g. En effet, si on prend une valeur plus petite, K étant fixe, cela voudrait dire que la concentration déduite de la relation (IV.31) serait supérieure à σ_{disp} , ce qui n'est pas possible. Cette valeur de 0,06 est minimale car elle est calculée avec σ_{disp} et la concentration réelle σ_r en particules en suspension est inférieure à σ_{disp} .

Lorsque l'on calcule la longueur d'extinction pour chacune des concentrations avec σ_{disp} (cf. Tableau IV-5), on trouve des valeurs inférieures à la hauteur de la chambre exceptée pour $\sigma = 50$ g/m³. Prenons par exemple le cas où $\sigma = 400$ g/m³. Sur la Figure IV-34, on aperçoit une « cassure » dans la variation de l'intensité lumineuse selon l'axe vertical à une abscisse verticale d'environ 250 mm. Ceci pourrait donc correspondre avec la longueur d'extinction. On observe le même phénomène pour $\sigma = 200$ g/m³ autour de 280 mm.

Sur la Figure IV-34, nous avons tracé deux lois de type $\frac{IL(z)}{IL_0} = \exp(-Kz)$: l'une sur toute la hauteur de la chambre, l'autre sur 0 – 220 mm, soit avant la « cassure ». A partir de cette seconde loi, on détermine une nouvelle valeur de K qui est de 2,5 m⁻¹. Si on calcule la

concentration correspondante, en prenant $A = 0,06 \text{ m}^2/\text{g}$, on trouve environ 42 g/m^2 . On ne peut donc raisonnablement pas calculer de loi d'atténuation pour $\sigma = 200$ et 400 g/m^3 .

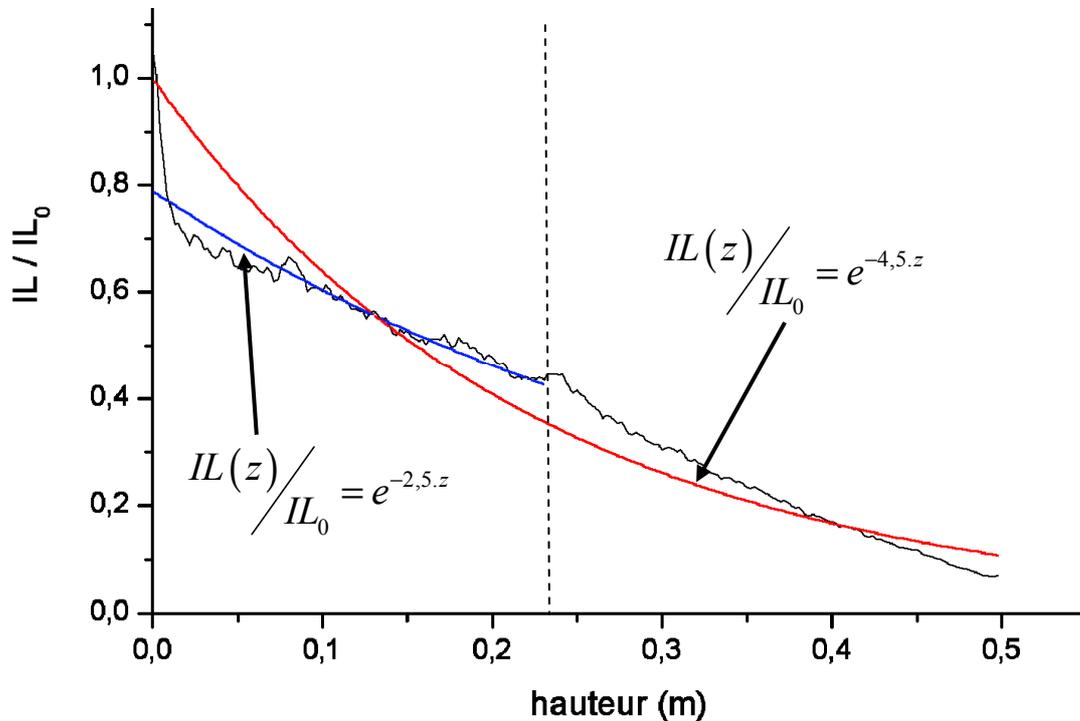


Figure IV-34 - Intensité lumineuse le long de l'axe central vertical ($\sigma = 400 \text{ g/m}^3$).

Dans la suite de cette étude nous ne pourrons donc étudier la répartition des particules dans l'enceinte que pour les deux autres valeurs de la concentration.

IV.3.3.iv Variation de l'intensité lumineuse selon un axe horizontal.

Afin de pouvoir appliquer la loi de Beer-Lambert sur l'ensemble de l'image, il est nécessaire de vérifier qu'il n'y a pas de gradient horizontal. Il faut s'assurer que l'atténuation de l'intensité lumineuse incidente ne dépend que de la position verticale.

Considérons l'atténuation d'un faisceau lumineux horizontal à travers la suspension à plusieurs abscisses verticales dans la chambre : $z = 50, 150, 250, 350$ et 450 mm . La Figure IV-35 présente la variation de l'intensité lumineuse le long des axes horizontaux définis pour chacune de ces positions.

On peut décomposer la variation de IL/IL_0 en une variation moyenne et une fluctuation autour de cette valeur moyenne. Celles-ci seront examinées au paragraphe IV.3.5.ii. Ici, nous nous intéressons uniquement à la variation de IL/IL_0 moyen.

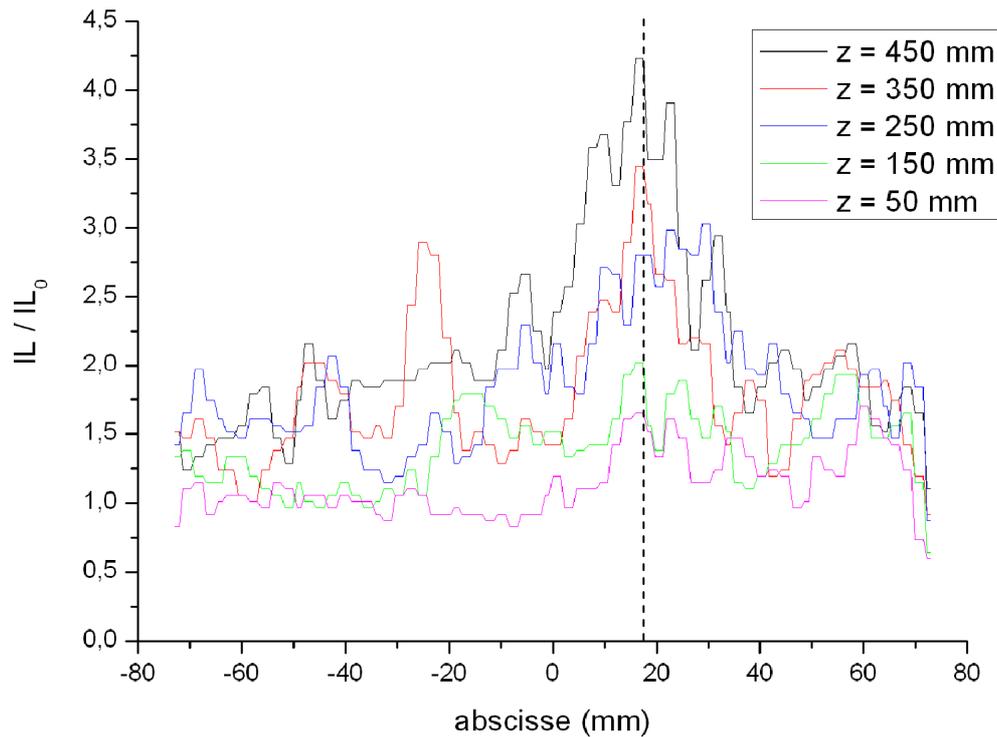


Figure IV-35 – Variations de l'intensité lumineuse selon des axes horizontaux à des positions verticales différentes. $\sigma = 50\text{g/m}^3$ – $P_{ri} = 10$ bar, $t = 750$ ms.

Sur la Figure IV-35, on observe que l'intensité lumineuse diffusée présente un maximum pour $x \approx 20$ mm pour toutes les abscisses verticales d'observation. En outre, on remarque que ce maximum augmente lorsque l'abscisse verticale diminue. On peut expliquer ce comportement à partir des caractéristiques de la source lumineuse. En effet, pour générer une nappe laser, on utilise une lentille cylindrique. Le faisceau lumineux diverge en sortie de la lentille avec un angle qui dépend du type de lentille utilisée. L'intensité lumineuse n'est pas constante sur toute la largeur de la nappe. De plus, l'axe de la lentille, axe pour lequel on observe un maximum d'intensité, ne passe pas par le centre de la chambre. Il se situe à environ 2 cm de celui-ci dû à un mauvais positionnement de la lentille. Cette divergence étant la même pour tout les enregistrements, nous avons réalisé une image moyenne avec toutes les images dont le temps est compris entre 700 et 800 ms. A partir de cette image moyenne, nous pouvons corriger l'ensemble des enregistrements.

Remarque : les images sont découpées en pixel, elles sont donc représentées par des matrices. Chaque élément de la matrice contient l'intensité lumineuse diffusée par le pixel correspondant.

On définit une matrice M correspondant à l'image moyenne définie précédemment. Cette matrice est composée des éléments M_{lc} contenant l'intensité lumineuse diffusée par le

pixel de coordonnées (l, c). Dans cette matrice, on identifie la colonne contenant les valeurs maximales de IL ($x \approx 20$ mm) par l'indice c_{\max} .

Nous pouvons déterminer une matrice de correction C à partir de la matrice M, dont les éléments sont obtenus de la façon suivante :

$$C_{lc} = \frac{M_{lc_{\max}}}{M_{lc}} \quad (\text{IV.32})$$

avec l et c les indices de lignes et de colonnes.

Une fois la matrice de correction obtenue, il suffit de multiplier chaque point de l'image origine par l'élément correspondant dans la matrice pour corriger l'effet du gradient de luminosité dû à la lentille :

$$A'_{lc} = C_{lc} * A_{lc} \quad (\text{IV.33})$$

avec A_{lc} les éléments de la matrice de l'image d'origine et A'_{lc} , ceux de la matrice de l'image corrigée.

IV.3.3.v Correction des images.

Nous avons d'abord traité les images tomographiques pour tenir compte de la correction horizontale. Puis nous avons appliqué en tout point la loi d'atténuation de Beer-Lambert en fonction de l'abscisse verticale. La Figure IV-36 montre la variation de l'intensité lumineuse diffusée le long de l'axe central vertical avant et après correction pour deux images moyennes correspondant à deux valeurs de la concentration nominale ($\sigma = 50$ et 100 g/m^3). Ces images moyennes sont celles qui ont servi à définir la loi d'atténuation.

Dans le paragraphe IV.3.3.iii, nous avons vu que l'écart entre la loi d'atténuation et la variation de l'intensité lumineuse le long de l'axe central vertical de la chambre est d'environ 10 % pour une abscisse verticale supérieure à 50 mm et de 20 % pour de plus petite abscisses. Compte tenu de ces incertitudes, on peut considérer l'intensité lumineuse diffusée le long d'un axe horizontal comme constante lorsque sa fluctuation autour d'une valeur moyenne ne dépasse pas 20 %.

La courbe représentant l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée le long de l'axe vertical après correction montre que la partie centrale est plus lumineuse que les extrémités inférieures et supérieures de la chambre. L'intensité lumineuse pour une abscisse verticale comprise entre 5 et 45 cm est pratiquement constante.

Pour une concentration nominale de 50 et 100 g/m³ l'intensité lumineuse diffusée le long d'un axe horizontal et d'un axe vertical est pratiquement constante. Les hypothèses faites pour pouvoir appliquer la loi de Beer-Lambert s'avèrent donc justifiées.

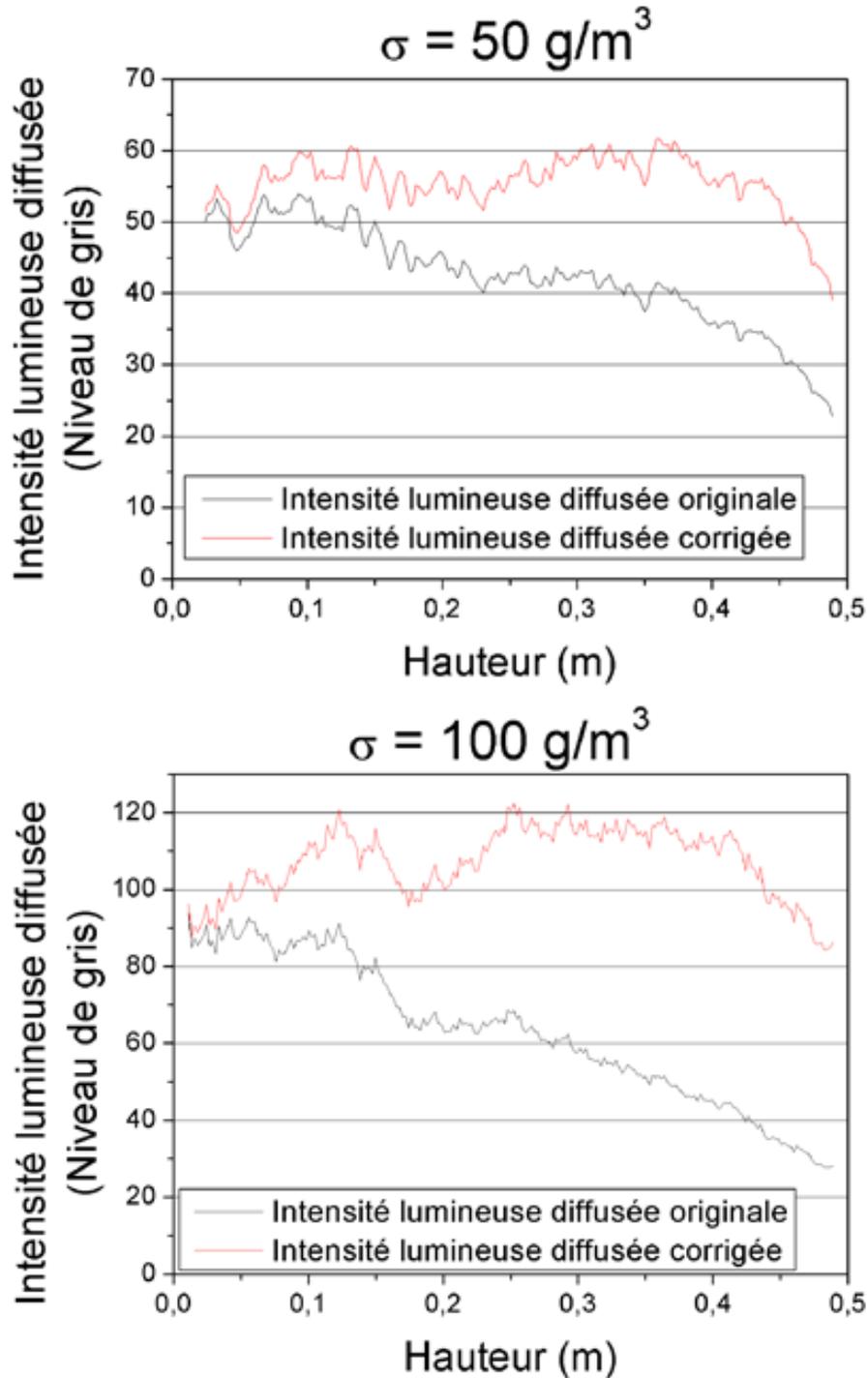


Figure IV-36 – Variation de l'intensité lumineuse diffusée originale et corrigée le long de l'axe vertical central. $\sigma=50$ et 100g/m^3 .

IV.3.4 Répartition des particules dans l'enceinte.

A partir des images tomographiques nous avons essayé de déterminer de manière quantitative la répartition des particules dans l'enceinte. Pour cela, on mesure en chaque point l'intensité lumineuse diffusée par le nuage de particules. Plus l'intensité lumineuse diffusée est grande, plus la concentration est forte.

Pour suivre l'évolution de la répartition moyenne des particules dans l'enceinte, on observe l'intensité de la lumière diffusée selon 6 points. Ces points sont les mêmes que ceux définis lors des mesures par LDV et situés dans le plan tomographique, c'est-à-dire les points 1, 2, 4, 5, 7 et 8 (cf. Figure III-14). Les points 1, 4 et 7 sont sur l'axe central de la chambre, respectivement dans le plan médian ($z = 250$ mm), le plan supérieur ($z = 443$ mm) et le plan inférieur ($z = 62$ mm) et les points 2, 5 et 8 sont à égales distances du centre de la chambre et du déflecteur, respectivement dans les plans médian, supérieur et inférieur. Cette étude est effectuée pour 2 valeurs de la concentration nominale $\sigma = 50$ et 100 g/m³ et les 4 valeurs de la pression relative initiale du réservoir auxiliaire (P_{ri}) étudiées

Dans le paragraphe suivant, nous montrons quelques résultats représentatifs des comportements observés. L'ensemble des résultats est rassemblé dans l'annexe D.

IV.3.4.i Allure générale de l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée au cours du temps.

La Figure IV-37 présente l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée IL_c au cours du temps pour les 6 points étudiés pour $P_{ri} = 5$ bar et $\sigma = 50$ g/m³.

On peut voir sur cette figure la présence de nombreuses fluctuations. Nous nous intéressons dans ce paragraphe seulement à l'évolution moyenne de l'intensité lumineuse diffusée corrigée. L'étude de ces fluctuations fait l'objet du paragraphe IV.3.5.i. Pour définir l'intensité lumineuse diffusée moyenne $\overline{IL_c}$, nous emploierons la même taille de fenêtre que celle définie pour la LDV à savoir 80 ms.

La Figure IV-38 présente l'évolution de l'intensité lumineuse $\overline{IL_c}$ au cours du temps dans les mêmes conditions que pour la Figure IV-37 et calculée comme défini ci-dessus.

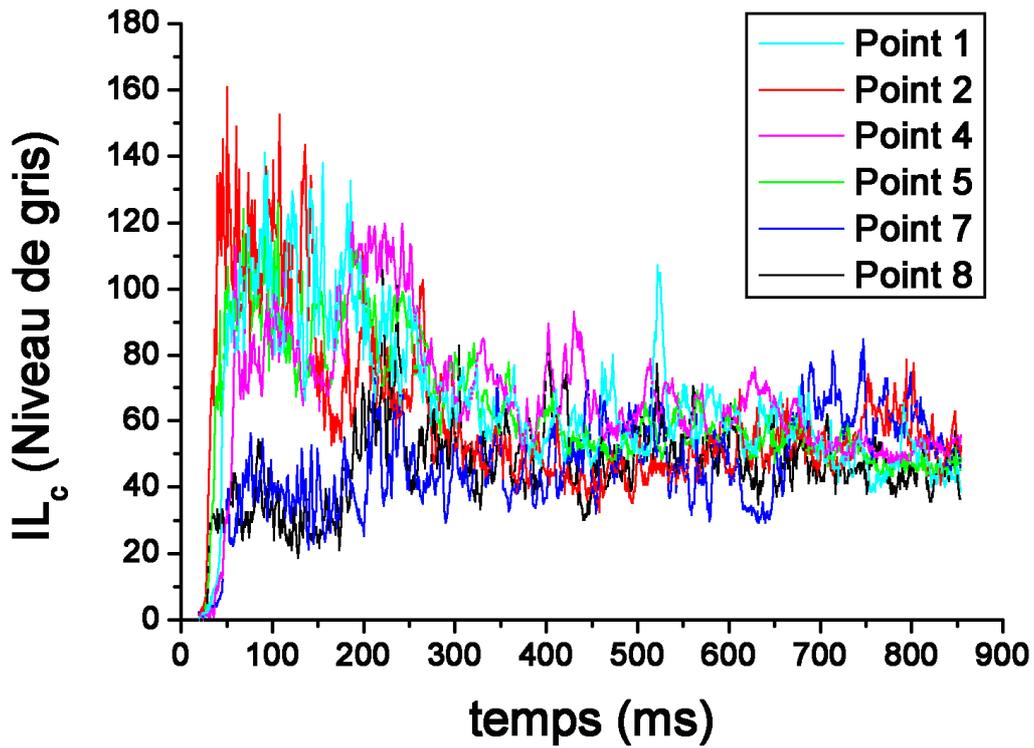


Figure IV-37 - Evolution en fonction du temps de l'intensité lumineuse diffusée pour les 6 points étudiés.
 $P_{ri} = 5 \text{ bar}$, $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$.

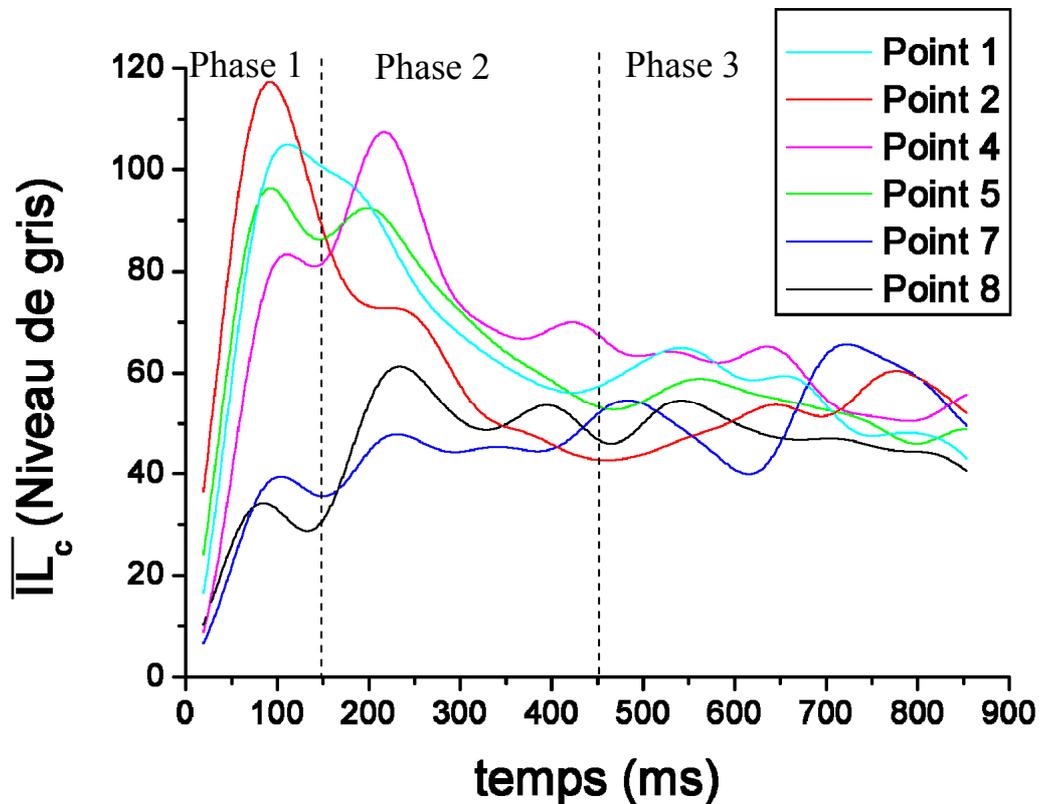


Figure IV-38 - Evolution en fonction du temps de l'intensité lumineuse diffusée corrigée moyenne pour les 6 points étudiés. $P_{ri} = 5 \text{ bar}$, $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$.

Sur l'ensemble des résultats obtenus, on peut décomposer l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée en 3 phases :

1. de 0 à environ 150 ms : $\overline{IL_c}$ augmente dans la chambre pour atteindre un maximum. C'est la phase d'injection des particules dans la chambre.
2. de 150 à environ 450 ms : $\overline{IL_c}$ varie ou est constante selon les points, la concentration et la valeur de P_{ri} que l'on considère. Phase transitoire pendant laquelle les particules se répartissent dans l'ensemble de la chambre.
3. de 450 à 800 ms : $\overline{IL_c}$ est généralement constante pour tout les points.

Les instants séparant ces trois phases sont les mêmes que ceux définis lors de l'étude aérodynamique.

La valeur maximale de $\overline{IL_c}$ atteinte lors de la première phase représente 0,7 à 3 fois la valeur de l'intensité lumineuse de référence IL_0 . Cette dernière, rappelons-le, a été définie §IV.3.3.iii comme étant l'intensité lumineuse diffusée par une suspension de particules solides de concentration σ_{disp} . Lors de la dernière phase, selon le point observé, $\overline{IL_c}$ a des valeurs comprises entre 0,7 et 1,5 fois la valeur de IL_0 .

Remarque : les incertitudes sur la correction de la valeur de l'intensité lumineuse étant de l'ordre de 10 %, on considérera que $\overline{IL_c}$ est constante lorsque sa variation ne dépassera pas 10 %.

IV.3.4.ii Influence de P_{ri} et de la concentration sur l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée.

La Figure IV-39 présente l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée $\overline{IL_c}$ au cours du temps au point 2, pour deux valeurs de la concentration nominale ($\sigma = 50$ et 100 g/m^3) et pour les 4 valeurs de P_{ri} .

La Figure IV-40 présente l'évolution de $\overline{IL_c}$ au cours du temps au point 2, pour 2 concentrations ($\sigma = 50$ et 100 g/m^3) et pour les 4 valeurs de P_{ri} (mêmes conditions expérimentales que pour la Figure IV-39, mais résultats présentés différemment).

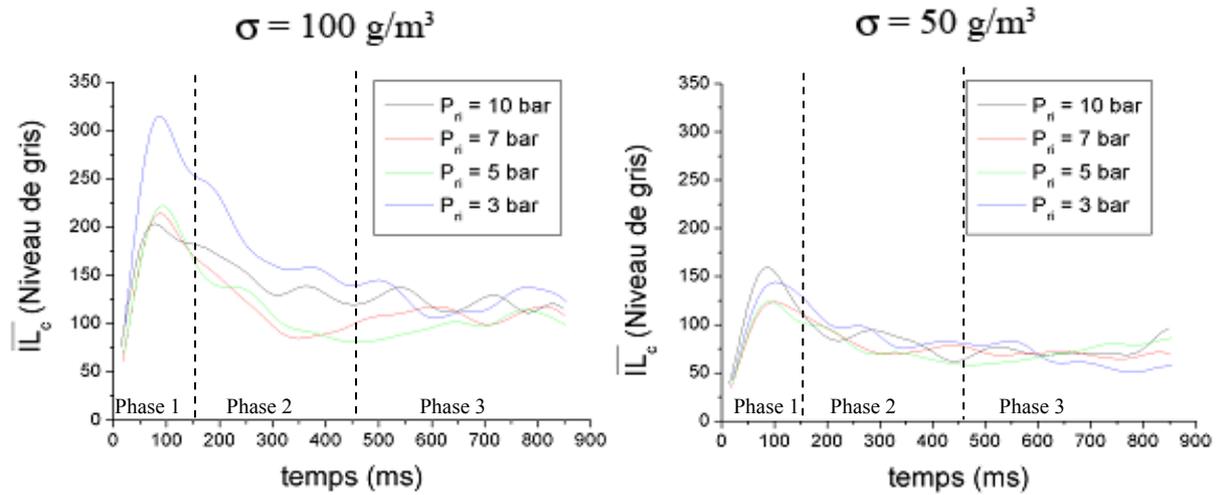


Figure IV-39 – Evolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée au cours du temps pour les 4 valeurs de P_{ni} . Point 2, $\sigma = 50$ et 100 g/m^3 .

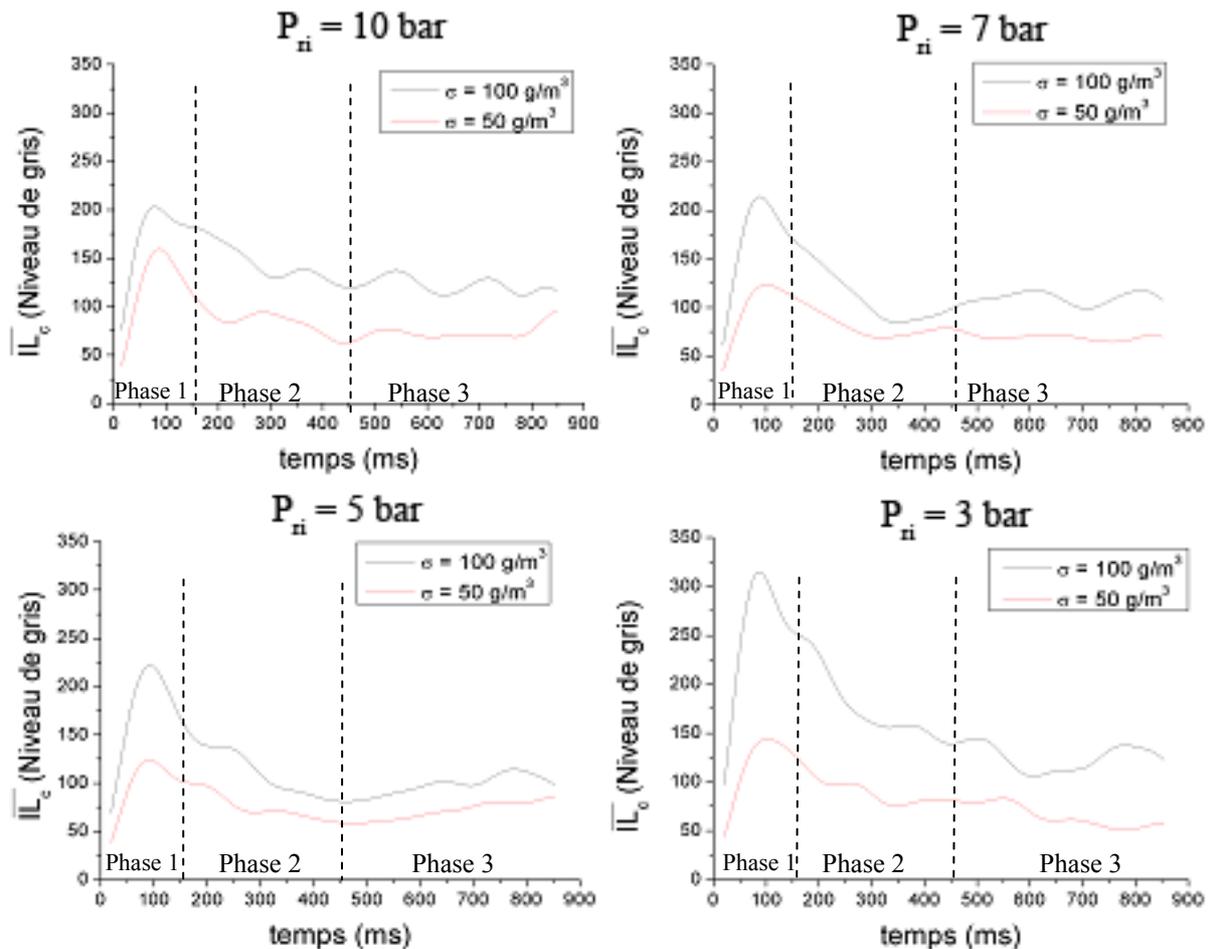


Figure IV-40 – Evolution de l'intensité lumineuse au cours du temps pour 2 valeurs de σ (50 et 100 g/m^3). Point 2, $P_{ni} = 3, 5, 7$ et 10 bar .

a Première phase :

Sur la Figure IV-39 on remarque que plus P_{ri} augmente et plus l'intensité lumineuse augmente rapidement. La seconde phase est atteinte plus rapidement. Sur la Figure IV-40, on voit que le maximum de \overline{IL}_c pour $\sigma = 100 \text{ g/m}^3$ augmente et diminue pour $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$ lorsque P_{ri} augmente.

b Seconde et troisième phase

Il n'y a apparemment aucune influence de la valeur de la pression relative initiale sur l'évolution de \overline{IL}_c . On observe une atténuation plus forte de l'intensité lumineuse lorsque la concentration en particules solides augmente. Lors de la troisième phase, il semble que globalement l'intensité lumineuse diffusée reste constante.

Pour les 5 autres points (cf. annexe D), les conclusions sont similaires.

IV.3.4.iii Répartition des particules dans le plan laser.

La Figure IV-41 représente l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée \overline{IL}_c au cours du temps pour les 6 points et deux concentrations ($\sigma = 50$ et 100 g/m^3) avec $P_{ri} = 5$ bar.

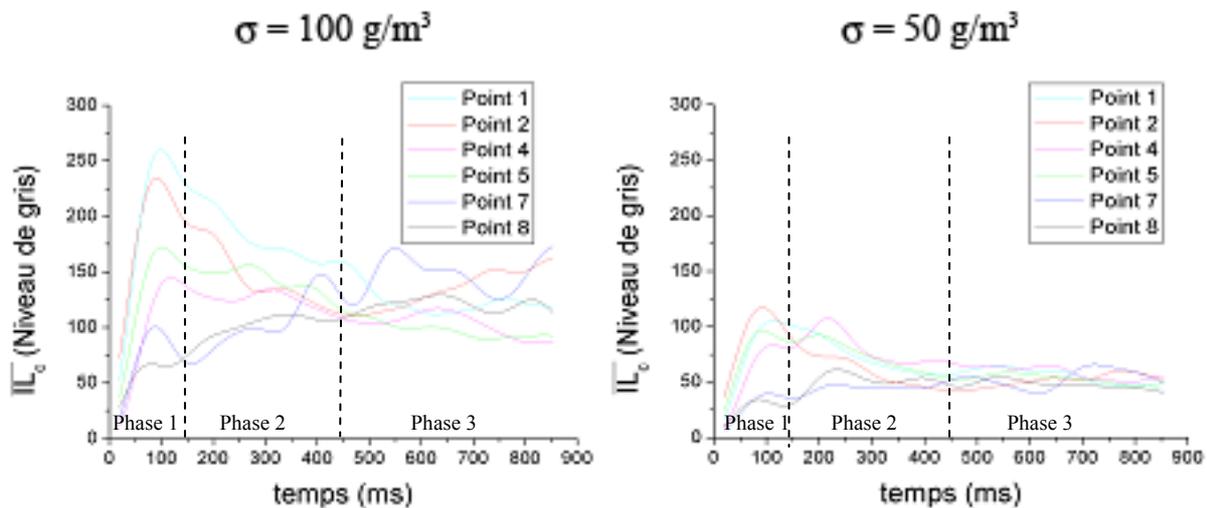


Figure IV-41 - Evolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée au cours du temps pour les 6 points et 2 valeurs de σ (50 et 100 g/m^3). $P_{ri} = 5$ bar.

Dans la première phase, on remarque sur cette figure que le maximum de \overline{IL}_c est plus faible dans la partie inférieure de la chambre (point 7 et 8) et plus grande dans la zone centrale (point 1 et 2). Ceci est plus marqué pour $\sigma = 100 \text{ g/m}^3$.

Lors de la seconde phase, toutes les évolutions de $\overline{IL_c}$ convergent vers une valeur commune (environ 110 pour $\sigma = 100 \text{ g/m}^3$ et 50 pour $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$), pour se stabiliser autour de cette valeur lors de la dernière phase. Cette valeur correspond avec la valeur de IL_0 obtenue dans le §IV.3.3.iii, soit une concentration qui correspond à la concentration σ_{disp} . Cela signifie que l'on retrouve localement la concentration définie pour l'ensemble de la chambre. Ceci valide, pour les concentrations nominales $\sigma = 50$ et 100 g/m^3 , l'utilisation de la loi de Beer-Lambert.

IV.3.5 Analyse des fluctuations observées sur les enregistrements par vidéo rapide.

IV.3.5.i Analyse fréquentielle de l'évolution au cours du temps de l'intensité lumineuse diffusée.

Dans ce paragraphe, nous présenterons un exemple d'analyse fréquentielle en appliquant une transformée de Fourier sur l'évolution au cours du temps de l'intensité lumineuse diffusée en un point donné (point 2). Cette analyse nous permet de définir la taille des fluctuations observées dans ces signaux. La Figure IV-42 présente cette évolution au point 2 dans le cas où la concentration nominale est de 100 g/m^3 et $P_{ri} = 10 \text{ bar}$, soit dans les mêmes conditions que dans le paragraphe IV.2.3.ii.1. La Figure IV-43 en présente la transformée de Fourier.

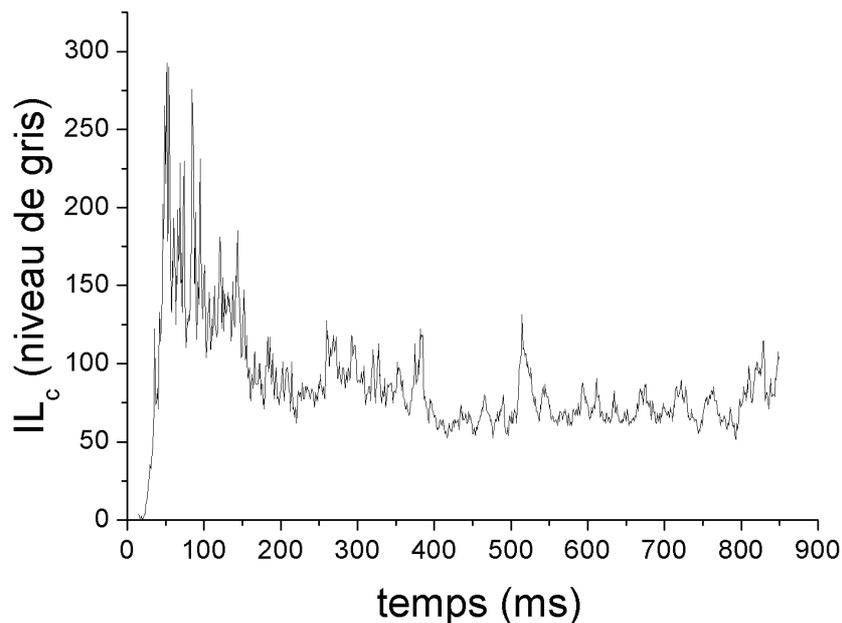


Figure IV-42 - Evolution au cours du temps de l'intensité lumineuse diffusée corrigée. Point 2. $\sigma = 100 \text{ g/m}^3$. $P_{ri} = 10 \text{ bar}$.

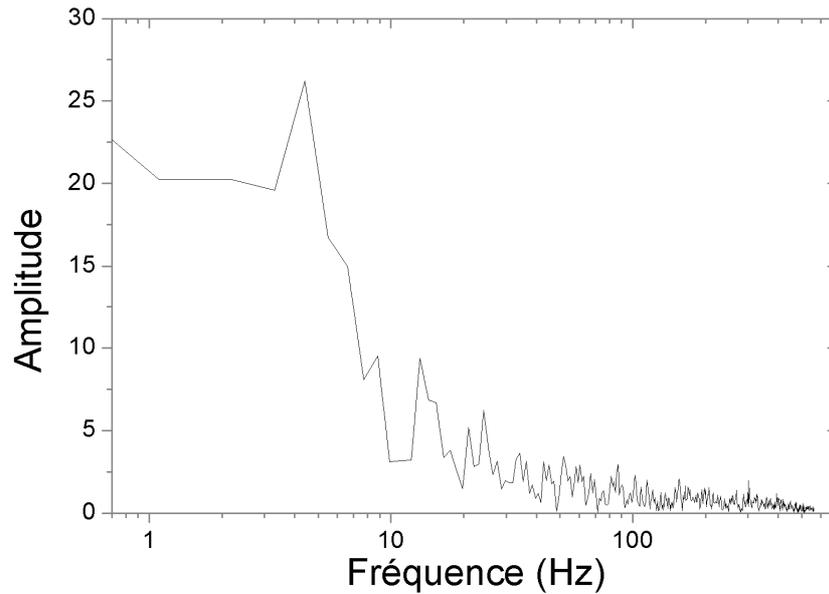


Figure IV-43 - FFT du signal présenté Figure IV-42.

Sur la Figure IV-43, on voit 3 fréquences principales pour lesquelles l'amplitude est maximale (15, 26 et 35 Hz). Pour l'analyse fréquentielle en transformée de Fourier de l'évolution de la vitesse U_x en LDV (cf. §IV.2.3.ii.1), nous obtenions des fréquences caractéristiques pour lesquelles l'amplitude est maximale de 15, 28 et 40 Hz. Ces dernières sont sensiblement les mêmes que celles observées sur la Figure IV-43. Les fluctuations observées lors de l'évolution au cours du temps de l'intensité lumineuse diffusée sont fortement corrélées avec les fluctuations de vitesses mesurées en LDV.

IV.3.5.ii Structures observées sur les enregistrements par vidéo rapide.

Sur les enregistrements vidéo on observe des structures de tailles diverses. Dans ce paragraphe, nous allons chercher à en déterminer la nature. Cette analyse n'a été effectuée que sur un nombre limité d'images.

La Figure IV-44 présente la variation de IL_c le long de trois axes horizontaux situés respectivement dans les plans inférieur, médian et supérieur indiqués précédemment ($z = 62, 250$ et 443 mm).

Sur cette figure, on observe des fluctuations de IL_c autour d'une valeur moyenne. Si l'on fait une analyse fréquentielle de ces signaux en leur appliquant une transformée de Fourier (cf. Figure IV-45), on observe plusieurs valeurs caractéristiques. La première valeur représente la valeur moyenne de l'intensité lumineuse. La seconde est de l'ordre de $10 - 12,5$ m^{-1} , soit une longueur d'environ de $8 - 10$ cm. Ceci correspond à la taille des structures observées en PIV au même instant (instant 6) qui étaient, rappelons-le, des structures

tourbillonnaires avec un diamètre compris entre 6 et 12 cm. Les structures observées ici semblent donc correspondre à ces tourbillons.

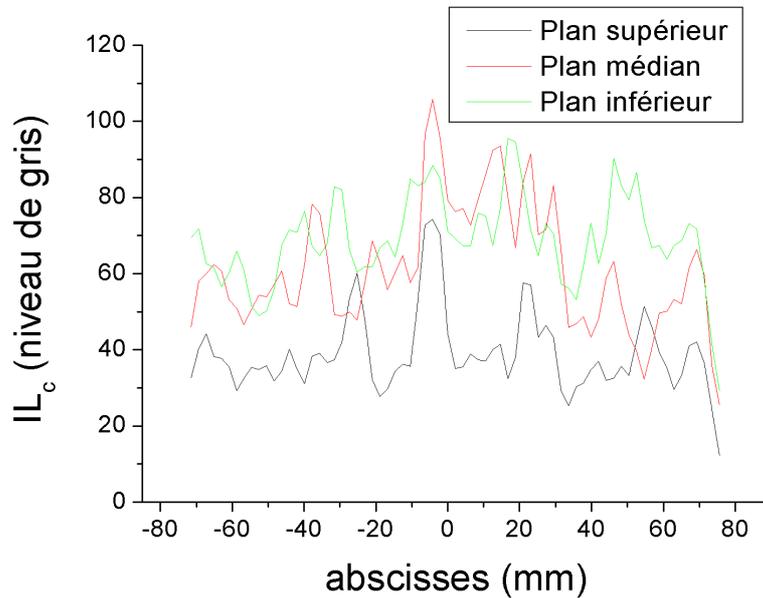


Figure IV-44 - Variation de l'intensité lumineuse diffusée pour les trois axes horizontaux et pour $t = 530$ ms. $P_{ri} = 10$ bar et $\sigma = 50$ g/m³

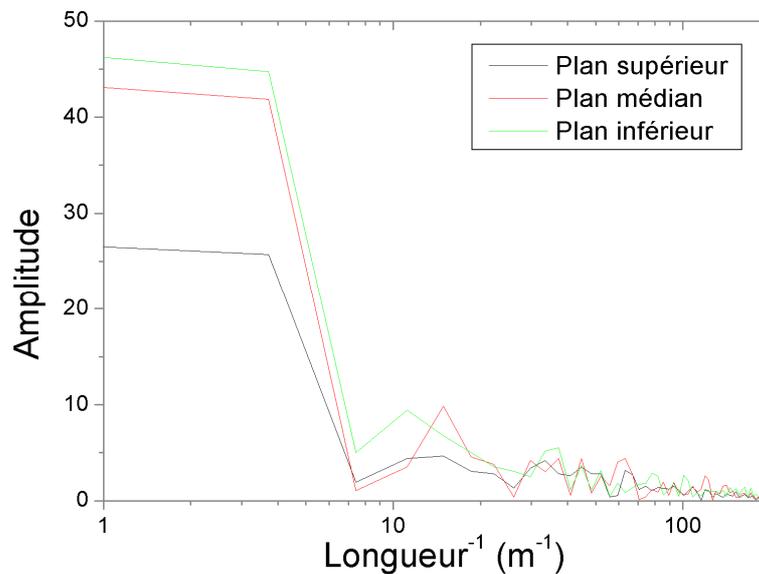


Figure IV-45 - FFT des signaux présentés Figure IV-44.

IV.3.6 Conclusions sur l'étude des enregistrements tomographiques.

Nous avons vu dans le paragraphe IV.3.3 qu'il était possible de relier l'intensité lumineuse diffusée par le nuage de particules avec la concentration en particules solides. Ceci nous permet en étudiant l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée, de suivre la répartition

des particules solides dans l'enceinte au cours du temps. Cette étude n'est fiable que dans le cas où la concentration nominale en particules solides est inférieure ou égale à 100 g/m^3 . Pour une concentration supérieure, il y a extinction du signal sur une partie de la chambre ce qui rend son exploitation problématique.

Une étude préliminaire, de la variation de l'intensité lumineuse diffusée par le nuage de particule dans la direction de propagation de la nappe laser, nous a permis de définir une loi d'atténuation de type Beer-Lambert. Il est ainsi possible de déterminer une concentration en particules solides moyenne σ_{disp} dans la chambre. Une suspension de particules solides à cette concentration diffuse une intensité lumineuse IL_0 .

Nous avons par la suite observé l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée IL en différents points de la chambre. IL est décomposée en une intensité lumineuse diffusée moyenne $\overline{IL_c}$ et une fluctuation autour de cette moyenne. L'étude de l'évolution de $\overline{IL_c}$ montre qu'on peut décomposer le processus de dispersion des particules dans l'enceinte en trois phases:

1. la chambre se remplit. L'intensité lumineuse diffusée moyenne atteint localement un maximum entre 0,7 et 3 fois IL_0 .
2. les particules se répartissent dans toute la chambre. L'intensité lumineuse diffusée moyenne varie dans la chambre pour tendre aux différents points étudiés vers IL_0 .
3. les particules sont en suspension, l'intensité lumineuse diffusée moyenne par les particules est quasi constante et égale à IL_0 , et ce pour tous les points considérés. La concentration en particules solides dans la chambre est σ_{disp} . La suspension semble quasi homogène dans le plan entre les cannes d'injection. Dans ce cas, la concentration en particules solides dans la chambre est de 20 g/m^3 pour une concentration nominale de 50 g/m^3 et de 40 g/m^3 pour 100 g/m^3 .

Les fluctuations observées dans l'évolution de l'intensité lumineuse au cours du temps et le long d'un axe horizontal à un instant donné correspondent avec les temps et tailles caractéristiques des structures turbulentes existant dans la chambre.

IV.4 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons étudié les processus de dispersion des particules dans une enceinte fermée cylindrique d'allongement 2,2 et de volume 20 l. Nous avons, dans un premier temps, étudié les variations de la pression, puis l'évolution du champ aérodynamique

généralisé dans l'enceinte par le système de dispersion des particules utilisé. Enfin, nous avons étudié les mécanismes de dispersion des particules dans l'enceinte.

L'étude de l'évolution de la pression au cours du processus de dispersion nous a permis de déterminer la durée adéquate t_{cev} d'ouverture de la vanne électropneumatique de vidange du réservoir auxiliaire en fonction de la pression relative initiale P_{ri} de l'air contenu dans ce réservoir. Nous avons choisi comme valeur $t_{cev} = 150$ ms. Au-delà d'environ 300 ms les variations de la pression sont identiques quelle que soit P_{ri} .

L'étude du champ aérodynamique généré dans l'enceinte par la décharge du réservoir auxiliaire sous pression nous a montré que la période idéale pour obtenir un mélange gaz-particules solides, pour lequel les vitesses et l'intensité de turbulence de l'écoulement sont minimales, se situerait entre 500 et 700 ms environ.

L'étude de la dispersion des particules solides dans l'enceinte a montré qu'à partir de 450 ms environ, la concentration locale en particules solides dans l'enceinte semble ne plus varier. Pour une concentration nominale inférieure à 200 g/m³, la répartition des particules dans l'enceinte semble homogène, la concentration aux différents points étudiés étant du même ordre de grandeur. Pour une concentration supérieure, il ne nous a pas été possible de faire l'étude quantitative avec la méthode employée de la répartition des particules sur toute la hauteur de l'enceinte.

Les gradients de concentration relevés se traduisent par des structures dont les dimensions sont en accord avec celles mesurées sur les champs de vecteurs vitesses obtenus en PIV pour des temps compris entre 400-500 et 800 ms. Elles sont de l'ordre de 6 à 12 cm de diamètre. Les temps caractéristiques de la turbulence obtenus en LDV concordent avec ceux observés sur les images tomographiques, à savoir environ 70 ms pour la plus grande valeur. Les structures observées sur les enregistrements tomographiques semblent donc correspondre à ces structures turbulentes.

L'ensemble de ces résultats montre que la période idéale pour initier la combustion du mélange diphasique se situe entre 450 et 700 ms. Pendant cette période, la vitesse et l'intensité de turbulence sont minimales. On peut considérer la répartition des particules comme suffisamment homogène avec des concentrations nominales inférieures à 200 g/m³.

*CHAPITRE V Combustion
du mélange diphasique*

Le but de ce chapitre est d'étudier les caractéristiques de la combustion à volume constant en fonction de l'état initial du mélange. Pour cela, nous avons tout d'abord réalisé un dispositif expérimental spécifique de géométrie similaire au montage construit pour l'étude de la génération de la suspension et capable de supporter des pressions élevées (de l'ordre de 50 bar). Puis nous avons étudié la combustion de mélange gazeux méthane-air. Enfin, nous avons effectué des expériences de combustion avec des mélanges amidon-air. Les données acquises sont analysées à l'aide des résultats obtenus au chapitre IV.

V.1 Dispositif expérimental pour l'étude de la combustion du mélange diphasique.

V.1.1 Le montage expérimental.

Une seconde enceinte d'expérimentation a été réalisée afin de pouvoir étudier la combustion de suspensions gaz-particules solides. Cette enceinte (cf. Figure V-1) a des caractéristiques géométriques similaires à celles de l'enceinte qui sert pour l'étude des mécanismes de génération des suspensions de particules : elle est cylindrique, de section circulaire, de volume $V = 20$ l, de longueur $L = 50$ cm et de diamètre $D = 23$ cm, soit un rapport d'allongement L/D d'environ 2,2. De plus, elle est réalisée en acier, ce qui lui permet, contrairement à l'enceinte précédente, de résister à des pressions d'environ 50 bar, mais empêche d'effectuer des visualisations de la flamme. Elle est équipée de deux électrodes, disposées comme indiqué sur la Figure V-1, pour mettre en oeuvre les dispositifs d'allumage.

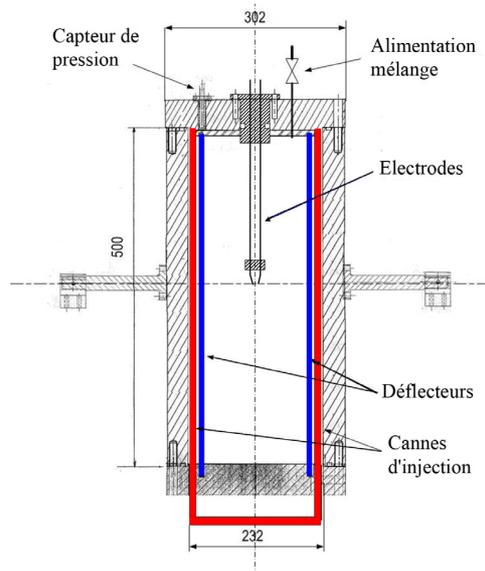


Figure V-1 - Schéma de l'enceinte d'explosion.

Le montage expérimental (cf. Figure V-2) associé à l'enceinte est identique à celui utilisé pour la chambre transparente, en particulier le dispositif de génération de la suspension. L'ensemble du processus expérimental est, comme précédemment, entièrement automatisé et synchronisé avec un automate programmable. Le dispositif expérimental est inséré dans un bâti, de manière à pouvoir être aisément déplacé, en vue de l'intégration éventuelle dans la cabine des avions utilisés pour les expériences en microgravité (ex : l'A300 0g du CNES).

Les mesures de pression sont effectuées avec 2 capteurs C_1 et C_2 . Le capteur C_1 (cf. §III.1.3) nous renseigne sur le début du processus de décharge du réservoir. Le capteur C_2 fournit l'évolution de la pression d'explosion dans la chambre pendant la combustion du mélange.

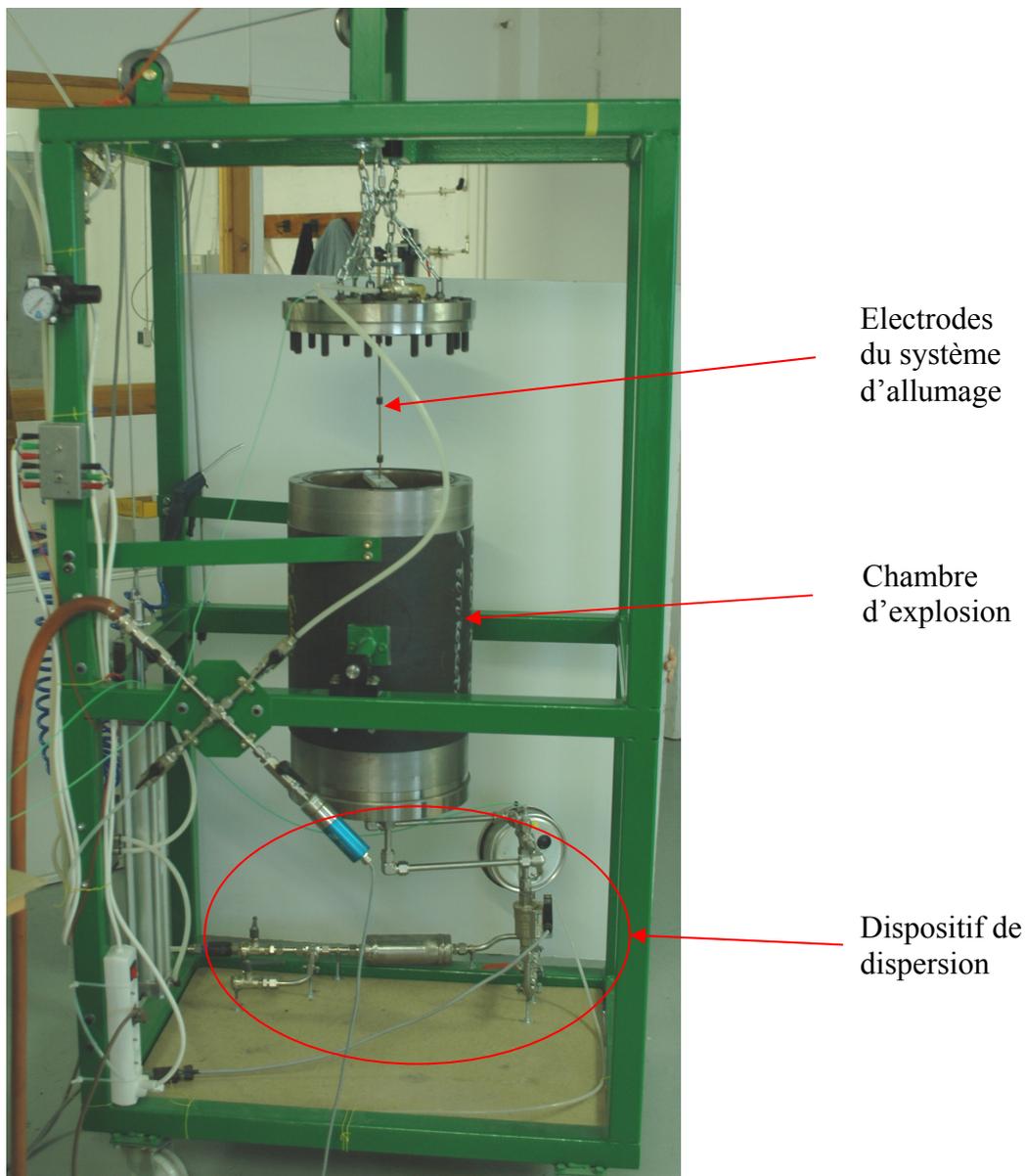


Figure V-2 - Dispositif expérimental de la chambre d'explosion.

V.1.2 Les systèmes d'allumage.

Nous avons utilisé deux types d'amorçage. Un système par étincelle électrique et un système pyrotechnique.

V.1.2.1 Étincelle électrique.

Le système d'allumage par étincelle électrique est un appareil qui a été construit au laboratoire par Moreau en 1979 [56]. Le dispositif fonctionne sur le principe de la création d'un arc électrique obtenu par décharge capacitive. L'arc alimenté par la décharge de capacités préalablement chargées sous une tension continue relativement faible (moins de 150 V) fonctionne de manière autonome après avoir été amorcé sous haute tension (35 kV). Ce dispositif à l'avantage d'assurer une intensité d'arc sensiblement constante pendant la décharge, car la durée de l'arc (1,6 ms) reste faible devant celle nécessaire à la décharge totale des capacités. Ce dispositif nous permet d'avoir une énergie disponible pouvant atteindre 100 J. L'arc est généré entre deux électrodes en laiton de 3 mm de diamètre, espacées de 3 mm et situées au centre de la chambre.

L'appareil permet, en théorie, de fixer précisément la durée de l'arc T_{arc} . De plus, il possède deux sorties pouvant être reliés à un oscilloscope afin de mesurer la tension et l'intensité d'arc. Il est alors possible de déterminer l'énergie libérée E par :

$$E = \int_0^{T_{\text{arc}}} V(t).I(t).dt \quad (\text{V.1})$$

Les mesures que nous avons effectuées montrent que (cf. Figure V-3) la tension d'arc ainsi que son intensité sont quasi constantes pendant la durée de la décharge. Pour l'ensemble de nos expériences nous avons utilisé un arc de caractéristiques fixées : $V_{\text{arc}} \approx 110 \text{ V}$, $I_{\text{arc}} \approx 220 \text{ A}$ avec une durée d'arc de 1,6 ms. Dans ces conditions, l'énergie libérée E est d'environ 40 J. Nous avons mesuré la surpression générée par l'étincelle seule, dans la chambre contenant initialement de l'air au repos à la pression atmosphérique. Cette surpression est inférieure à 0,1 millibar.

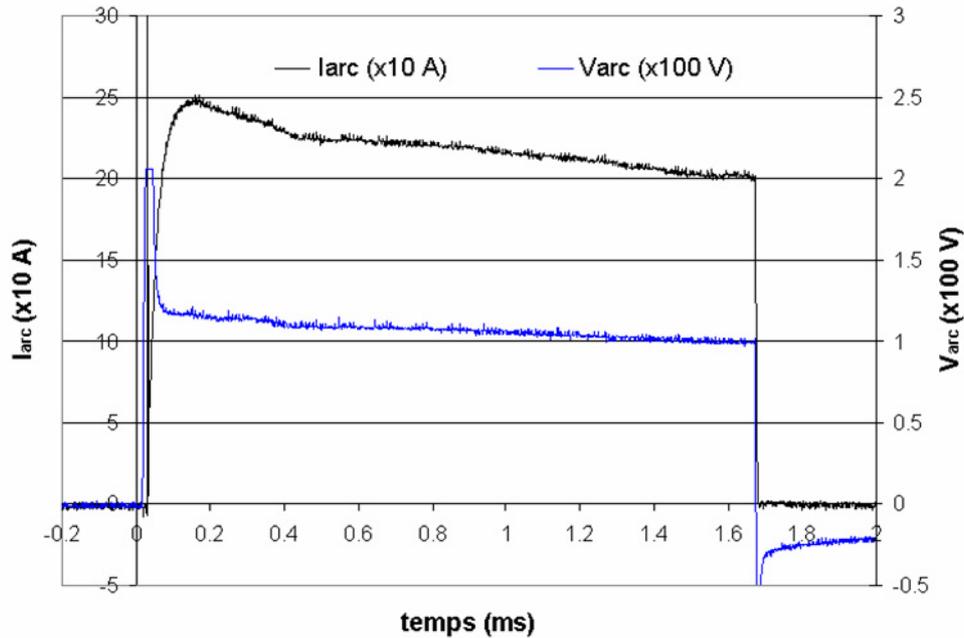


Figure V-3 - Tension et intensité aux bornes des électrodes du dispositif d'allumage.

V.1.2.ii Inflammateurs pyrotechniques.

Il s'agit d'inflammateurs chimiques (type 2001-A26, Davey-Bickford). Leur temps de fonctionnement est inférieur à 5 ms. L'inflaminateur est positionné au centre de la chambre, au même endroit que l'étincelle électrique. Nous avons mesuré une surpression générée par ces inflammateurs dans la chambre contenant uniquement un inflaminateur et l'air au repos à la pression atmosphérique. La surpression n'excède pas 40 millibar et reste donc négligeable.

V.2 Etude de la combustion du mélange méthane-air stoechiométrique.

Plusieurs séries d'expériences ont été effectuées avec un mélange méthane-air de richesse 1 à la pression atmosphérique. Nous avons dans un premier temps étudié le cas où le mélange est initialement au repos. Puis nous avons effectué une autre série d'expériences en allumant le même mélange, mais soumis à une turbulence initiale.

V.2.1 Allumage du mélange au repos.

Les premières expériences ont été réalisées en remplissant initialement la chambre d'un mélange méthane-air stoechiométrique. Ces expériences nous serviront de référence pour

la suite de notre étude. Dans ce paragraphe, l'instant 0 est l'instant du signal de déclenchement de l'étincelle.

V.2.1.1 Calcul de la vitesse de combustion.

Lors de nos expériences, la grandeur qui est enregistrée est l'évolution de la pression dans la chambre. Nous avons vu dans le §I.2.1 qu'il est possible de déterminer la vitesse fondamentale de flamme à l'aide de l'évolution de la pression dans une enceinte close en faisant les hypothèses suivantes :

- ❖ Gaz parfaits et compression isentropique.
- ❖ Flamme sphérique.
- ❖ La fraction massique des gaz brûlés est une fonction linéaire de la pression (Lewis et al. [52]).

Pour rappel, la vitesse fondamentale de flamme laminaire (relation (I.3)) est obtenue à chaque instant avec la relation suivante :

$$S_u = \frac{R}{3(P_v - P_i)} \left(\frac{P(t)}{P_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \left(1 - \left(\frac{P(t)}{P_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \frac{P_v - P(t)}{P_v - P_i} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{dP(t)}{dt} \right)$$

avec P_v la pression maximale théorique de combustion adiabatique à volume constant, P_i la pression initiale du mélange et P la pression instantanée dans la chambre, R le rayon de la chambre, et γ le rapport des capacités calorifiques massiques c_p/c_v des gaz frais moyen. Dans le cas d'un mélange stoechiométrique méthane-air, $\gamma = 1,18$ et $P_v = 8,8$ bar. Comme nous le précisons au §I.2.1, nous calculerons S_u à un instant donné qui est l'instant $t_{\tau\max}$ où la pente de la courbe de pression est maximale. On notera cette valeur $S_{u\tau\max}$.

Ensuite, nous rapportons $S_{u\tau\max}$ dans les conditions initiale de référence $T_0 = 298,16$ K et $P_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Pa avec les relations (I.5) et (I.6) :

$$S_{u0\tau\max} = \frac{S_{u\tau\max}}{\left(1 + \beta \log \frac{P_{\tau\max}}{P_0} \right) \left(\frac{T_{\tau\max}}{T_0} \right)^\alpha} ; \quad \frac{T_{\tau\max}}{T_i} = \left(\frac{P_{\tau\max}}{P_i} \right)^{\gamma - \frac{1}{\gamma}}$$

avec $\alpha = 1,6$ et $\beta = -0,42$.

Selon Andrews et al. [5], dans le cas d'une combustion isochore, il est préférable d'utiliser les caractéristiques expérimentales de combustion obtenues (température, pression), plutôt que les caractéristiques théoriques de combustion adiabatique à volume constant. Ceci

permet de mieux tenir compte des spécificités de l'enceinte et en particulier des échanges thermiques aux parois de la chambre. Par conséquent, on remplacera P_v par la valeur maximale de la pression d'explosion que nous mesurons.

Il est possible de considérer deux valeurs différentes de R : soit le rayon de la chambre cylindrique (115 mm), soit le rayon d'une chambre sphérique de volume équivalent (168 mm). Dans le premier cas, $S_{u0\text{max}}$ vaut 26 cm/s et 38 cm/s dans le second. Cette seconde valeur concorde mieux avec les valeurs rencontrées dans la littérature pour le même mélange qui sont comprises entre 30 et 45 cm/s (cf. Tableau V-2). Ceci s'explique par le fait que ce second rayon prend mieux en considération la quantité de mélange brûlé. Par la suite, nous choisirons comme valeur de R le rayon d'une chambre sphérique de volume équivalent, soit 168 mm.

La Figure V-4 présente l'évolution de la pression d'explosion et de la vitesse de flamme laminaire S_{u0} pour le mélange méthane-air stoechiométrique initialement à la pression atmosphérique.

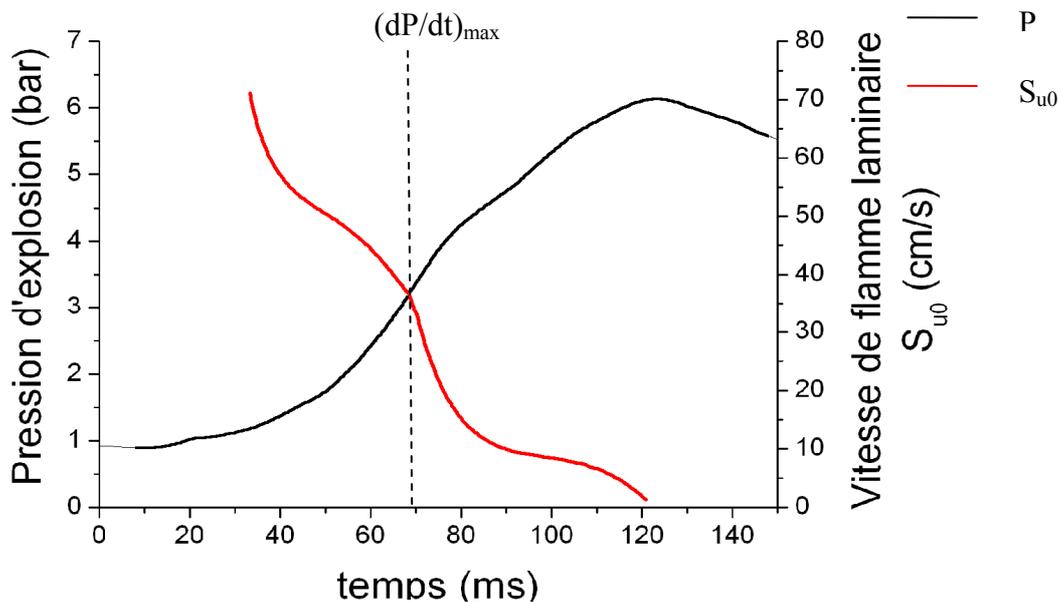


Figure V-4 - Variation de la pression d'explosion et de la vitesse de flamme laminaire S_{u0} pour un mélange méthane-air stoechiométrique initialement à la pression atmosphérique.

V.2.1.ii Caractéristiques de la combustion du mélange.

La pression maximale atteinte est de 6,2 bar à $t = 125$ ms. Le taux maximum de montée en pression est de 108 bar/s à $t = 69$ ms. C'est à cet instant, que l'on observe une

rupture dans la pente du signal de pression dans la chambre (cf. Figure V-4). Celle-ci correspond au moment où la flamme touche la paroi de la chambre. Le taux d'accroissement de la pression est ralenti, en raison d'une augmentation des pertes thermiques de la flamme vers les parois de la chambre. Il en résulte à partir de cet instant une diminution de la vitesse de flamme laminaire S_u . A partir de cet instant, les hypothèses énoncées précédemment ne sont plus valables, S_u ne peut plus être calculée à partir de la relation (I.3)

Le Tableau V-1 présente les valeurs de la pression maximale d'explosion, du taux maximum de montée en pression et de K_G que nous avons obtenues, comparées à celles d'autres auteurs ainsi qu'à la valeur de la pression d'explosion fournie par le code de calcul thermodynamique Quartet [37]. Nous avons mentionné à titre indicatif le volume de la chambre utilisée pour chacune de ces études. Dans le Tableau V-2, nous présentons quelques valeurs de la vitesse de combustion obtenue par différents auteurs.

	Nos Résultats	Bartknecht [8]	Cashdollar et al. [14]	Lemos [77]	Tai et al. [76]	Théorique (Quartet)
Volume (l)	20	7	20	20	950	
P_{\max} (bar)	6,2	8.4	8,31	8,28	8.51	8,8
$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ (bar/s)	108	370	247	267	83	
K_G (bar.m/s)	29	64	68	72,5	82	

Tableau V-1 - Valeurs de P_{\max} , $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ et de K_G de combustion d'un mélange méthane-air stoechiométrique.

	Nos Résultats	Andrews et al. [5]	Iijima et al. [41]	Lemos [77]	Tai et al. [76]
S_{u0} (cm/s)	38	43	33	41,2	38

Tableau V-2 – Valeurs de la vitesse de combustion laminaire d'un mélange méthane-air stoechiométrique.

Nous obtenons des valeurs de la pression maximale d'explosion qui sont inférieures aux valeurs théoriques de la pression donnée par le code thermochimique Quartet [37] et aux valeurs expérimentales obtenues par d'autres auteurs. Ceci est principalement dû à la géométrie de la chambre. Les autres auteurs utilisent des chambres sphériques ou quasi-sphériques avec allumage central, ce qui limite les pertes thermiques engendrées par l'interaction de la flamme avec la paroi, alors que nous utilisons une chambre cylindrique. Dans notre cas, la flamme atteint les parois avant la fin de la combustion ce qui augmente les pertes thermiques. Par conséquent, le taux de montée en pression est inférieur à celui que l'on

aurait pu obtenir dans le cas d'une chambre sphérique comme par exemple celle utilisée par Cashdollar et al. [14] : d'où une valeur de K_G inférieure à celle rencontrée dans la littérature.

Remarque : dans le cas des chambres sphériques, nous pouvons voir dans le Tableau V-1, que plus le volume de la chambre est petit, plus le taux maximum de montée en pression est grand et K_G petit.

V.2.2 Influence de la turbulence sur l'évolution de la pression.

V.2.2.1 Introduction

Nous avons effectué des expériences, ainsi que nous l'avons mentionné plus haut, en faisant varier la turbulence initiale existante au moment de l'allumage, c'est-à-dire en modifiant le délai d'allumage t_{inf} . Ces expériences ont été effectuées en utilisant le système de dispersion avec une seule valeur de P_{ri} (7 bar). Les résultats obtenus au chapitre IV nous permettent d'évaluer la turbulence initiale existant en un point en fonction du délai d'allumage. Nous étudierons le cas du point 1, c'est-à-dire le centre de la chambre à l'endroit où on procède à l'allumage du mélange. La Figure V-5 présente la relation qui existe entre l'intensité de turbulence et le délai d'inflammation pour différentes valeurs de P_{ri} (cf. §IV.2.3.ii.2).

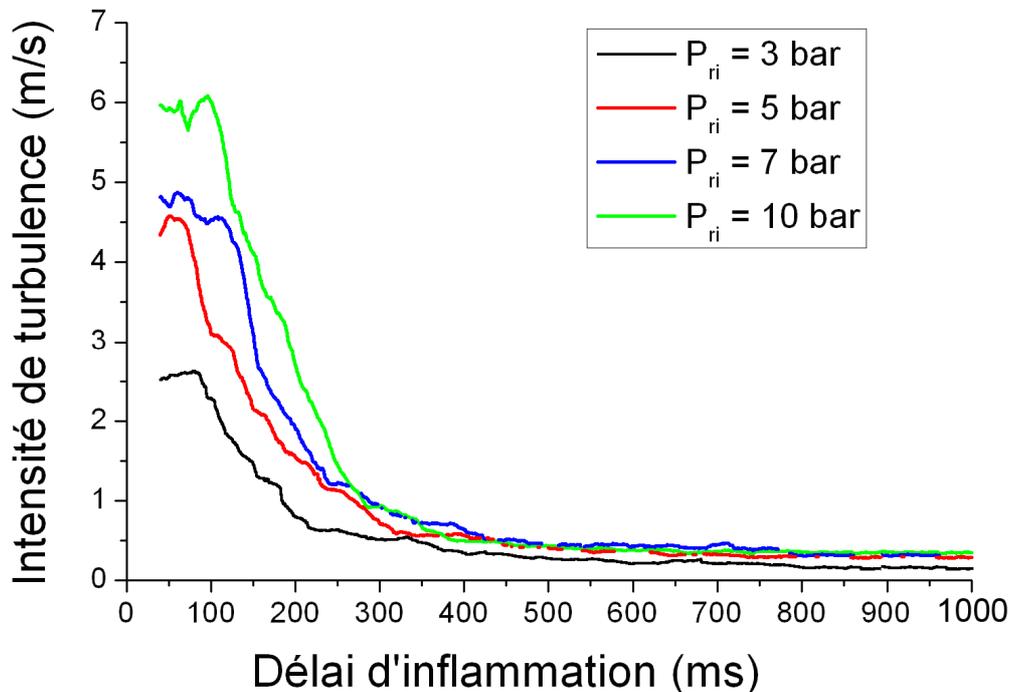


Figure V-5 - Corrélation entre intensité de turbulence et délai d'inflammation.

Remarque : L'instant $t = 0$ est le même que celui qui est défini dans l'étude aérodynamique.

Comme nous utilisons le système de dispersion pour générer de la turbulence, nous avons trois possibilités pour réaliser un mélange stoechiométrique :

1. La chambre et le réservoir auxiliaire sont remplis avec le mélange stoechiométrique.
2. La chambre contient un mélange riche et le réservoir de l'air.
3. La chambre contient un mélange pauvre et le réservoir du méthane.

Dans les deux derniers cas, la richesse du mélange dans la chambre (avant décharge du réservoir auxiliaire) est calculée de telle manière que le mélange soit stoechiométrique au moment de l'allumage. Nous avons écarté le premier cas car il ne tiendrait pas compte de la dispersion d'une espèce dans la chambre comme c'est le cas avec l'amidon. Nous avons préféré la seconde à la troisième solution pour des raisons pratiques.

Dans le cas présent, la turbulence initiale du mélange ne nous permet pas d'accéder à la vitesse fondamentale de flamme laminaire. On déterminera tout de même à l'aide de la relation (I.3) une vitesse de combustion S_c et une vitesse de combustion S_{c0} rapportée aux conditions initiales de référence T_0 et P_0 . Ces vitesses sont des vitesses de flammes turbulentes. Elles sont calculées à l'instant $t_{\tau_{\max}}$ où le taux de montée en pression dans l'enceinte est maximum. Dans ce cas, on notera respectivement ces vitesses $S_{c\tau_{\max}}$ et $S_{c0\tau_{\max}}$.

V.2.2.ii Phase de montée en pression.

La Figure V-6 présente, pour trois valeurs de t_{inf} différentes, l'évolution de la pression d'explosion et du taux de montée en pression pendant la phase de montée en pression dans la chambre pour $P_{\text{ri}} = 7$ bar.

Sur cette figure, on remarque que $\frac{dP}{dt}$ passe par un maximum, ce qui correspond à une modification de la pente de la courbe représentant l'évolution de la pression d'explosion. Ceci est dû, comme nous l'avons remarqué au §V.2.1, à l'interaction entre la flamme et la paroi. L'écart entre l'instant $t_{\tau_{\max}}$ du maximum de $\frac{dP}{dt}$ et l'instant $t_{p_{\max}}$ du maximum de pression augmente avec t_{inf} . On constate, de plus, que la vitesse de combustion diminue lorsque t_{inf} augmente ($S_{c0\tau_{\max}} = 65$ cm/s pour $t_{\text{inf}} = 150$ ms et $S_{c0\tau_{\max}} = 45$ cm/s pour $t_{\text{inf}} = 1$ s).

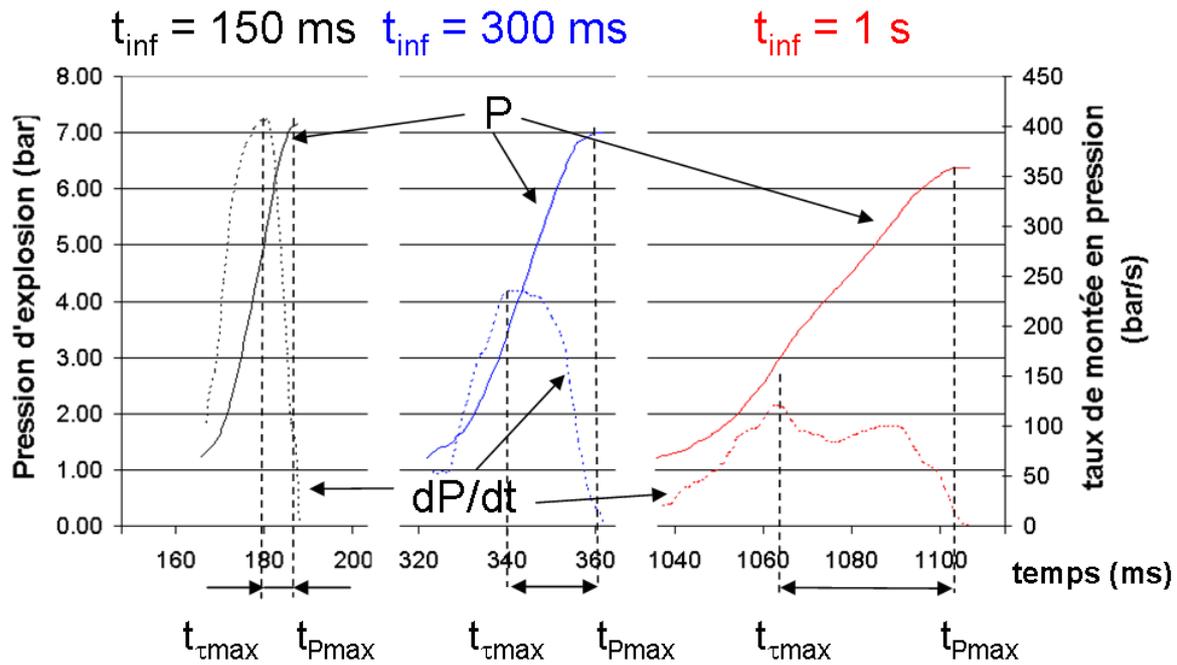


Figure V-6 - Phase de montée en pression dans la chambre. $t_{inf} = 150, 300$ ms et 1s. Mélange méthane-air. Richesse 1. Allumage par étincelle.

V.2.2.iii Influence du délai d'inflammation.

La Figure V-7 représente les valeurs obtenues de la pression maximale d'explosion, du taux maximum de montée en pression, de la vitesse de combustion $S_{c0t_{max}}$ et de K_G en fonction du délai d'inflammation. La Figure V-8 représente les mêmes valeurs, mais en fonction de l'intensité de turbulence, comparées avec celles obtenues par Tai et al. [76] pour une enceinte de 950 l. Dans les deux cas, un point supplémentaire (triangle noir) correspondant au mélange au repos a été rajouté à titre indicatif. Il est placé à $t_{inf} = 2$ s sur la Figure V-7 et à une intensité de turbulence nulle sur la Figure V-8.

Lorsque l'on approxime les points expérimentaux par une fonction de type exponentielle, le choix de $t = 2$ s pour placer la valeur obtenue dans le cas d'un mélange au repos semble réaliste. Cela signifie qu'à partir d'environ 2 secondes, on peut considérer que le mélange initialement turbulent est pratiquement au repos. Il faut donc attendre environ 2 secondes pour considérer que la turbulence générée par le dispositif de dispersion se soit atténuée.

Ces résultats montrent que les caractéristiques de combustion à volume constant augmentent avec l'intensité de turbulence. On retrouve d'après les résultats des figures V-7 et V-8 le fait que plus le volume de la chambre est grand, plus le taux maximum de montée en pression est petit et K_G grand.

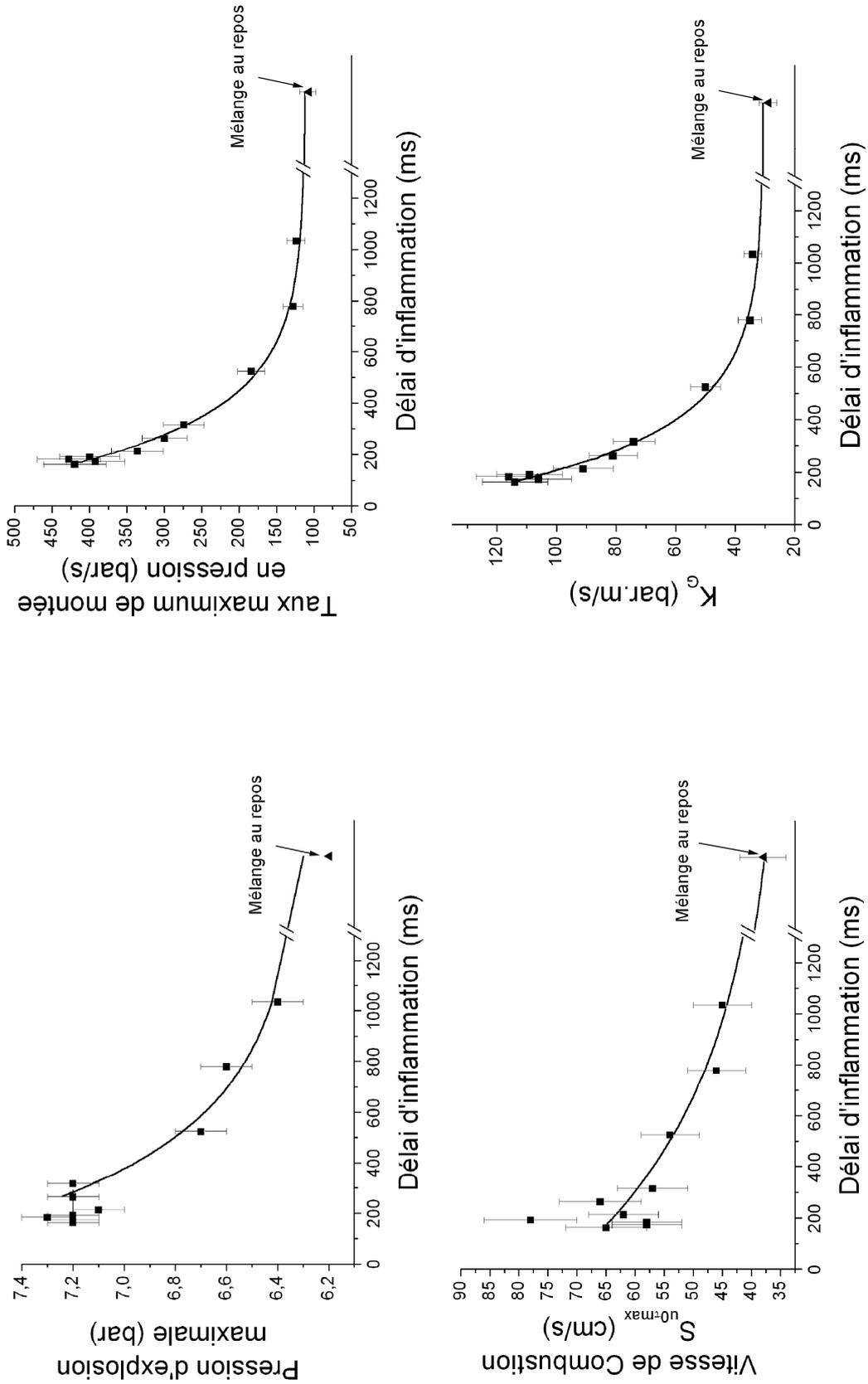


Figure V-7 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de $S_{ul,max}$ et de K_G pour un mélange méthane-air de richesse 1 en fonction du délai d'inflammation. $P_{ri} = 7$ bar. Allumage par étincelle.

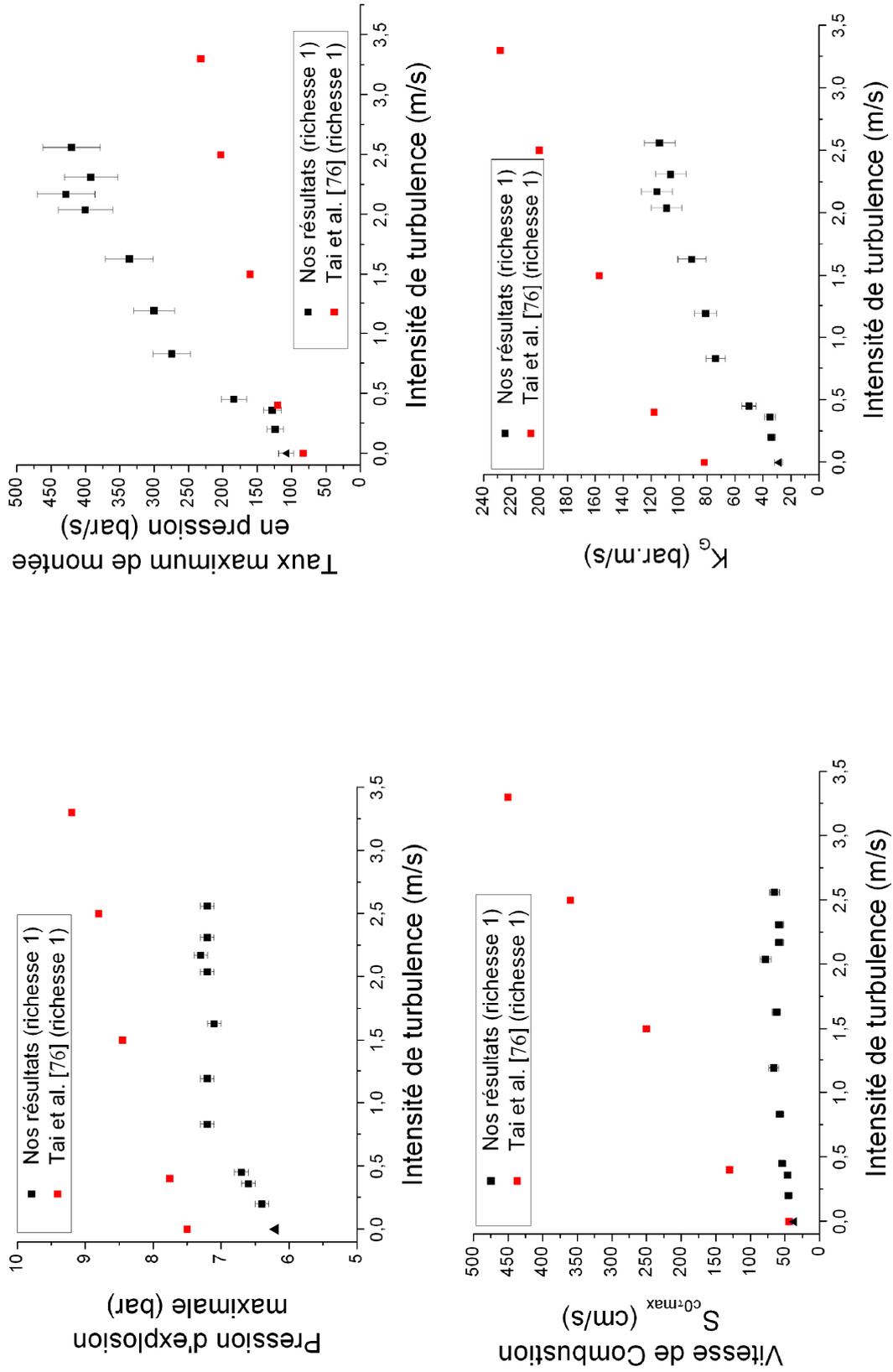


Figure V-8 - Evolution de P_{\max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$, de S_{co}^{\max} et de K_G pour un mélange méthane-air de richesse 1 en fonction de l'intensité de turbulence. $P_{\text{it}} = 7 \text{ bar}$.
Allumage par étincelle.

La pression maximale ne devrait, en théorie, pas varier avec la turbulence, car elle ne dépend que de la richesse et de l'adiabaticité de la combustion. En pratique, seules les pertes thermiques dues à l'interaction flamme-parois modifient la valeur de P_{\max} . Nous avons vu dans le paragraphe V.2.2.ii que plus t_{inf} est petit, plus le mélange brûle rapidement. Par conséquent, plus l'intensité de turbulence est élevée, plus on limite les pertes thermiques et on augmente la pression maximale d'explosion. La valeur théorique de la pression de combustion isochore d'un mélange méthane-air stoechiométrique est de 8,8 bar. Il apparaît que pour une intensité de turbulence de 3,3 m/s, Tai et al. [76] mesurent une pression maximale d'explosion légèrement supérieure à 8,8 bar. Cela voudrait dire que tout le mélange a été brûlé.

On observe sur la Figure V-8 une différence de plus en plus importante lorsque l'intensité de turbulence augmente entre les valeurs de $S_{c0\tau_{\max}}$ que nous avons obtenues et celles de Tai et al. [76]. Ceci est probablement dû à la méthode de calcul de cette vitesse. Plus l'intensité de turbulence augmente et plus il y a des gradients de concentrations de méthane. Ceci entraîne une déformation du front de flamme comme l'ont observé Jarosinski et al. [46]. Dans ce cas, notre hypothèse de flamme sphérique ne serait plus valide, ce qui augmente l'incertitude sur la valeur de $S_{c0\tau_{\max}}$ calculée par cette méthode. Il en est de même, pour les valeurs calculées par Tai et al. [76], avec un front de flamme plissé.

V.2.3 Influence du système d'allumage.

La Figure V-9 présente l'évolution de la pression d'explosion avec les deux systèmes d'allumage utilisés : l'étincelle électrique et l'inflamateur pyrotechnique, dans le cas où $t_{\text{inf}}=300$ ms et $P_{\text{ri}} = 7$ bar pour un mélange méthane-air stoechiométrique.

Sur cette figure, on remarque que le système d'allumage par inflamateur pyrotechnique initie la combustion plus rapidement qu'avec le système par étincelle électrique. La valeur maximale de la pression d'explosion ainsi que la valeur de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ sont les mêmes dans les deux cas. La seule influence notable entre les deux systèmes est le fait que la combustion est initiée plus tôt (environ 10 ms) avec l'inflamateur pyrotechnique. Selon le délai d'allumage, cela peut entraîner un écart maximum de 15 % pour l'intensité de turbulence au moment de l'allumage.

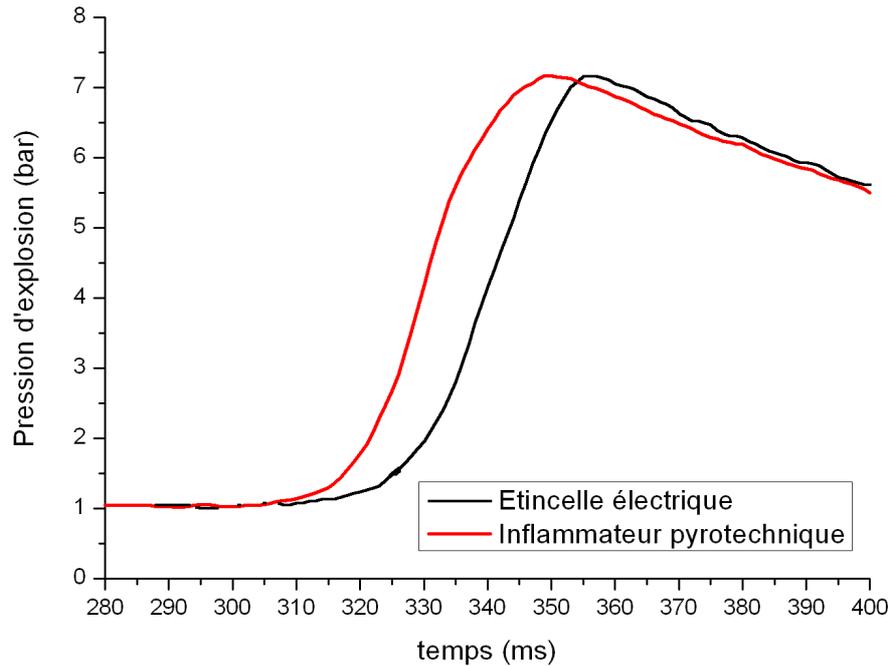


Figure V-9 - Influence du système d'allumage. Evolution de la pression d'explosion. $t_{\text{inf}} = 300$ ms. $P_{\text{ri}} = 7$ bar. Mélange méthane-air stoechiométrique.

V.3 Etude de la combustion du mélange amidon-air

Nous avons utilisé un mélange amidon-air de richesse nominale 1,7 ($\sigma = 400$ g/m³) soit une richesse Φ_{disp} pratiquement égale à 1 ($\sigma_{\text{disp}} = 225$ g/m³). Contrairement au cas précédent concernant la combustion d'un mélange méthane-air stoechiométrique, il n'est pas possible de réaliser d'expérience sans génération de turbulence. Nos expériences ont été réalisées pour des pressions relatives initiales du réservoir auxiliaire P_{ri} de 5 et 10 bar. Plusieurs délais d'allumage ont été étudiés pour des valeurs comprises entre 150 ms et 1 s. Il ne nous a pas été possible d'effectuer des expériences sous d'autres conditions (différentes richesses, différentes valeurs de P_{ri}) dans les délais dont nous disposons. De plus, pour des raisons techniques (appareil hors d'usage), il n'a pas été possible de réaliser des expériences avec l'allumage par arc électrique.

La relation entre l'intensité de turbulence et le délai d'inflammation est la même que celle utilisée au paragraphe précédent (cf. §V.2.2.i).

V.3.1 Phase de montée en pression.

La Figure V-10 présente, pour deux valeurs de t_{inf} différentes, l'évolution de la pression d'explosion et du taux de montée en pression pendant la phase d'accroissement de la pression dans la chambre.

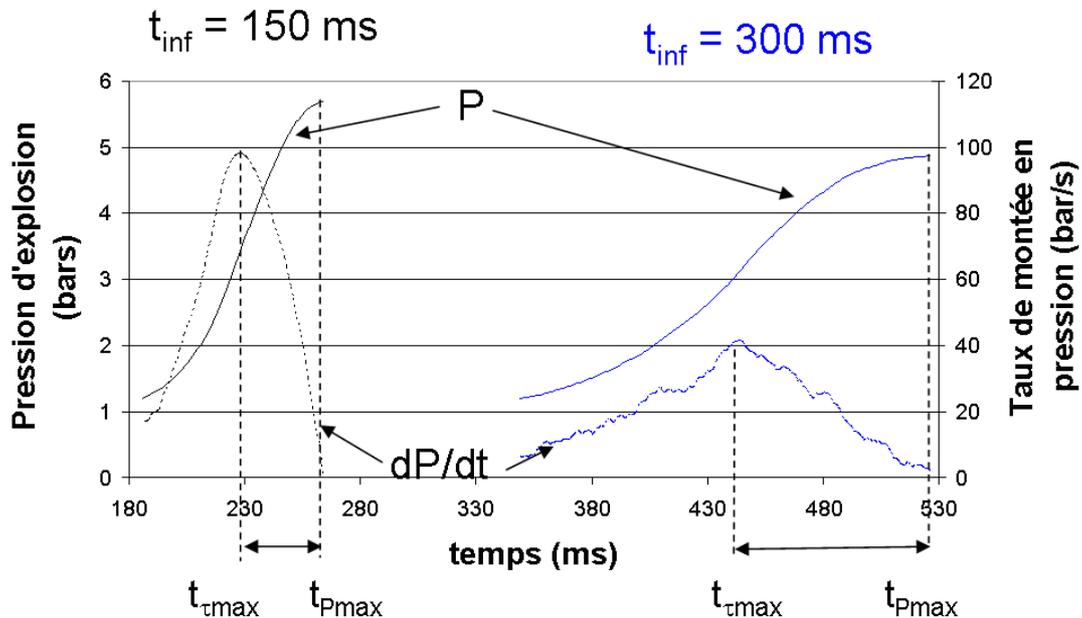


Figure V-10 - Phase de montée en pression dans la chambre. $t_{inf} = 150$ et 300 ms. Mélange amidon-air stoechiométrique. Allumage par inflammateur.

De même que pour la Figure V-6, $\frac{dP}{dt}$ passe par un maximum dont la valeur diminue avec t_{inf} . De plus, l'écart entre l'instant $t_{\tau_{max}}$ du maximum de $\frac{dP}{dt}$ et l'instant $t_{P_{max}}$ du maximum de pression augmente avec t_{inf} et $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$ diminue. On observe donc le même phénomène pour les deux types de mélange, méthane-air et amidon-air stoechiométrique.

V.3.2 Influence du délai d'allumage.

La Figure V-11 représente les valeurs obtenues de la pression maximale d'explosion, du taux maximum de montée en pression, de la vitesse de combustion et de K_{St} en fonction du délai d'inflammation. La Figure V-12 représente ces valeurs en fonction de l'intensité de turbulence et les compare avec celles obtenues par Tai et al. [76] pour une enceinte de 950 l. Nous avons ajouté les valeurs de la pression maximale d'explosion et de la vitesse de combustion obtenues par Pu et al. [66] pour un mélange de richesse 2 dans une enceinte de 20l.

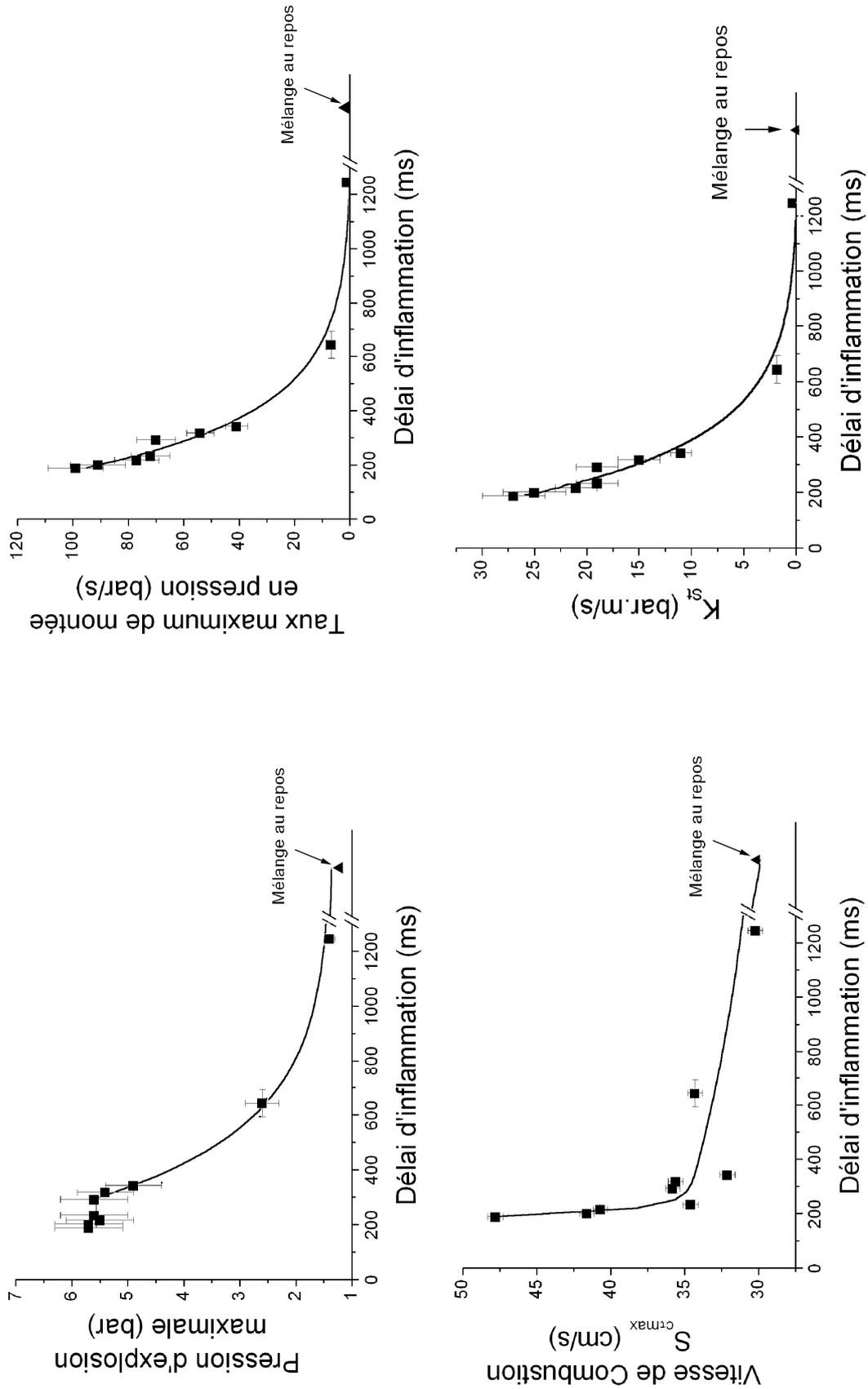


Figure V-11 - Evolution de P_{max} de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de K_{St} et de S_{ctmax} pour un mélange amidon-air stoechiométrique en fonction de t_{mf} . $P_{ri} = 10$ bar. Allumage par inflammateur.

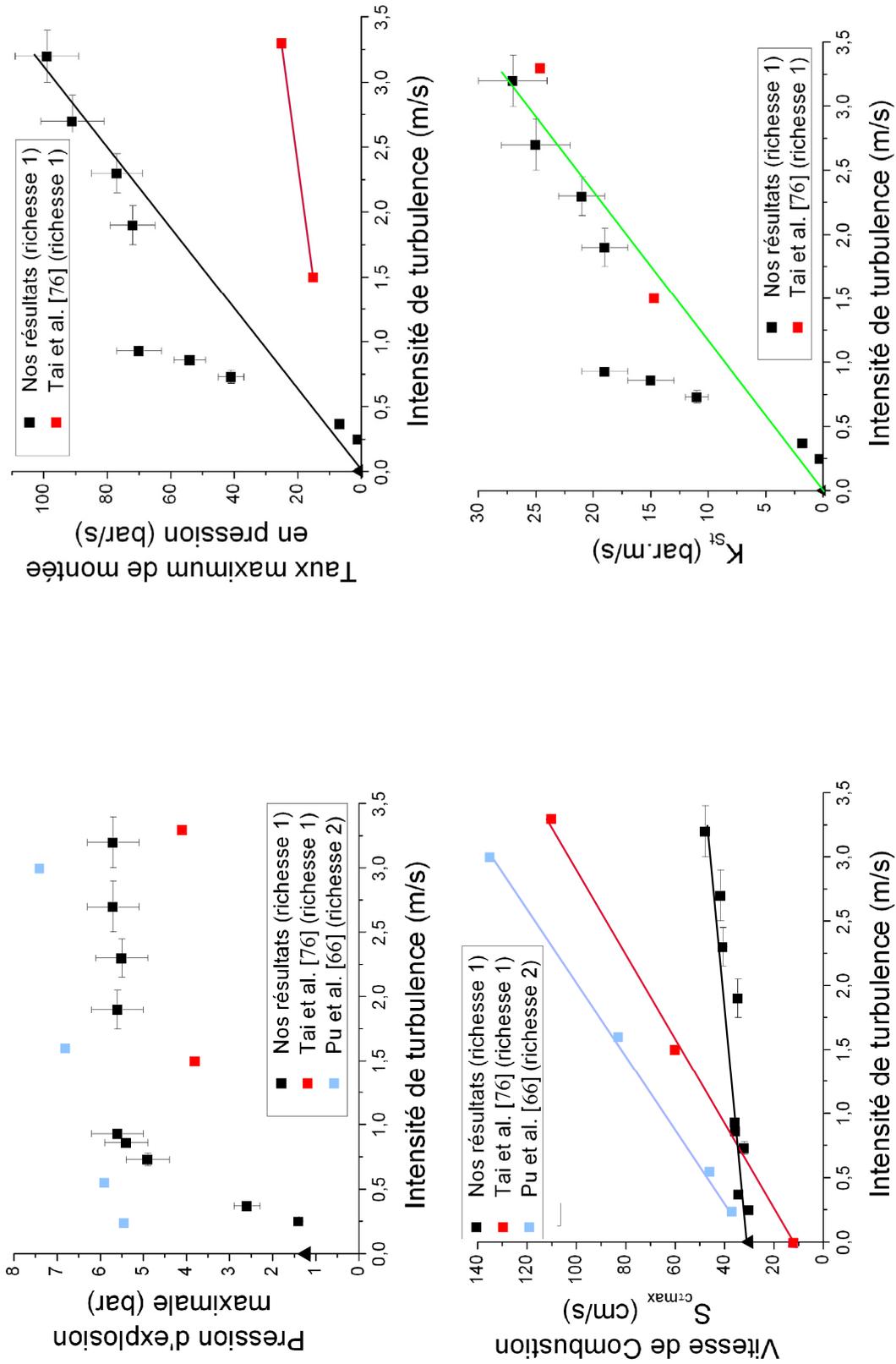


Figure V-12 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de $S_{c,max}$ et de K_{St} pour un mélange amidon-air en fonction de l'intensité de turbulence. $P_{ri} = 10$ bar. Allumage par inflammateur.

En extrapolant les courbes à des délai d'inflammation infinis ou à une intensité de turbulence nulle, nous avons rajouté le point virtuel (triangle noir) du mélange au repos. Compte tenu des résultats obtenus lors de l'étude de la combustion du mélange méthane-air stoechiométrique, nous avons placé ce point à $t_{inf} = 2$ s sur la Figure V-11. Il est placé à une intensité de turbulence zéro sur la Figure V-12. Selon nos résultats si nous avons pu obtenir ce mélange au repos, nous aurions une valeur de la pression maximale d'explosion d'environ 1,3 bar, un taux maximum de montée en pression de l'ordre de 1 bar/s, un K_{St} de 0,1 bar.m/s et une valeur de vitesse de combustion laminaire S_{ctmax} de 30 cm/s.

Le Tableau V-3 présente les résultats concernant la pression maximale d'explosion, la vitesse de combustion, le taux maximum de montée en pression et K_{St} que nous avons obtenues, comparées à celles d'autres auteurs : Bond et al. [9], Lemos et al. [77], Nagy et al. [57] et Pu et al. [64] dans le cas d'une combustion à volume constant. On y a ajouté à titre indicatif la valeur théorique de la pression de combustion adiabatique à volume constant déterminée à partir du code de calcul Quartet [37].

	Nos Résultats	Bond et al. [9]	Lemos et al. [77]	Nagy et al. [57]	Pu et al. [64]	Théorique (Quartet)
Volume (l)	20	333	20	12,3	25	
P_{max} (bar)	1,2 – 5,7	6	7,8	6	5,5	11,4
S_{ctmax} (cm/s)	16 – 48		5,8			
$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$ (bar/s)	1 – 100	22	30	150	15	
K_{St} (bar.m/s)	0,1 – 27	15	12	35	4	

Tableau V-3 - Pression maximale d'explosion, vitesse de combustion S_{ctmax} , $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$ et K_{St} pour un mélange amidon-air stoechiométrique.

Bond et al. [9], Lemos et al. [77], Nagy et al. [57] ont utilisé des enceintes sphériques. On retrouve le fait, comme énoncé dans la remarque du paragraphe V.2.1 que plus le volume de la chambre est grand, plus le taux maximum de montée en pression est petit et plus K_{St} est grand. Pu et al. [64] ayant utilisé une chambre cylindrique, on se retrouve dans un cas similaire au nôtre pour lequel les pertes thermiques dues à l'interaction flamme-parois tendent à faire diminuer les valeurs de P_{max} , S_{ctmax} , $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$ et de K_{St} obtenues.

Sur ces deux figures, on remarque que en deçà d'un délai d'inflammation de 250 ms, soit une intensité de turbulence supérieure à 1 m/s, la pression maximale d'explosion est

inchangée. Pu et al. [63] ont observé le même phénomène pour un mélange amidon-air dont la concentration nominale en particules est de 550 g/m^3 . Ils l'expliquent par le fait que la pression maximale d'explosion donne une indication sur la qualité de la suspension. P_{\max} ne dépend, comme nous l'avons dit §V.2.2.iii, que de la richesse et de l'adiabaticité de la combustion. Ce plateau est donc essentiellement dû au fait que ces paramètres (richesse et de l'adiabaticité de la combustion) ne varient plus.

Les autres caractéristiques, comme pour le mélange méthane-air, augmentent avec l'intensité de turbulence ou diminuent avec le délai d'inflammation. Certains auteurs, comme Pu et al. [63] et Tai et al. [76], proposent une relation linéaire entre le taux maximum de montée en pression et l'intensité de turbulence, ainsi que pour la vitesse maximale de combustion et K_{St} (cf. Figure V-12). Si on adopte leur hypothèse, la corrélation semble correcte pour la vitesse de combustion. Cependant, pour $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$ et K_{St} , seules les valeurs correspondant à une intensité de turbulence comprise entre 0,7 et 1,5 m/s s'écartent de la droite. Cette dispersion des résultats est soit due aux incertitudes des résultats expérimentaux, soit due à un écart sur l'estimation de la richesse selon le raisonnement effectué précédemment sur l'évolution de P_{\max} .

Comparativement aux valeurs obtenus par Tai et al. [76], on constate de nouveau le fait plus le volume de la chambre est grand, plus le taux maximum de montée en pression est petit. Il apparaît en revanche qu'il y a une bonne concordance de nos valeurs de K_{St} avec celles obtenus par Tai et al. [76]. L'ensemble de nos valeurs, ainsi que celles de Tai et al. [76] sont sur la même droite, ce qui serait en accord avec la loi cubique.

Les valeurs de caractéristiques que nous obtenons sont comprises dans la dispersion des résultats rencontrés dans la littérature comme ceux présentés dans le Tableau V-3. Cette dispersion est selon nous le résultat de l'influence de deux facteurs : la géométrie de la chambre et le niveau de turbulence au moment de l'allumage.

V.3.3 Influence de P_{ri}

La Figure V-13 représente les valeurs obtenues de la vitesse de combustion, de la pression maximale d'explosion, du taux maximum de montée en pression et de K_{St} en fonction du délai d'inflammation pour deux valeurs de $P_{ri} = 5$ et 10 bar. La Figure V-14 représente les mêmes valeurs mais en fonction de l'intensité de turbulence.

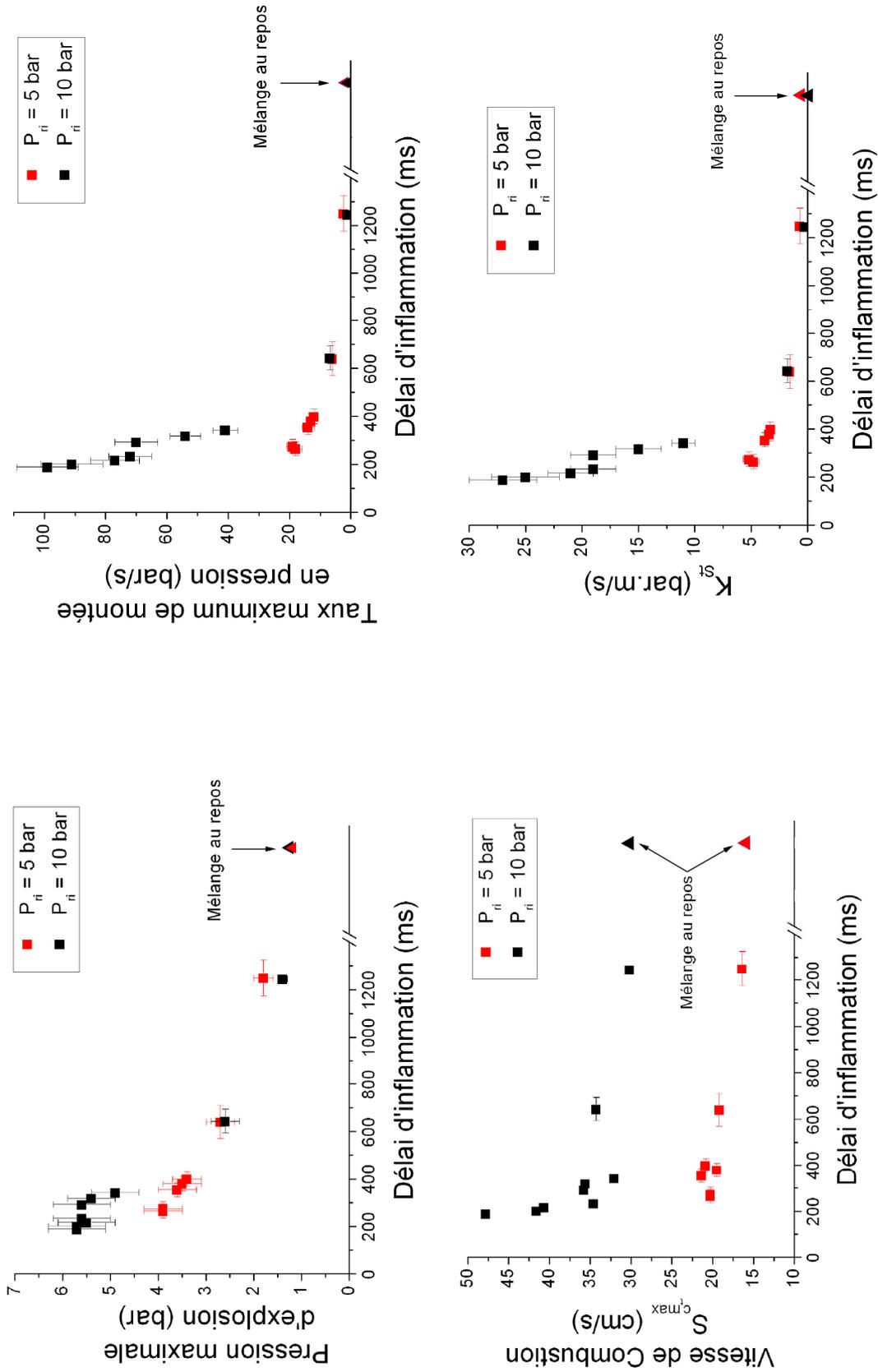


Figure V-13 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de S_{cmax} et de K_{st} pour un mélange amidon-air stoechiométrique en fonction de t_{nr} . $P_{ri} = 5$ et 10 bar, allumage par inflammateur.

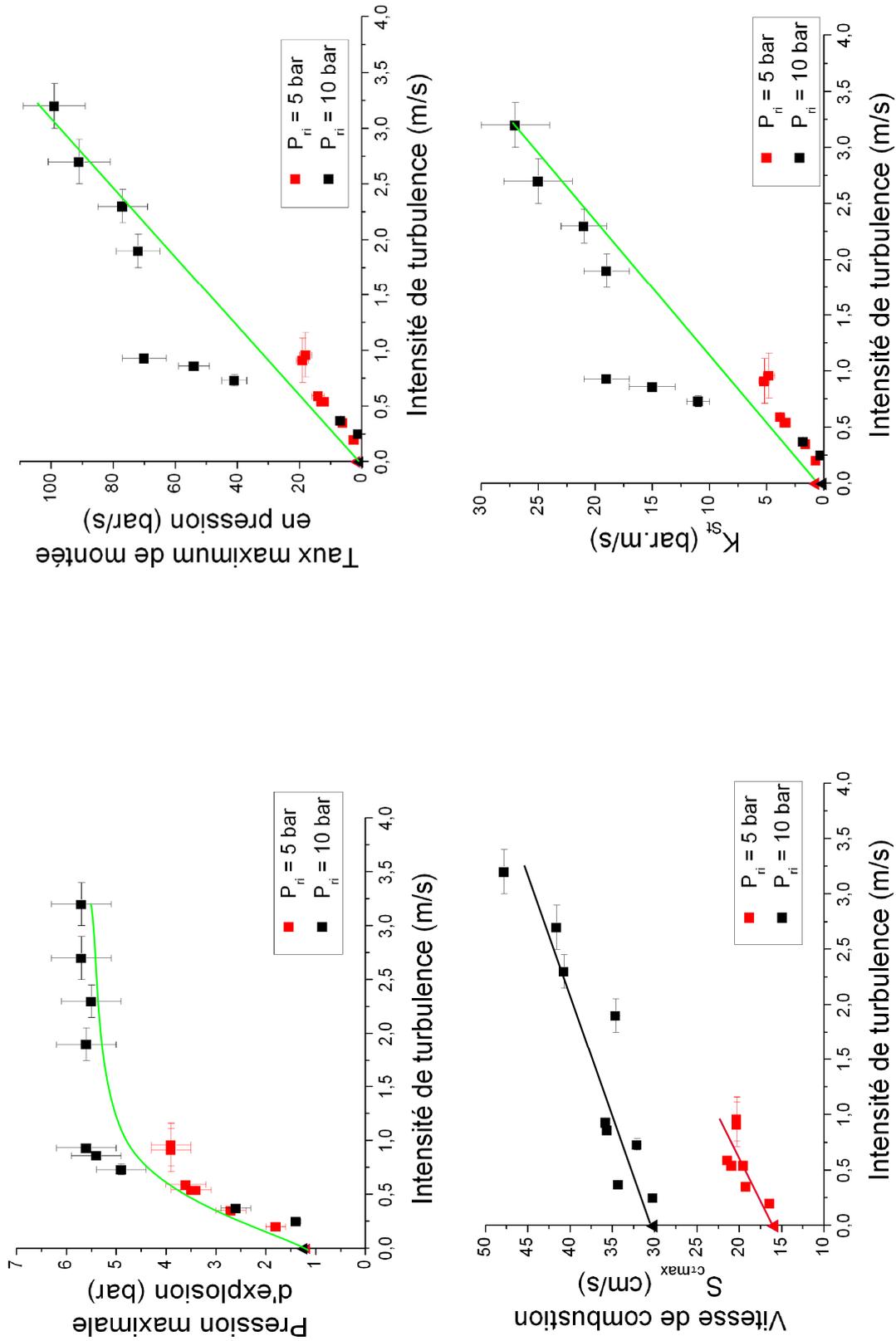


Figure V-14 – Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de S_{cmax} et de K_{St} pour un mélange amidon-air stoechiométrique en fonction de l'intensité de turbulence. $P_{ri} = 5$ et 10 bar, allumage par inflammateur.

Sur ces figures, on voit que pour un délai d'allumage supérieur à environ 500 ms, la pression maximale d'explosion, le taux maximum de montée en pression et K_{St} sont pratiquement indépendants de la pression relative initiale du réservoir auxiliaire. En-deçà, il est difficile de dire si l'écart entre ces caractéristiques pour $P_{ri} = 5$ bar et $P_{ri} = 10$ bar est une simple dispersion des résultats, ou dû à la différence de la pression relative initiale, comme mentionné §V.3.2.

Il apparaît une influence important de P_{ri} sur la vitesse de combustion S_{ctmax} et ce, quel que soit le délai d'inflammation ou l'intensité de turbulence. Dans le calcul de la vitesse de combustion (cf. éq.(I.4)), seuls $P_{\tau_{max}}$ et $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$ peuvent différer en fonction de P_{ri} . Or, sur la Figure V-14, on voit que le taux maximum de montée en pression est, à ces intensités de turbulence, indépendant de P_{ri} . Cet écart pour la vitesse de combustion est dû à la pression d'explosion à l'instant $t_{\tau_{max}}$ qui augmente lorsque P_{ri} augmente.

Théoriquement, la valeur de la pression maximale d'explosion ne dépend que de la richesse et de l'adiabaticité de la combustion. A intensité de turbulence égale, on peut supposer que l'interaction flamme-parois se traduit par une même valeur des pertes thermiques. Par conséquent, seule la richesse devrait intervenir dans le résultat. Le fait que la pression maximale soit inférieure pour $P_{ri} = 5$ bar à une même intensité de turbulence signifierait que le mélange est plus pauvre pour cette valeur de P_{ri} que pour 10 bar.

Il apparaît donc à ce stade qu'il est nécessaire de compléter ces résultats d'une part en effectuant le même type de mesures mais avec d'autres valeurs de P_{ri} que 5 et 10 bar et d'autre part en connaissant exactement la valeur de la richesse du mélange.

V.4 Conclusions

Les résultats obtenus dans ce chapitre concernant la combustion des mélanges méthane-air et amidon-air stoechiométriques ont confirmé le fait que la pression maximale d'explosion, le taux maximum de montée en pression, la vitesse de combustion, K_G et K_{St} sont fortement dépendants de l'état initial du milieu avant allumage. Ces caractéristiques de la combustion augmentent avec l'intensité de turbulence au centre de la chambre. Pour un mélange amidon-air stoechiométrique, on obtient des valeurs comprises entre 1,2 et 5,7 bar pour la pression maximale d'explosion, entre 1 et 100 bar/s pour le taux maximum de montée en pression, entre 0,1 et 27 bar.m/s pour K_{St} et entre 16 et 48 cm/s pour la vitesse de

combustion S_{ctmax} . Ces valeurs sont comprises dans la dispersion des résultats relevés dans la littérature.

Il apparaît que la valeur de P_{ri} modifie les caractéristiques de la combustion. Cette modification proviendrait d'une différence de richesse du mélange dans la chambre. Plus P_{ri} est grand et plus la richesse serait élevée pour une même concentration nominale en particules solides.

En extrapolant vers des délais d'inflammation infinis, les évolutions des caractéristiques de combustion isochore, il est possible de définir un mélange amidon-air virtuellement au repos. Nous aurions dans ce cas une valeur de la pression maximale d'explosion d'environ 1,3 bar, un taux maximum de montée en pression de l'ordre de 2 bar/s, un K_{St} de 0,5 bar.m/s et une valeur de vitesse de combustion laminaire S_{urtmax} de 30 cm/s.

Si on désire obtenir une pression d'explosion maximale, il est plus intéressant d'allumer le mélange avant 250 ms avec $P_{ri} = 10$ bar pour la même valeur de la concentration nominale. Cependant à ces instants, le milieu est très turbulent, les vitesses sont élevées et la répartition des particules est assez hétérogène.

Si on désire un milieu relativement homogène et au repos, nous avons vu, dans le chapitre IV, qu'il est préférable de choisir un délai d'inflammation compris entre 400-500 ms et 750 ms. Pendant cette période, à $t_{inf} = 500$ ms et $P_{ri} = 10$ bar, nous avons relevé, pour un mélange stoechiométrique amidon-air que la pression d'explosion maximale est de 2,6 bar, le taux maximum de montée en pression de 7 bar/s, soit un K_{St} de 2, et une vitesse de combustion de 34 cm/s.

*CHAPITRE VI Conclusions
générales et perspectives.*

VI.1 Rappel de l'étude.

Le but de nos travaux était de contribuer à la compréhension des mécanismes de combustion dans les milieux hétérogènes constitués d'une suspension de fines particules solides dispersées dans un milieu gazeux. Pour cela, on a cherché à corréler les caractéristiques d'explosion en chambre fermée aux conditions initiales existant dans le mélange au moment de l'allumage.

On s'est intéressé dans un premier temps aux mécanismes de génération d'une suspension de particules solides. Les études effectuées sont généralement basées sur des expériences pour lesquelles les caractéristiques du milieu initial sont dépendantes de la gravité et d'un niveau de turbulence très élevé. Nous avons développé un dispositif expérimental spécialement adapté à l'étude de la génération d'une suspension en enceinte fermée. L'enceinte est une chambre cylindrique de section octogonale, de volume 20 l et de rapport d'allongement $L/D = 2,2$ ($L = 500$ mm et $D = 230$ mm) aux parois entièrement transparentes permettant des visualisations dans toutes les directions (en particulier sans déformations des plans lumineux lasers). Le dispositif de dispersion est constitué de 2 cannes tubulaires perforées munies d'un déflecteur, disposées diamétralement opposées dans la chambre. La dispersion est provoquée par la décharge d'un réservoir auxiliaire d'air sous pression.

Pour étudier le processus de mise en suspension des particules nous avons utilisé la PIV pour connaître les caractéristiques instantanées de la suspension et l'imagerie rapide ainsi que la LDV qui permettent d'en suivre l'évolution au cours du temps. Les expériences ont été effectuées avec des suspensions dans l'air de particules d'amidon de diamètre moyen $20 \mu\text{m}$ avec des concentrations nominales se situant entre 10 et 400 g/m^3 , conditions assez représentatives des situations rencontrées lors des explosions dans les industries agro-alimentaires. On a examiné l'évolution en fonction du temps du champ des vitesses et des structures turbulentes et les temps caractéristiques de mise en suspension des particules ainsi que leur répartition dans l'enceinte. On a déterminé ainsi des conditions qui semblent « optimales » pour initier la combustion du mélange diphasique, c'est à dire un mélange relativement homogène et pour lequel les vitesses et l'intensité de turbulence de l'écoulement sont minimales.

Dans la seconde partie de nos travaux, nous avons développé une seconde enceinte de géométrie similaire à la précédente, mais pouvant supporter des pressions de l'ordre de 50 bar. Ensuite nous avons étudié la combustion isochore d'un mélange hétérogène gaz-

particules solides et discuté les différentes valeurs de la pression maximale d'explosion, P_{\max} , du taux maximum de montée en pression $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max}$, de la vitesse de combustion à l'instant où le taux de montée en pression est maximum $S_{ct\max}$ et du coefficient K_{St} obtenues en fonction de l'état initial de la suspension, tel qu'il est déterminé lors des expériences de notre première partie.

VI.2 Conclusions générales.

Les résultats obtenus lors de la première partie de cette étude nous ont conduit aux principales conclusions suivantes :

1. Le délai idéal pour obtenir un mélange biphasique, pour lequel les vitesses et l'intensité de turbulence de l'écoulement sont minimales (vitesses et intensité de turbulence de l'ordre de quelques centimètres par secondes), se situerait entre 500 et 700 ms environ, dans nos conditions expérimentales.

2. A partir de 450 ms environ, la concentration en particules solides dans l'enceinte semble ne plus évoluer et être la même en différents points de la chambre.

3. Pour des temps compris entre 400-500 et 800 ms, les tailles des structures turbulentes observées lors de l'étude de la répartition des particules dans l'enceinte sont en accord avec celles mesurées sur les champs de vecteurs vitesses obtenus en PIV. Elles sont de l'ordre de 6 à 12 cm. L'analyse fréquentielle des signaux LDV donne trois fréquences principales caractéristiques de la turbulence qui correspondent aux dimensions suivantes : 5, 7 et 14 mm. Ces petites structures turbulentes sont aussi observées lors de l'étude de la répartition des particules dans la chambre.

La seconde partie de cette étude nous a permis de vérifier que les paramètres caractéristiques de la combustion isochore d'un mélange amidon-air stoechiométrique (la pression maximale d'explosion, le taux maximum de montée en pression, la vitesse de combustion $S_{ct\max}$ et K_{St}) que nous avons obtenues concordent avec celles rencontrées dans la littérature. On obtient des valeurs comprises entre 1,2 et 5,7 bar pour la pression maximale d'explosion, entre 1 et 100 bar/s pour le taux maximum de montée en pression, entre 0,1 et 27 bar.m/s pour K_{St} et entre 16 et 48 cm/s pour la vitesse de combustion $S_{ct\max}$. Ces caractéristiques de la combustion diminuent lorsque l'intensité de turbulence diminue au centre de la chambre. De plus, la vitesse de combustion est dépendante de la pression relative initiale du réservoir P_{ri} . Plus P_{ri} augmente et plus $S_{ct\max}$ augmente

Nous avons, de plus, examiné s'il était possible de définir un mélange « idéal » constitué d'une suspension d'amidon au repos. Pour cela, nous avons extrapolé nos résultats pour des délais d'inflammation supérieurs à 2 s. Nous obtiendrions dans ce cas une valeur de la pression maximale d'explosion d'environ 1,3 bar, un taux maximum de montée en pression de l'ordre de 2 bar/s, une valeur de vitesse de combustion laminaire de 30 cm/s et un K_{St} de 0,5 bar.m/s pour $P_{ri} = 10$ bar.

La recherche des conditions optimales de l'allumage d'un mélange hétérogène gaz-particules solides se heurte à des exigences contradictoires. Soit on désire obtenir les caractéristiques maximales afin de définir des critères de sécurité, soit on désire obtenir un mélange relativement homogène et au repos pour déterminer les caractéristiques fondamentales de la combustion du mélange. Dans le premier cas, il est plus intéressant d'allumer le mélange avant 250 ms avec $P_{ri} = 10$ bar. A ces instants, le milieu est très turbulent, les vitesses sont élevées et la répartition des particules est assez hétérogène. Dans le second cas, il est préférable de choisir un délai d'inflammation compris entre 500 ms et 750 ms.

VI.3 Perspectives.

Nos travaux ont principalement porté sur la mise au point des deux dispositifs expérimentaux. Les premiers résultats que nous avons obtenus s'accordent avec les données disponibles dans la littérature.

Selon nous, il conviendrait dans un premier temps :

- D'obtenir une connaissance plus précise de la concentration en particules solides.
- D'effectuer des expériences sur la combustion de mélanges amidon-air pour des concentrations nominales différentes et des conditions initiales différentes (différentes valeurs de P_{ri} , différents délais d'inflammation).

Il apparaît nécessaire de poursuivre cette étude, puis d'essayer d'autres systèmes de dispersion et de poursuivre l'étude dans des conditions de microgravité, comme cela a été envisagé lors du démarrage de ce travail et dans le programme de recherches dans lequel il s'inscrit.

Bibliographie

1. **Aldis D.F., Lee R.S. & Lai F.S.** : *Pressure development in explosions of cornstarch, wheat flour and lycopodium dust clouds in a 20 liter spherical chamber*, Pacific regional meeting of the Fine Particle Society, Honolulu, Hawaii, 1983.
2. **Andac M.G., Cracchiola B., Egolfopoulos F.N. & Campbell C.S.** : *Detailed studies on the structure and dynamics of reacting dusty flows at normal and microgravity*, 5th International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, 1999.
3. **Andac M.G., Egolfopoulos F.N. & Campbell C.S.** : *Detailed studies on flame extinction by inert particles in normal- and micro-gravity*, 6th International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, pp. 109-112, 2001.
4. **Andac M.G., Egolfopoulos F.N. & Campbell C.S.** : *Particle effects on the extinction and ignition of flames in normal- and micro-gravity*, 7th International Workshop on Microgravity Combustion and Chemically Reacting Systems, Cleveland, pp.89-92, 2003.
5. **Andrews G.E. & Bradley D.** : *The burning velocity of methane-air mixture*, Combustion and Flame, Vol. 19, pp. 275-288, 1972.
6. **Ballal D.R.** : *Flame propagation through dust clouds of carbon, coal, aluminium and magnesium in an environment of zero gravity*, Proc. R. Soc. Lond. Vol. A385, pp. 21-51, 1983.
7. **Bartknecht W.** : *Gaz, vapour and dust explosion*. Réimpression de International Symposium On Grain Elevator Explosion, National Academy of Science, Washington D.C., 1978.
8. **Bartknecht W.** : *Explosionen, ablauf und schutzmassnahmen*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New-York, ISBN3-540-08675-7, 1978. Ou une traduction : *Explosion – Course, prevention and protection*, Springer Verlag, New-York, 1980.
9. **Bond J.F.** : *The influence of turbulence on dust and gas explosions in closed vessels*, M. Eng. Thesis, McGill University, Canada, 1985.
10. **Bond J.F., Knystautas R. & Lee J.H.S.** : *Influence of turbulence on dust and gas explosions in closed vessels*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 106, p. 571, 1986.
11. **Bradley D. & Mitcheson A.** : *Mathematical solutions for explosions in spherical vessels*, Combustion and Flame, Vol. 26, pp. 201-217, 1976.
12. **Brombaugh K.J., Page G.C., Williams C.H., Edwards L.O., Balfour W.D., Lewis D.S. & Lee. K.W.** : *Aerosol characterization of ambient air near a commercial lurgi coal gasification plant*, Report No. EPA-600/S7/80-177, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC, p. 139, 1981.
13. **Brown K.C. & Woodhead D.W.** : *Dust explosion in factories : Closed-circuit test apparatus*, SRME Research Reports, N° DM 6202/1/99/86 502 2/54 CL, Sheffield, 1954.
14. **Cashdollar K.L. & Hertzberg M.** : *20 l explosibility test chamber for dust and gases*, Review of Scientific Instrument 56(4), 1985.

15. **Cocks R.E. & Meyer R.C.** : *Fabrication and use of a 20 liter spherical dust test apparatus*, Process Specialities Division, Procter and Gamble, Cincinnati, Ohio, 1980.
16. **Colver G.M., Kim S.W. & Yu T.** : *An electrostatic suspension method for testing sparks breakdown, ignition, and quenching of powders*, Journal of Electrostatics, Vol. 37, Issue 3, pp. 151-172, 1996.
17. **Colver G.M., Goroshin S. & Lee J.H.S.** : *Quenching of particle-gas combustible mixtures using electric particulate suspension (EPS) and dispersion methods*, 6th International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, pp.397-400, 2001.
18. **Colver G.M., Green N., Shoemaker D. & Xu H.** : *Quenching combustible dust mixtures using electric particulate suspension (EPS): a new testing method for microgravity*, 7th International Workshop on Microgravity Combustion and Chemically Reacting Systems, Cleveland, pp.173-176, 2003.
19. **Dreizin E.L.** : *Experimental study of aluminium particle flame evolution in normal and micro-gravity*, Combustion and Flame, Vol. 116, pp. 323-333, 1999.
20. **Eckhoff R.** : *Towards absolute minimum ignition energies for dust clouds*, Combustion and Flame, Vol. 24, pp. 53-64, 1975.
21. **Eckhoff R.** : *Use of $(dP/dt)_{max}$ from closed-bomb test for predicting violence of accidental dust explosion in industrial plants*, 1st International Colloquium on Explosibility of Industrial Dust (ICEID), Baranow, Pologne, 1984.
22. **Eckhoff R., Fuhre K. & Pedersen G.H.** : *Dust explosion experiments in a vented 236 m³ silo cell*, Journal of Occupational Accidents, Vol.9, Issue 3, pp.161-175, 1987.
23. **Egolfopoulos F.N. & Campbell C.S.** : *Detailed studies on the structure and dynamics of reacting dusty flows at normal and microgravity*. 4th International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, pp.517-522, 1997.
24. **Essama-Gauthiez L.** : *Contribution à l'étude d'un opacimètre*, Thèse de Docteur de l'Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 1983.
25. **Essenhig R.H. & Woodhead D.W.** : *Speed of flame in slowly moving clouds of cork dust*, Combustion and Flame, Vol. 2, pp.365-382, 1958.
26. **Faraday M. & Lyell C.** : *Report to the Home Secretary on the explosion at the Haswell Colliery on 28 Sept. 1844*, Phil. Mag. 26, p16, 1845.
27. **Gardiner D.P., Caird S.G. & Bardon M.F.** : *An apparatus for studying deflagration trough electrostatic suspensions of atomized aluminium in air*, 1988.
28. **Gieras M., Klemens R. & Wolanski P.** : *Experimental and theoretical study of ignition of single coal particles at zero gravity*, Acta Astronautica, Vol.13, Issue 5, pp. 231-239, 1986.
29. **Goroshin S., Kleine H., Lee J.H.S. & Frost D.** : *Microgravity combustion of dust clouds. Quenching distance measurements*, 3rd International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, pp.141-146, 1995.

30. **Goroshin S., Bidabadi M. & Lee J.H.S.** : *Quenching distance of laminar flame in aluminium dust clouds*, Combustion and Flame, Vol. 105, pp. 147-160, 1996.
31. **Goroshin S., Fomenko I. & Lee J.H.S.** : *Burning velocities in fuel-rich aluminium dust clouds*. 26th International Symposium On Combustion, pp 1945-1951, 1996.
32. **Goroshin S. & Lee J.H.S.** : *Laminar dust flames: a program of microgravity and ground based studies at McGill*, 5th International Microgravity Combustion Workshop, 1999.
33. **Goroshin S., Kolbe M., Bellerose J. & Lee J.H.S.** : *Microgravity apparatus and ground-based study of the flame propagation and quenching in metal dust suspensions*, 7th International Workshop on Microgravity Combustion and Chemically Reacting Systems, Cleveland, pp. 341-344, 2003.
34. **Hanai H., Maruta K., Kobayashi H. & Nioka T.** : *Pulsating flame propagation of PMMA particle-cloud in microgravity*. 27th International Symposium On Combustion, 1998.
35. **Hartmann I., Nagy J., & Brown H.R.** : *Inflammability and explosibility of metal powder*, US Bureau of Mines, RI 3772, 1943.
36. **Hartmann I., Cooper A.R. & Jacobson M.** : *Recent studies on the explosibility of cornstarch*, US Bureau of Mines, RI 4725, 1951.
37. **Heuzé O.** : *Quartet : Code de calcul thermochimique pour obtenir les propriétés thermodynamiques des produits de combustion et de détonation*, 1992.
38. **Henry J.D.** : *Contribution à l'étude de l'influence des conditions hydrodynamique sur la combustion d'un mélange préalable dans un milieu confiné*, Thèse de Docteur de l'Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 1996.
39. **Hertzberg M., Conti R.S. & Cashdollar K.L.** : *Spark ignition energies for dust-air mixtures: temperature and concentration dependencies*, 20th International Symposium On Combustion, 1984.
40. **Horton M.D., Goodson F.P. & Smoot L.D.** : *Characteristics of flat, laminar coal-dust flames*, Combustion and Flame, Vol. 28, pp. 187-195, 1977.
41. **Iijima T. & Takeno T.** : *Effect of temperature and pressure on burning velocity*. Combustion and Flame, Vol. 65, pp. 35-43, 1986.
42. **Jacobson M., Nagy J., Cooper A.R. & Ball F.J.** : *Explosivity of agricultural dust*. US Bureau of Mines, RI 5753, 1961.
43. **Jarosinski J., Lee J.H.S., Knystautas R. & Crowley J.D.** : *Quenching of dust-air flames*, 21st International Symposium On Combustion, pp. 1917-1924, 1986.
44. **Jarosinski J., Pu Y.K., Bulewicz E.M., Kauffman C.W. & Johnson V.G.** : *Some fundamental characteristics of cornstarch dust-air flames*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, pp.119-135, 1991.

45. **Jarosinski J. & Podfilipski J.** : *Combustion mechanism of dust clouds in microgravity*, 5th International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, 1999.
46. **Jarosinski J., Podfilipski J. & Pu Y.K.** : *Visualization of dust explosion under microgravity conditions*, Combustion Science and Technology, Vol. 158, pp. 183-194, 2000.
47. **Kauffman C.W., Srinath S.R., Tezok F.I., Nicholls J.A. & Sichel M.** : *Turbulent and accelerating dust flames*, 20th International Symposium On Combustion, 1984.
48. **Klemens R.** : *Mechanism of flame propagation in dust-air mixtures*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, pp.155-177, 1991.
49. **Kobayashi H., Ono N., Okuyama Y. & Nioka T.** : *Flame propagation experiment of PMMA particle cloud in a microgravity environment*. 25th International Symposium On Combustion, pp.1693-1699, 1994.
50. **Lee J.H.S., Pu Y.K. & Knystautas R.** : *Influence of turbulence on closed volume explosion of dust-air mixture*, Archivum Combustionis, Vol. 7, pp279-297, 1987.
51. **Lee J.H.S., Goroshin S. & Kolbe M.** : *Burning velocity measurements in aluminium-air suspensions using bunsen-type dust flames*, 6th International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, pp. 221-224, 2001.
52. **Lewis B. & Von Elbe G.** : *Combustion, flames and explosion of gases*, 2nd ed., Academic Press Inc., New-York, 1961.
53. **Makris A. & Lee J.S.** : *Lean flammability limits of dust-air mixtures*, 3rd International Colloquium on Dust Explosions, Pologne, 1988.
54. **Mazurkiewicz J., Jarosinski J. & Wolanski P.** : *Investigation of burning properties of cornstarch dust-air flame*. Archivum Combustionis, Vol. 13, N°. 3-4, 1993.
55. **Metgalchi M. & Keck J.** : *Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure*, Combustion and Flame, Vol. 38, pp. 143-154, 1980.
56. **Moreau M. & Bourianne R.** : *Générateur d'énergie électrique – ENSMA/MM 79-2, LED*, ENSMA, 1979.
57. **Nagy J; & Verakis C.** : *Development and Control of dust explosions*, Marcel Dekker Inc., New-York, 1985.
58. **Péraldi O.** : *Caractéristiques des detonations dans les mélanges gazeux contenant de l'amidon en suspension*, Thèse de Docteur-Ingénieur de l'Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 1985.
59. **Piskorz J., Radlein D. & Scott D.S.** : *On the mechanism of rapid pyrolysis of cellulose*, Journal of Analytical and Applied Pyrolysis, Vol. 9, pp 121-137, 1986.
60. **Proust C. & Veysièrè B.** : *New experimental apparatus for studying the propagation of dust-air flames*. AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 113II, pp.43-61, 1988.

61. **Proust C. & Veysi re B.** : *Fundamental properties of flames propagating in starch dust-air mixtures*, Combustion Science and Technology, Vol. 62, pp.149-172, 1988.
62. **Proust C.** : *Contribution à l'étude des mécanismes de propagation des flammes dans les mélanges hétérogènes gaz-particules solides*, Thèse de Docteur de l'Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 1988.
63. **Pu Y.K., Jarosinski J., Tai C.S., Kauffman W. & Sichel M.** : *The investigation of the feature of dispersion induced turbulence and its effects on dust explosions in closed vessels*, 22nd International Symposium On Combustion, pp.1777-1787, 1988.
64. **Pu Y.K.** : *Fundamental characteristics of laminar flame in cornstarch dust-air mixture*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 113, pp. 3-31, 1988.
65. **Pu Y.K., Li Y.K., Kauffman C.W. & Bernal L.P.** : *The determination of turbulence parameters in closed explosions vessels*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 132, pp.107-123, 1989.
66. **Pu Y.K., Jarosinski J., Johnson V.G. & Kauffman C.W.** : *Turbulence effect on dust explosions in the 20-liter spherical vessel*, 23rd International Symposium On Combustion, pp. 843-849, 1990.
67. **Pu Y.K., Podfilipski J. & Jarosinski J.** : *Constant volume combustion of aluminium and cornstarch dust in microgravity*, Combustion Science and Technology, Vol. 135, pp.255-267, 1998.
68. **Rakotoniaina J.-E.** : *Etudes de la célérité fondamentale de la flamme laminaire de mélanges préalables par la méthode de la chambre de combustion sphérique*, Thèse de Docteur de l'Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 1998.
69. **Rice G.S.** : *The explosibility of coal dust*, US Geological Survey, Bulletin 425, Washington: Government Printing Office, 1910.
70. **Shchelkin K.I. & Troshin I.K.** : *Gasdynamic of combustion*, Mono Book Corp., Baltimore, 1965.
71. **Slezak S.E., Fitch D.J., Krier H. & Buckius R.O.** : *Coal dust flame propagation in a laboratory flammability tube*, Combustion and Flame, Vol. 54, pp. 103-119, 1983.
72. **Sotton J.** : *Interactions entre une combustion turbulente et la paroi dans une enceinte fermée*, Thèse de Docteur de l'Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 2003.
73. **Sun J.H., Dobashi R. & Hirano T.** : *Structure of flames propagating through metal particle clouds and behaviour of particles*, 27th International Symposium On Combustion, pp 2405-2411, 1998.
74. **Tabaczynski R.J.** : *Turbulence measurement and modelling in reciprocating engines, I*, Mech E., N  C51/83, 1983.
75. **Tai C.S.** : *Turbulent combustion in a jet stirred reactor*, PhD Thesis, Department of aerospace engineering, University of Michigan, 1987.

76. **Tai C.S., Kauffman C.W., Sichel M. & Nicholls J.A.** : *Turbulent dust combustion in a jet stirred reactor*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 113, pp. 62-86, 1988.
77. **Teixeira de Lemos L.E.P.** : *Contribution à l'étude des mécanismes de propagation des flammes dans les mélanges hétérogènes gaz-particules solides. Cas des mélanges amidon-air*, Thèse de Docteur de l'Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 1989.
78. **Van de Hulst H.C.** : *Light scattering by small particles*, John Wiley and Sons, New-York, 1957.
79. **Veyssière B.** : *Contribution à l'étude de la structure des détonations dans les mélanges gazeux explosives contenant des particules solides réactives*, Thèse de Doctorat d'Etat, ENSMA, Poitiers, France, 1978.
80. **Wolanski P.** : *Deflagration and detonation combustion of dust mixtures*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 132, pp. 3-31, 1991.

*ANNEXE A Réglages PIV et
LDV*

A.1 Vélocimétrie par images de particules.

Un très grand nombre d'essais ont été nécessaires pour résoudre les problèmes techniques afin d'obtenir des résultats exploitables en PIV : positionner la nappe laser avec précision, limiter les réflexions. De plus, comme nous l'avons dit §III.3.1.ii.2, la principale difficulté dans la mise en œuvre de la PIV dans l'enceinte était de régler correctement l'intervalle de temps δt entre les deux images. Pour les 7 instants observés en PIV (cf. §IV.2.2.i), les temps retenus sont présentés dans le tableau A-1 pour les plans verticaux et les tableaux A-2, A-3 et A-4 pour les plans horizontaux.

P_{ri} (bar)	10	7	5	3
$\delta t(\mu s)$ – Instant 1	9	11	13	15
$\delta t(\mu s)$ – Instant 2	20	20	20	30
$\delta t(\mu s)$ – Instant 3	30	40	80	90
$\delta t(\mu s)$ – Instant 4	120	130	130	140
$\delta t(\mu s)$ – Instant 5	250	250	250	250
$\delta t(\mu s)$ – Instant 6	350	350	350	350
$\delta t(\mu s)$ – Instant 7	500	500	500	500

Tableau A-1 – Intervalles de temps δt entre les deux images en fonction de la pression initiale du réservoir pour les plans verticaux.

P_{ri} (bar)	10	7	5	3
$\delta t(\mu s)$ – Instant 1	30	30	30	35
$\delta t(\mu s)$ – Instant 2	17	20	25	30
$\delta t(\mu s)$ – Instant 3	30	40	70	90
$\delta t(\mu s)$ – Instant 4	115	130	135	150
$\delta t(\mu s)$ – Instant 5	220	230	240	240
$\delta t(\mu s)$ – Instant 6	350	350	350	350
$\delta t(\mu s)$ – Instant 7	550	550	550	500

Tableau A-2 – Intervalles de temps δt entre les deux images en fonction de la pression initiale du réservoir pour le plan horizontal 1.

P_{ri} (bar)	10	7	5	3
$\delta t(\mu s)$ – Instant 1	47	47	47	50
$\delta t(\mu s)$ – Instant 2	33	44	49	53
$\delta t(\mu s)$ – Instant 3	45	58	85	100
$\delta t(\mu s)$ – Instant 4	115	130	135	150
$\delta t(\mu s)$ – Instant 5	250	250	250	250
$\delta t(\mu s)$ – Instant 6	390	390	375	375
$\delta t(\mu s)$ – Instant 7	600	600	600	570

Tableau A-3 – Intervalles de temps δt entre les deux images en fonction de la pression initiale du réservoir pour le plan horizontal 2.

P_i (bar)	10	7	5	3
$\delta t(\mu s)$ – Instant 1	90	90	90	90
$\delta t(\mu s)$ – Instant 2	50	88	92	80
$\delta t(\mu s)$ – Instant 3	110	125	145	180
$\delta t(\mu s)$ – Instant 4	210	210	195	185
$\delta t(\mu s)$ – Instant 5	250	250	250	250
$\delta t(\mu s)$ – Instant 6	400	400	375	375
$\delta t(\mu s)$ – Instant 7	670	670	635	625

Tableau A-4 – Intervalles de temps δt entre les deux images en fonction de la pression initiale du réservoir pour le plan horizontal 3.

Pour les images PIV enregistrées dans les plans verticaux, entre le plan PIV et la caméra, l'image se trouve modifiée par la présence des parois de la chambre (cf. §III.3.1.ii). En effet, les parois n'étant pas perpendiculaires au plan de la caméra, le chemin optique est modifié et entraîne un décalage de l'image.

Afin de corriger le champ aérodynamique, nous avons reconstitué l'image en suivant les chemins optiques (cf. Figure A-1). Ceci nous donne la position exacte des plans PIV. Nous avons donc du traiter séparément la partie gauche de la partie droite de l'image PIV et reconstituer par la suite le champ complet (cf. Figure A-2).

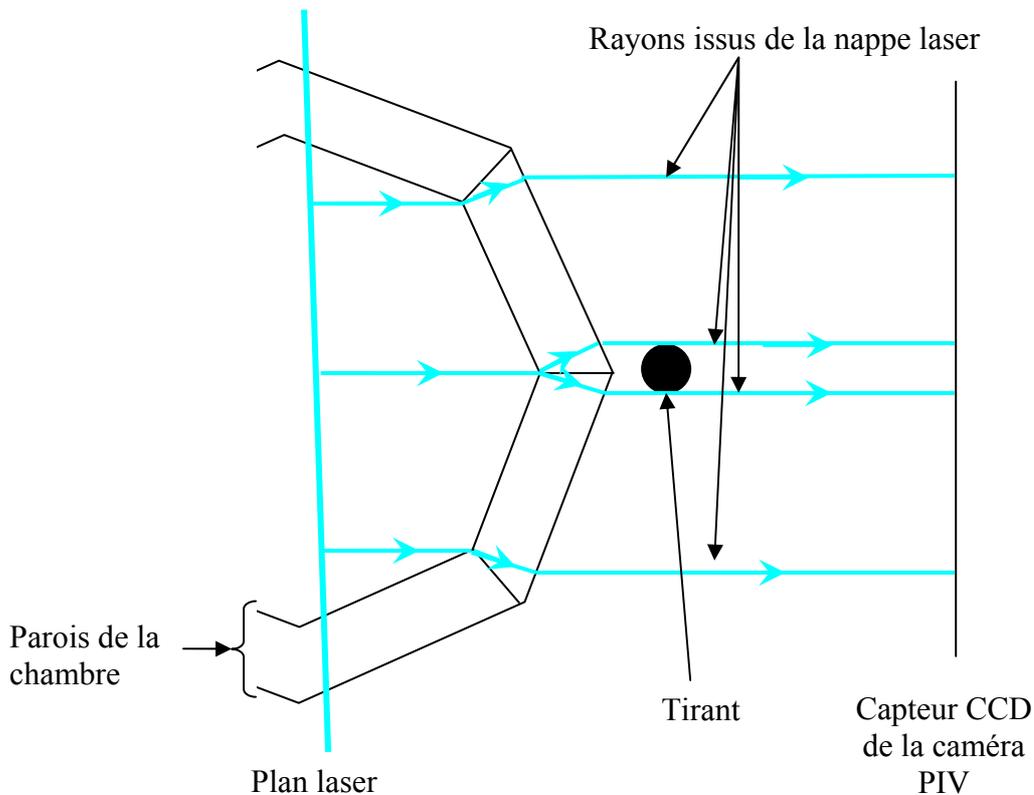


Figure A-1 - Schéma correction PIV verticale.

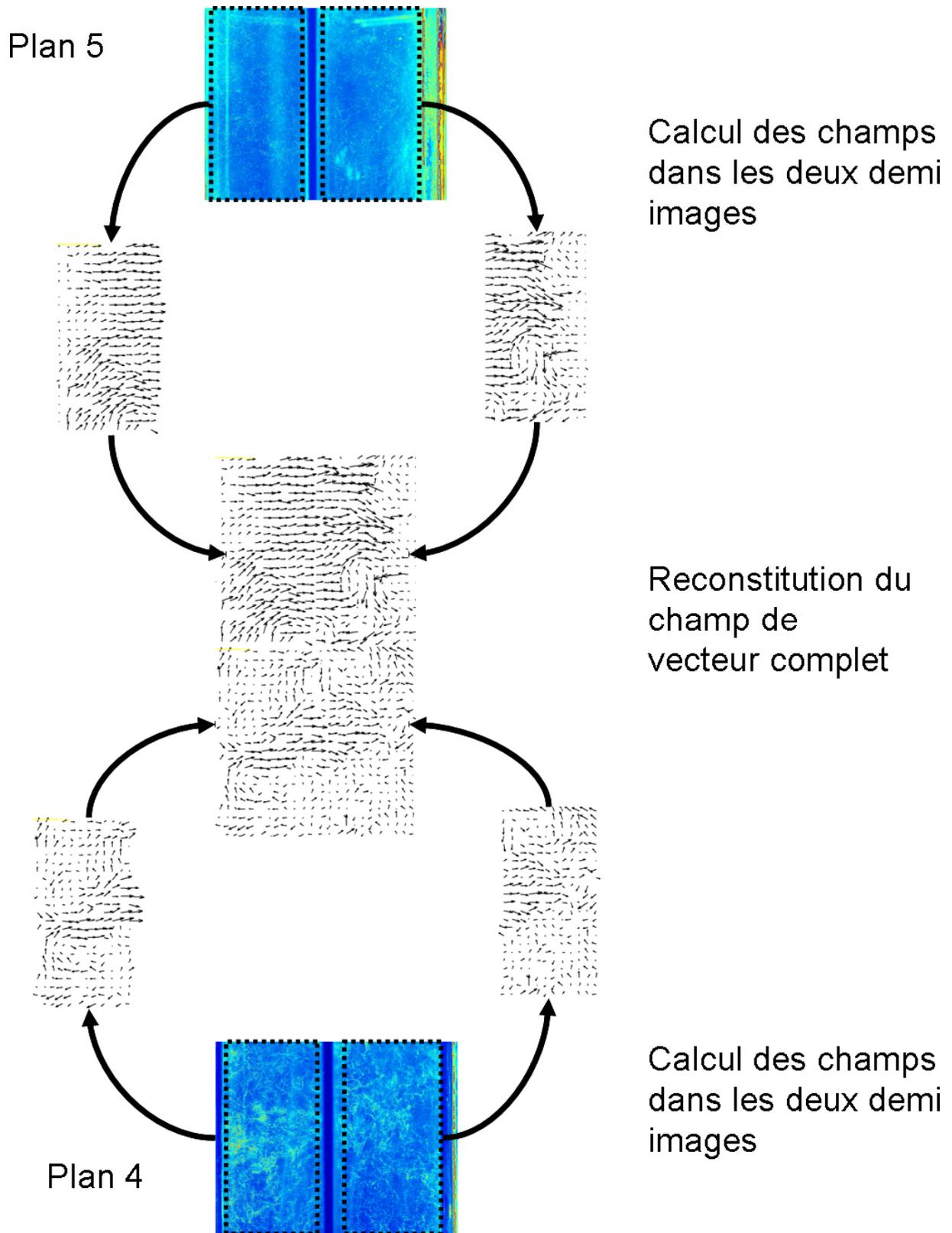


Figure A-2 - Procédure pour le traitement d'une image PIV

A.2 Anémométrie doppler laser.

Les signaux enregistrés par les BSA doivent dans un premier temps être filtrés avant de pouvoir être exploités. En effet le signal brut obtenu comporte du bruit, il est donc nécessaire de le supprimer (cf. Figure A-3).

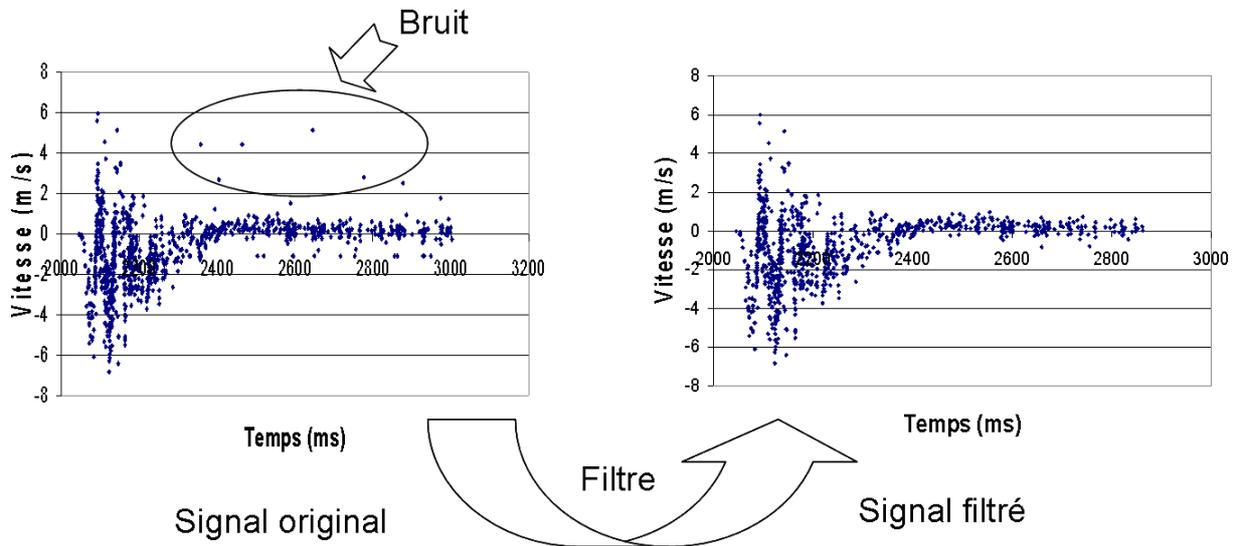


Figure A-3 - Prétraitement des signaux LDV.

Après avoir effectué ce prétraitement, il est nécessaire de définir la taille de la fenêtre d'intégration, soit le Δt défini dans le §IV.2.3.i.2. Pour un enregistrement, la valeur moyenne de la vitesse à un instant t est calculée sur l'intervalle $\left[t - \frac{\Delta t}{2}; t + \frac{\Delta t}{2} \right]$. Plus cette fenêtre est grande plus le signal est lissé et plus les fluctuations sont importantes. A l'inverse, plus la fenêtre est petite plus le signal varie et plus les fluctuations sont faibles. Autrement dit si la fenêtre est trop grande, on risque de transformer des variations de l'écoulement moyen en fluctuation turbulente. A l'inverse si la fenêtre est trop petite, il y a risque d'incomber à l'écoulement moyen des fluctuations qui sont uniquement dues à la turbulence. La Figure A-4 présente l'influence du choix de Δt sur l'intensité de turbulence et la vitesse selon la direction \vec{i} au point 1 pour $P_{ri} = 5$ bar. Avec un Δt de 5ms, le signal fluctue beaucoup et l'intensité de turbulence est plus faible que dans les deux autres cas. Avec $\Delta t = 80$ ms, certaines variations de la vitesse disparaissent. Cela se voit très bien pour $t \approx 150$ ms où V_x est négative dans les cas où Δt vaux 5 et 40 ms alors qu'elle est positive pour $\Delta t = 80$ ms.

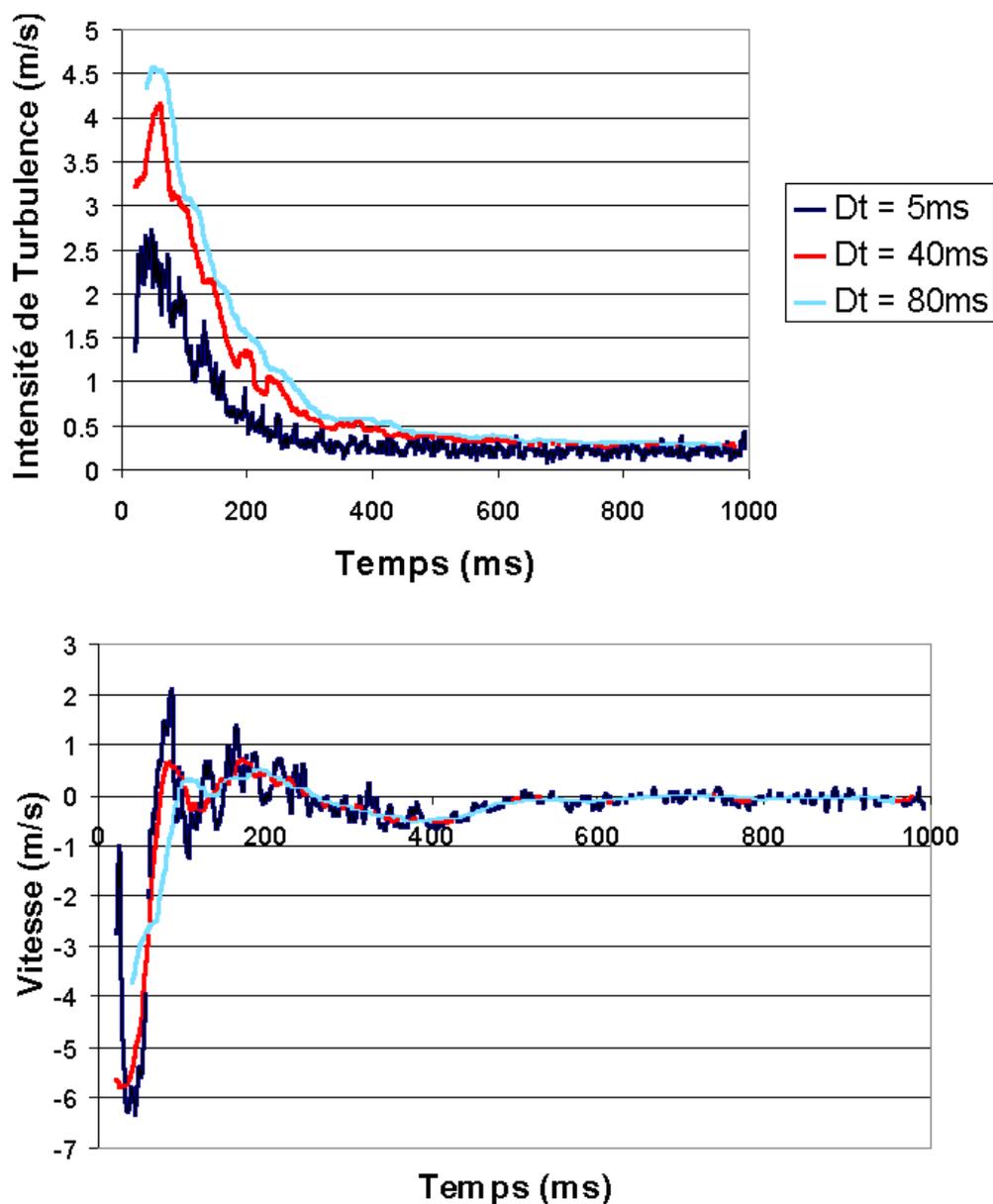


Figure A-4 - Influence de la taille de la fenêtre d'intégration.

Une analyse par transformée de Fourier du signal filtré, comme celui présenté Figure A-3, donne une partie fondamentale qui se termine pour une fréquence de l'ordre de 10-15 Hz et des pics secondaires (cf. Figure A-5). Nous avons donc décidé de couper les hautes fréquences et de ne conserver que le fondamental pour déterminer la vitesse moyenne, soit une valeur de Δt de 80 ms.

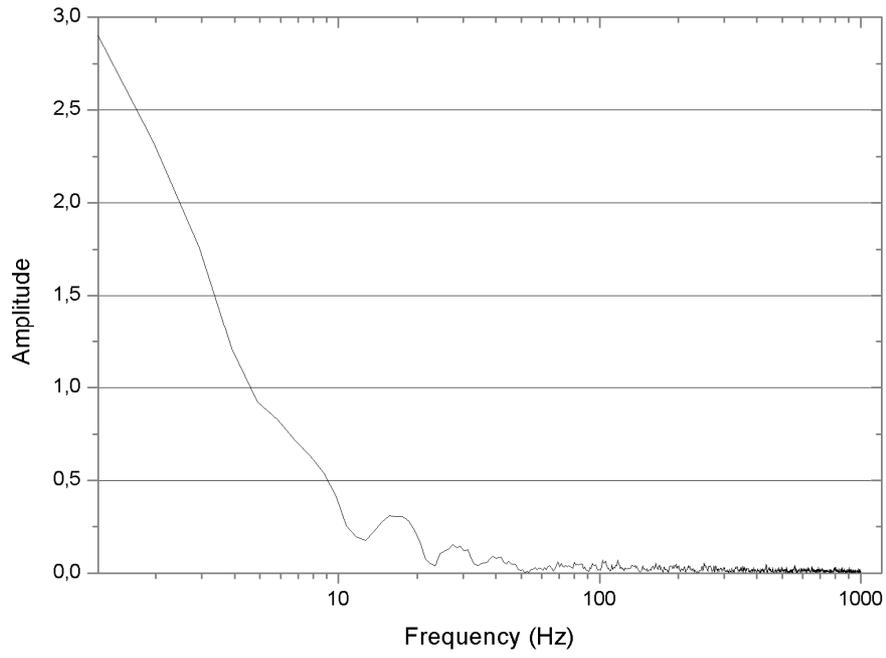
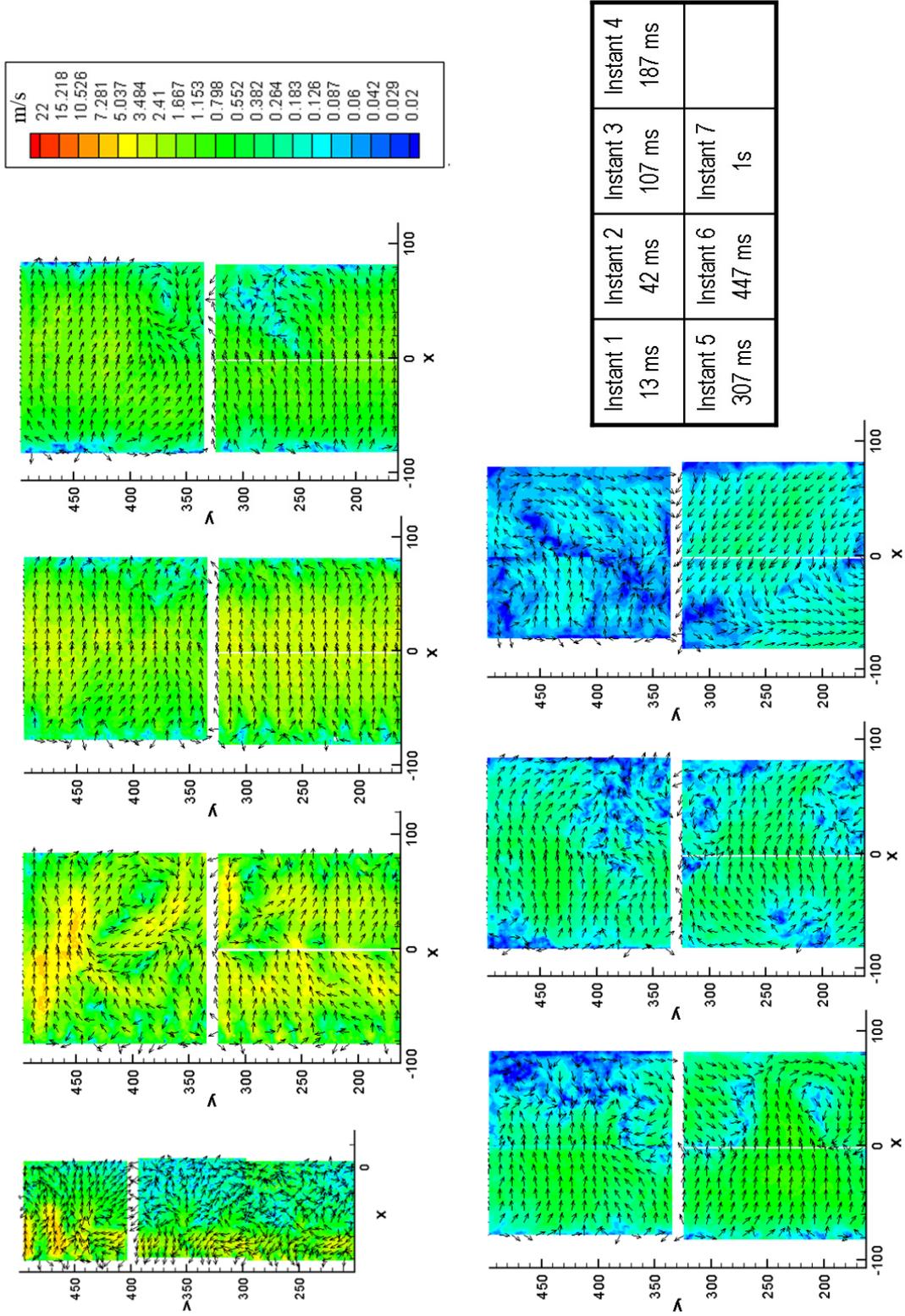


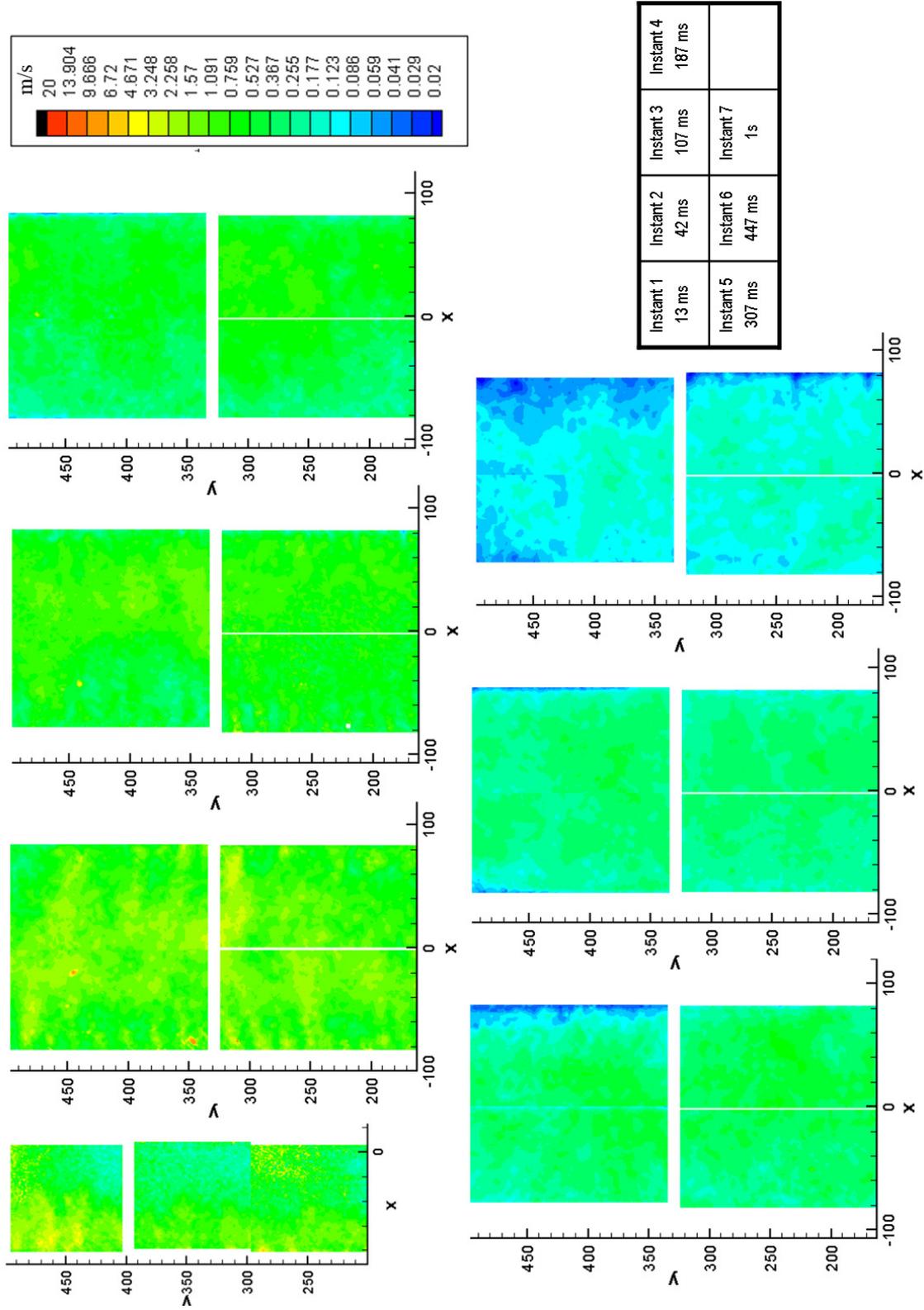
Figure A-5 - Signal FFT.

ANNEXE B Résultats PIV

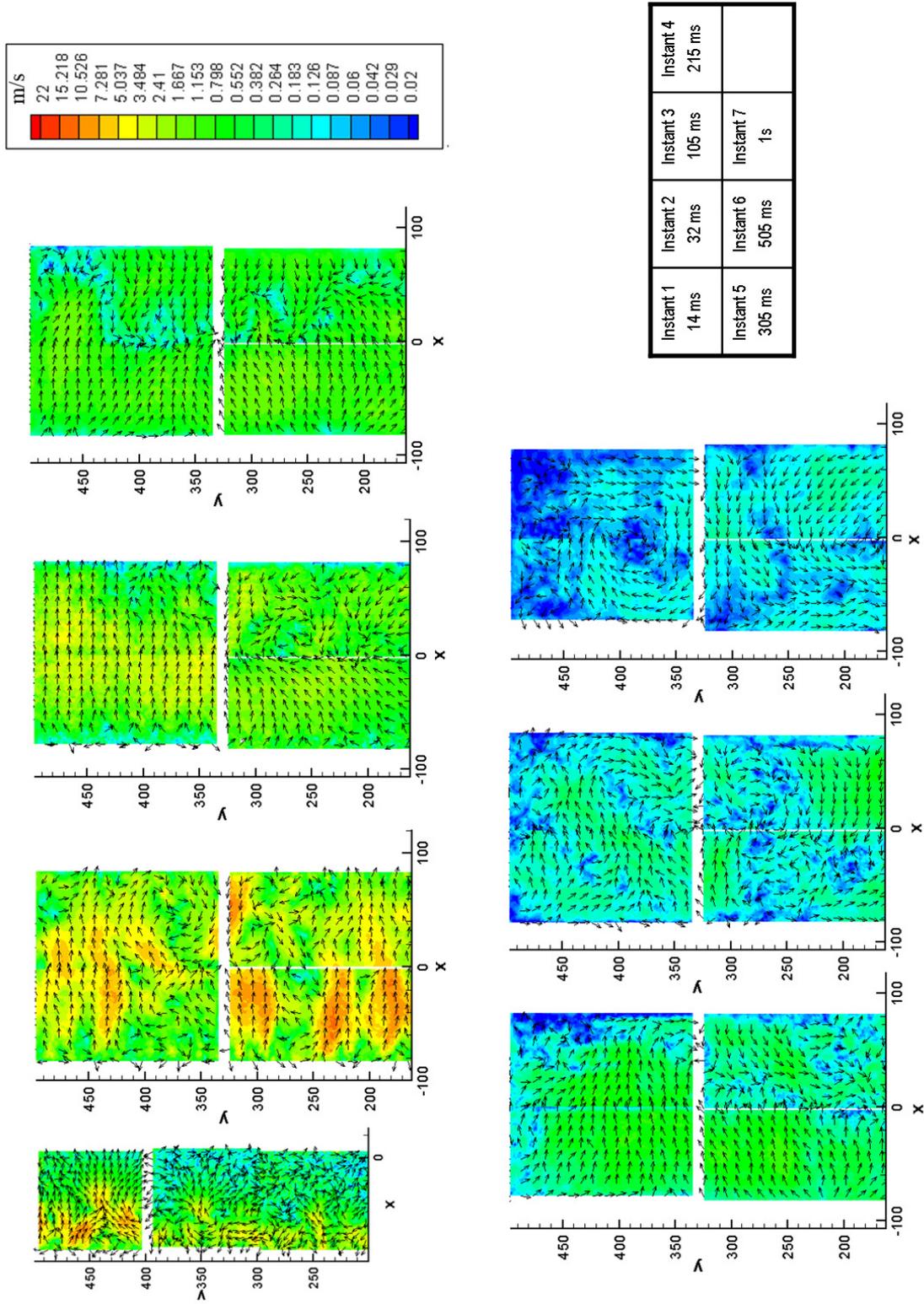
B.1 *Plans verticaux 4 et 5.*



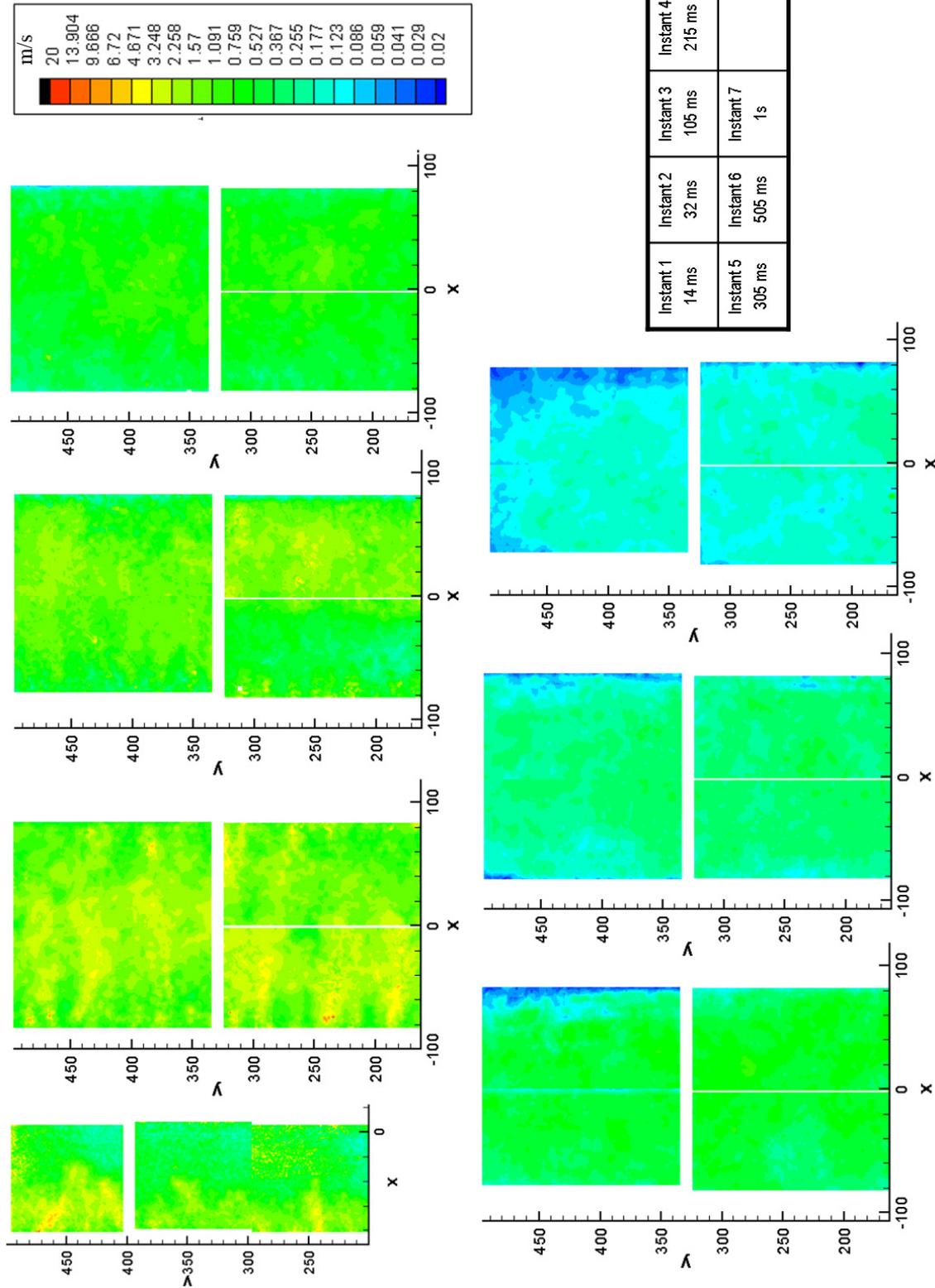
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ri} = 3$ bar.



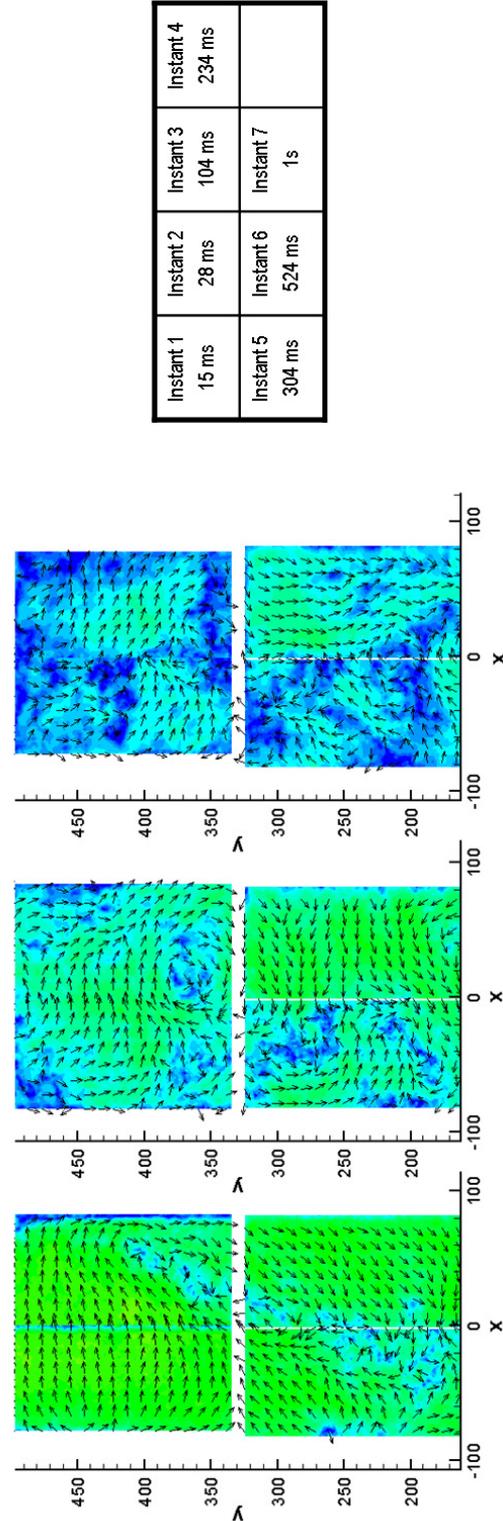
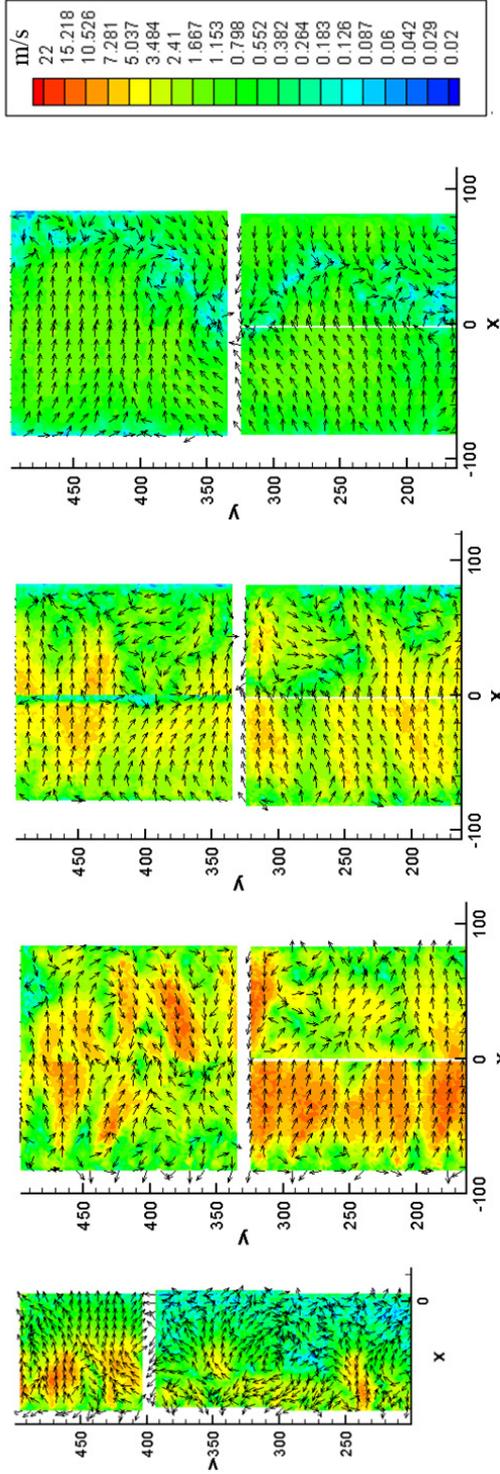
Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ii} = 3$ bar.



Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ii} = 5$ bar.

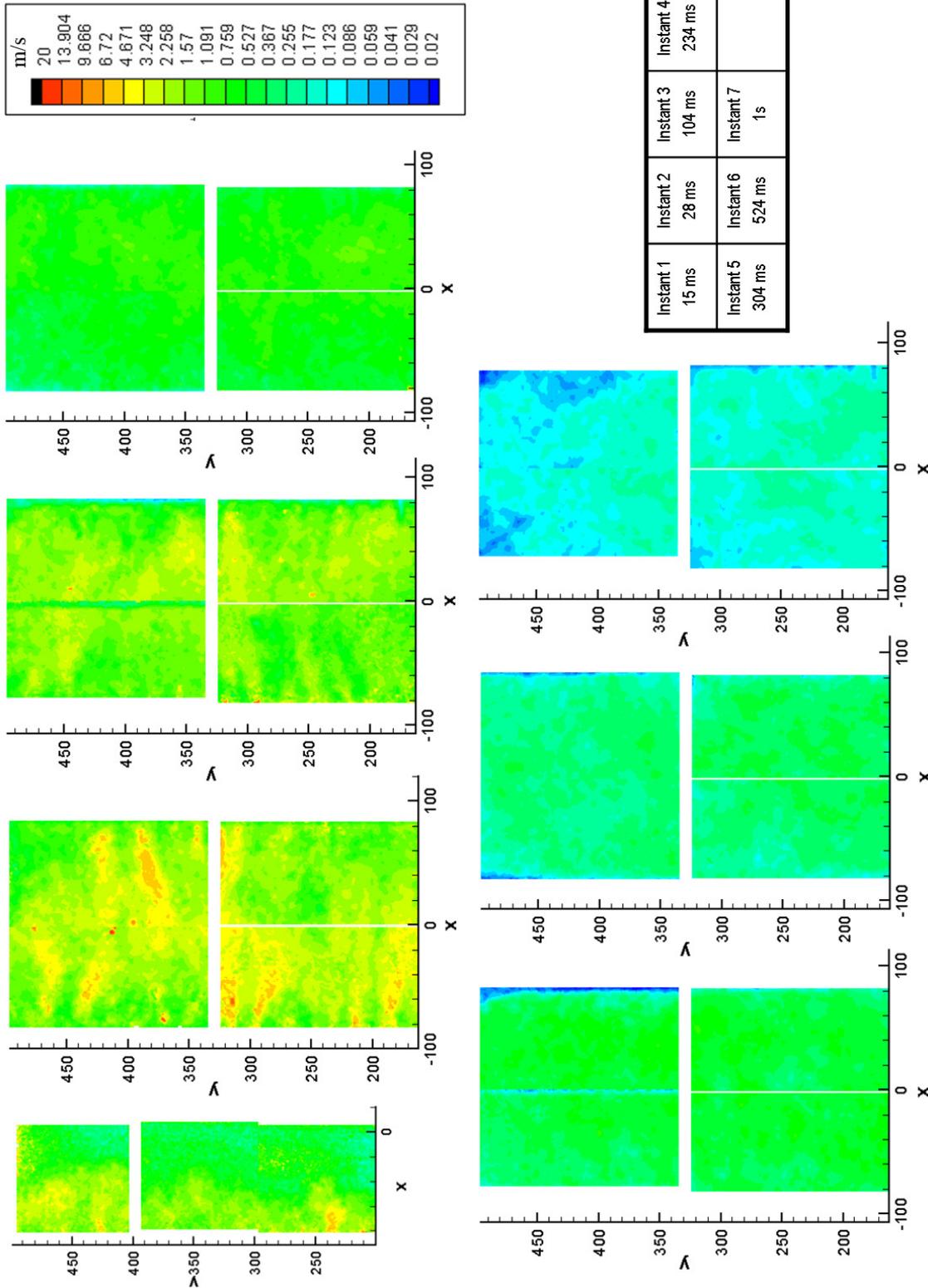


Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ii} = 5$ bar.



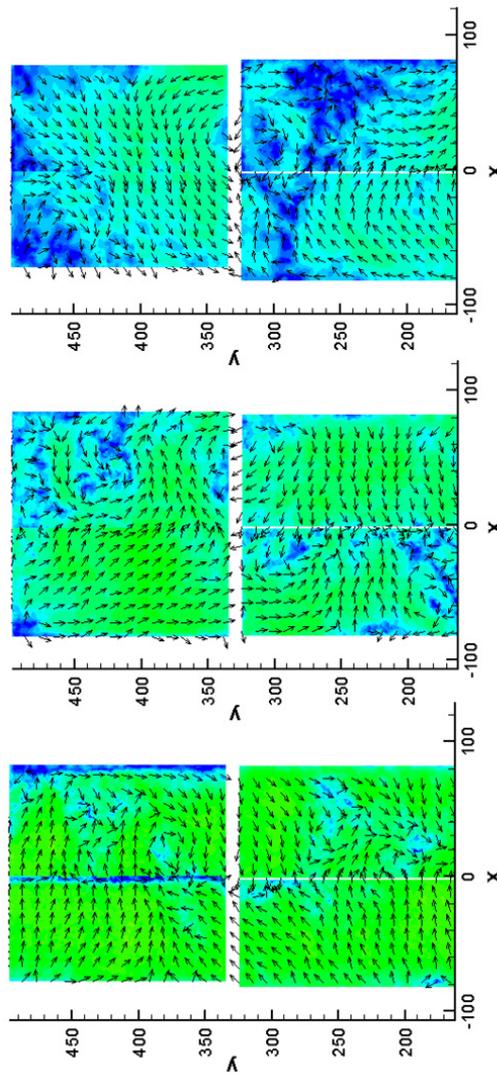
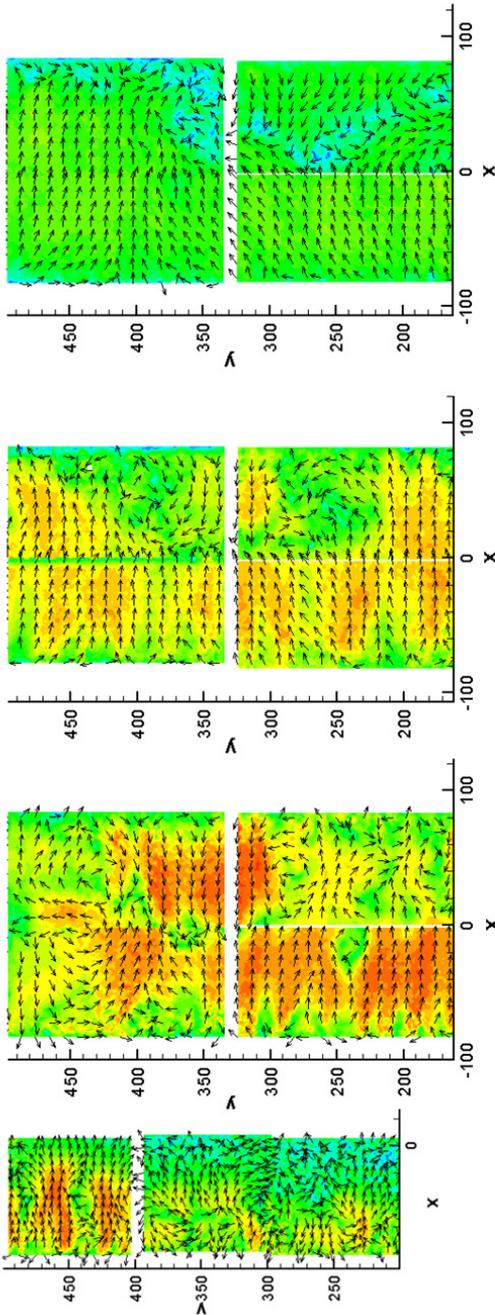
Instant 1 15 ms	Instant 2 28 ms	Instant 3 104 ms	Instant 4 234 ms
Instant 5 304 ms	Instant 6 524 ms	Instant 7 1 s	

Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{II} = 7$ bar.



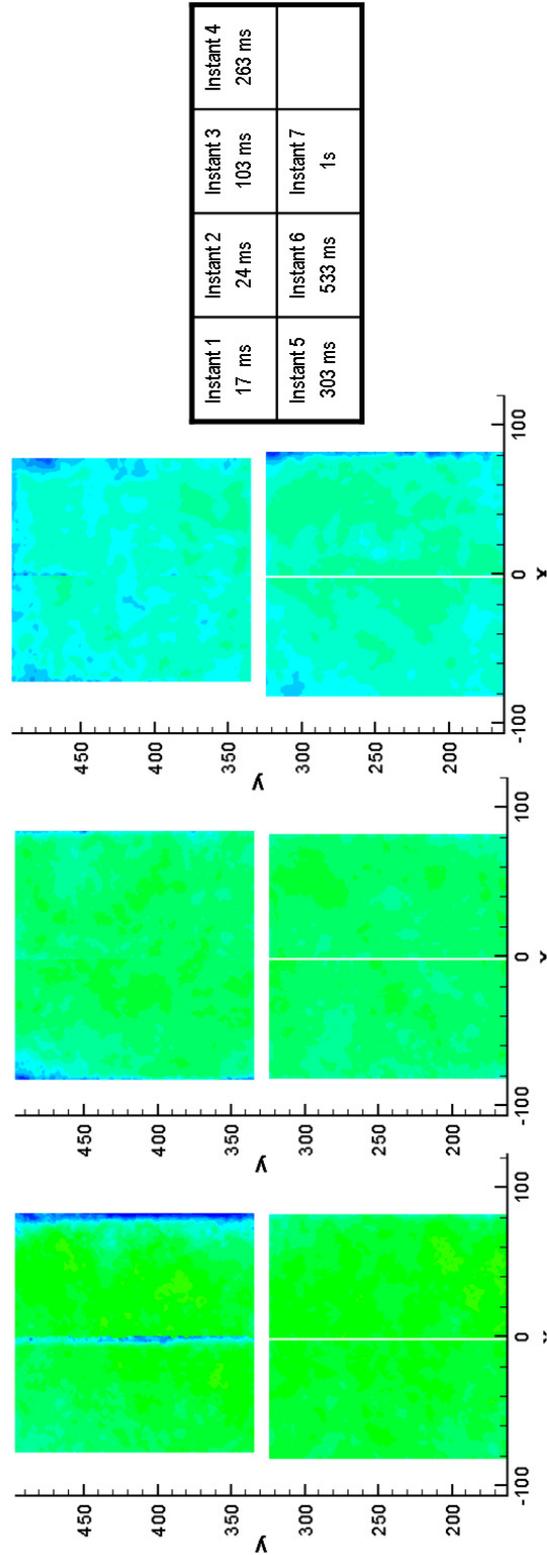
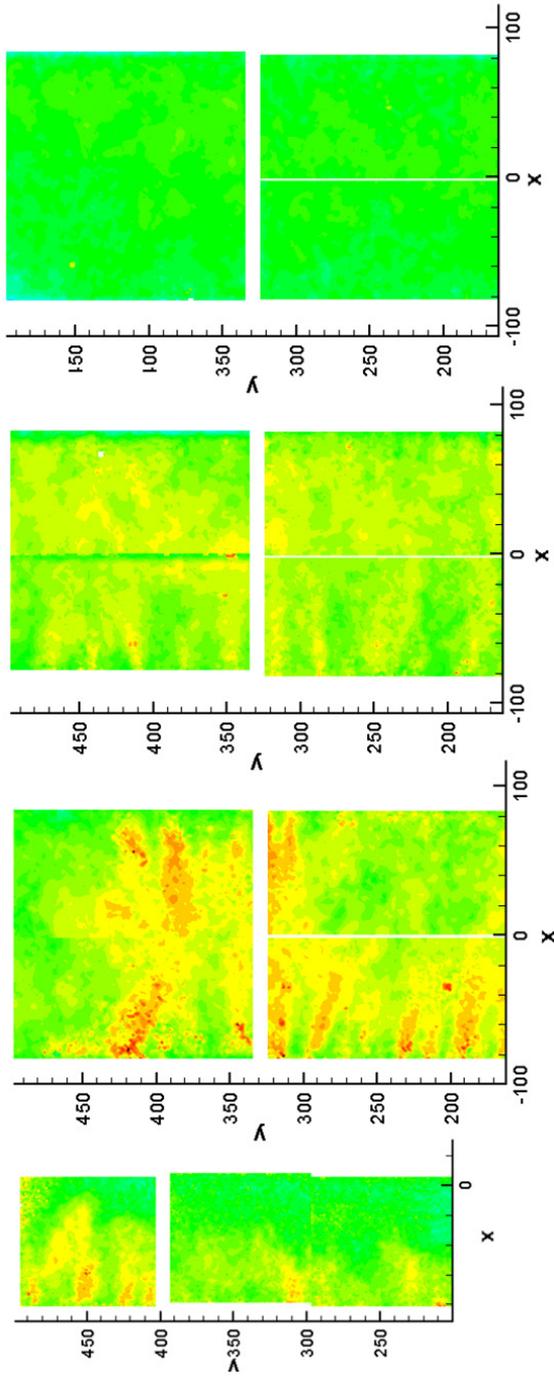
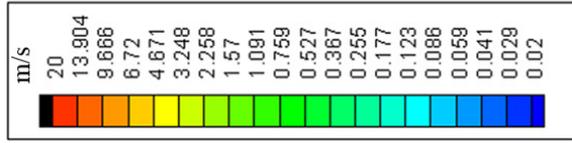
Instant 1 15 ms	Instant 2 28 ms	Instant 3 104 ms	Instant 4 234 ms
Instant 5 304 ms	Instant 6 524 ms	Instant 7 1 s	

Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ii} = 7$ bar.



Instant 1 17 ms	Instant 2 24 ms	Instant 3 103 ms	Instant 4 263 ms
Instant 5 303 ms	Instant 6 533 ms	Instant 7 1 s	

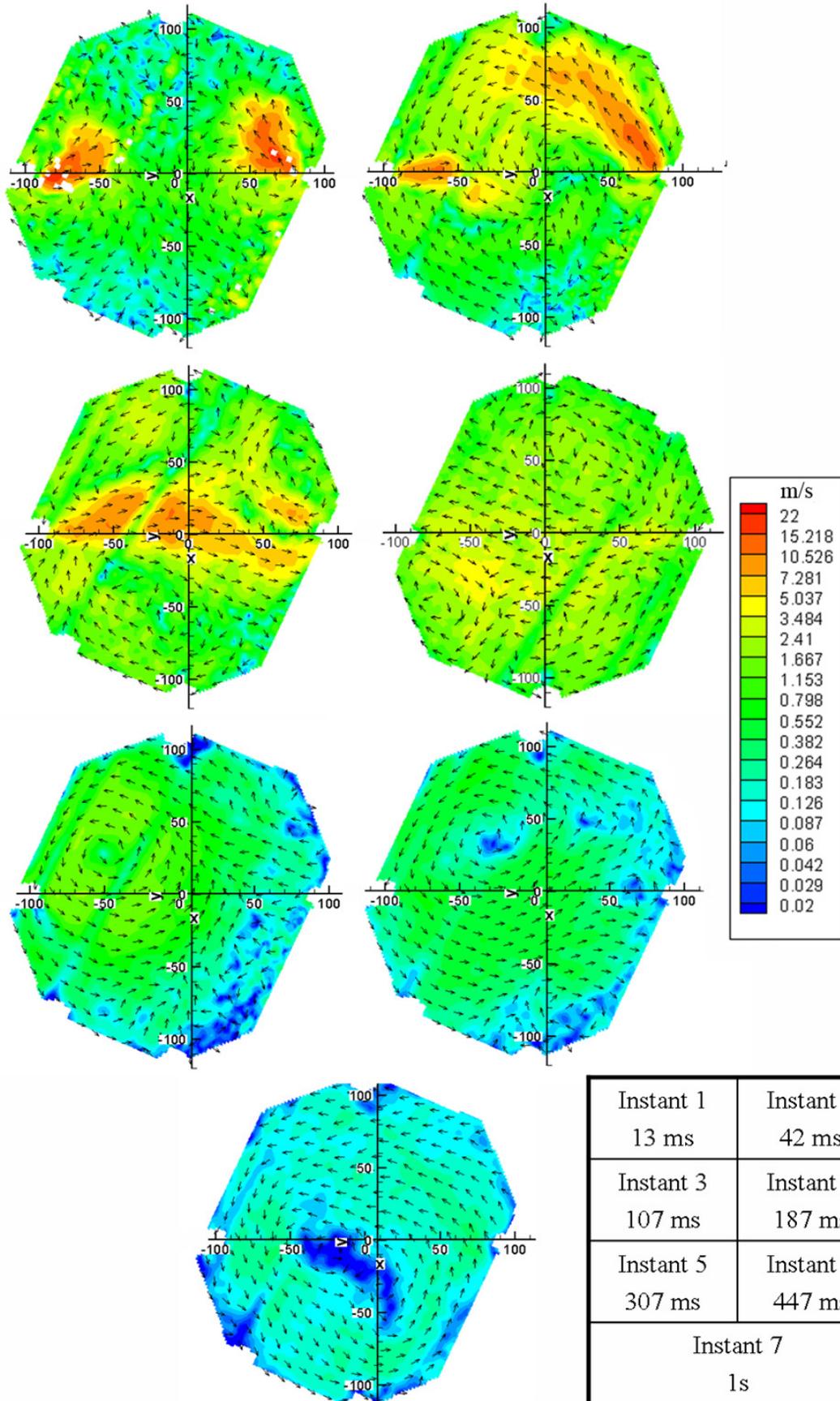
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ii} = 10$ bar.



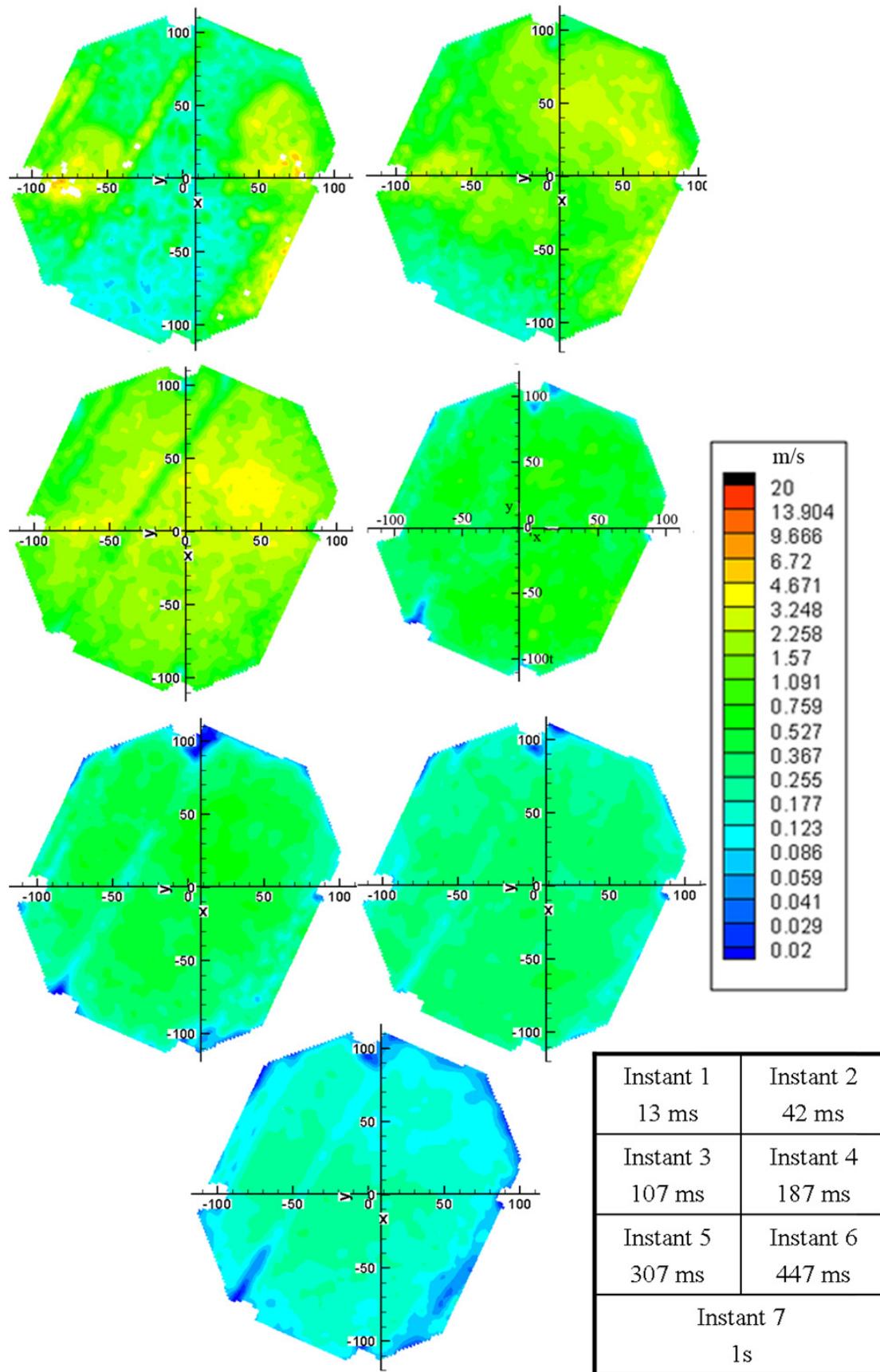
Instant 1 17 ms	Instant 2 24 ms	Instant 3 103 ms	Instant 4 263 ms
Instant 5 303 ms	Instant 6 533 ms	Instant 7 1 s	

Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{in} = 10$ bar.

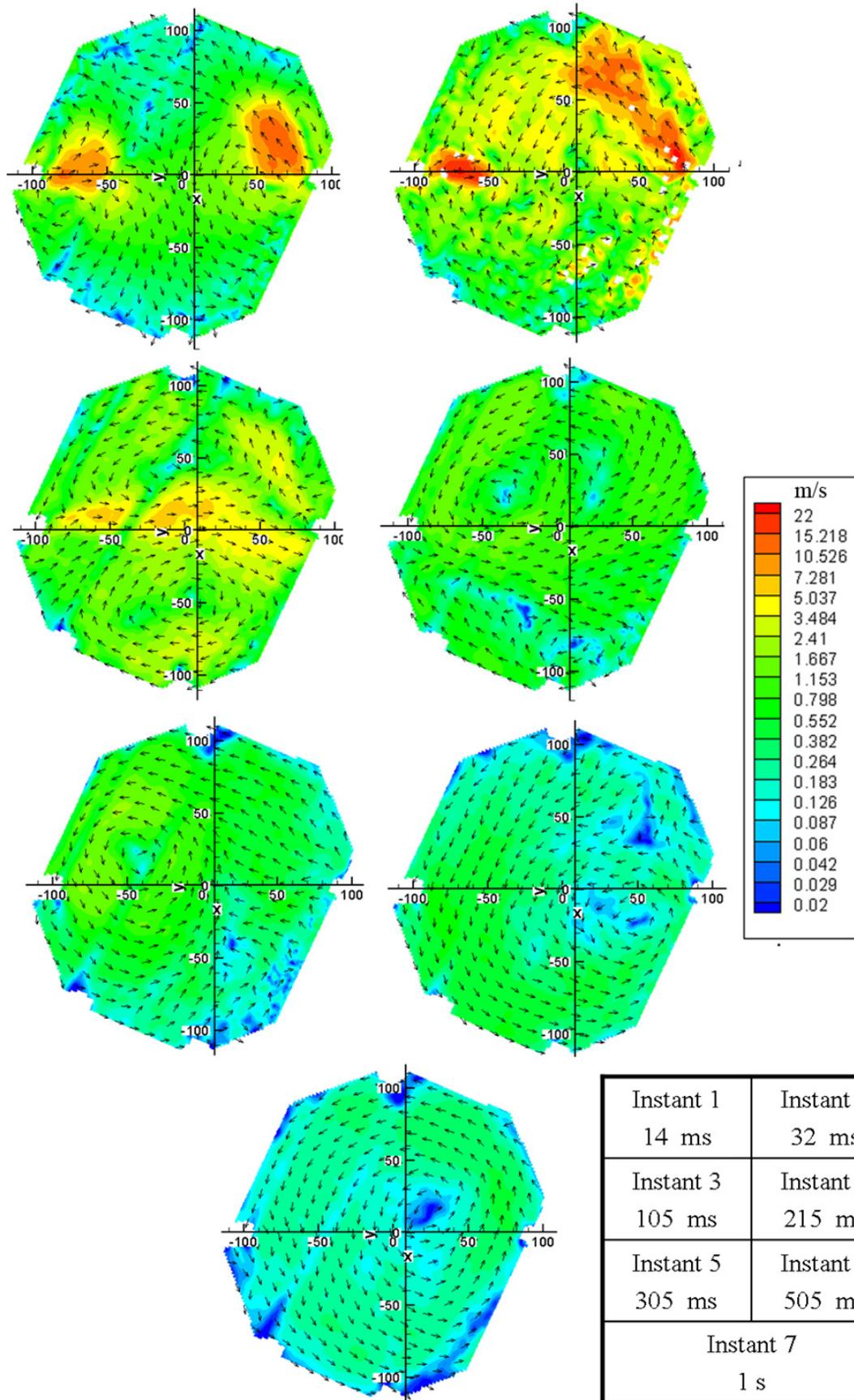
B.2 *Plan horizontal 1*



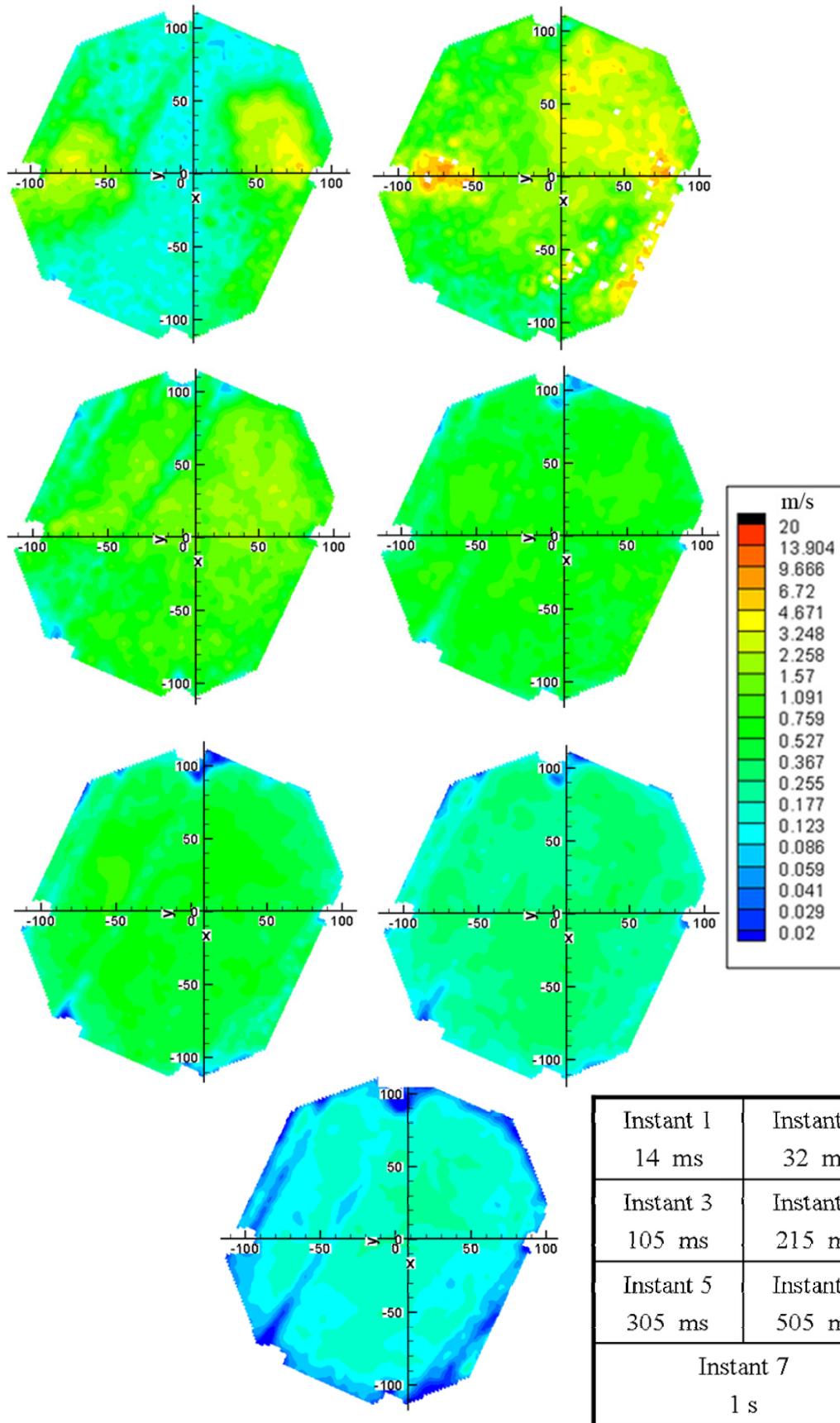
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 1. $P_{ri} = 3$ bar.



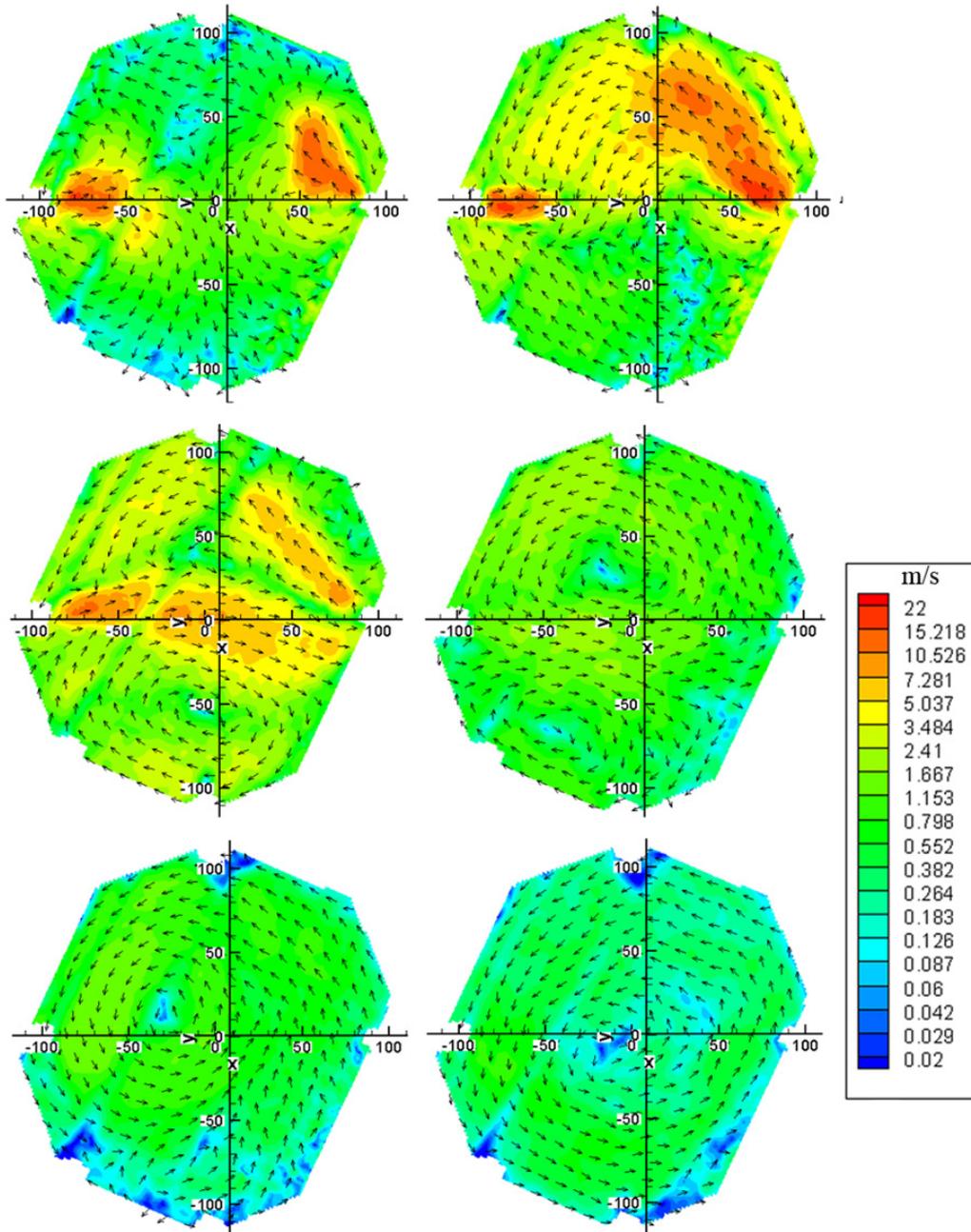
Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 1. $P_{ri} = 3$ bar.



Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 1. $P_{ri} = 5$ bar.

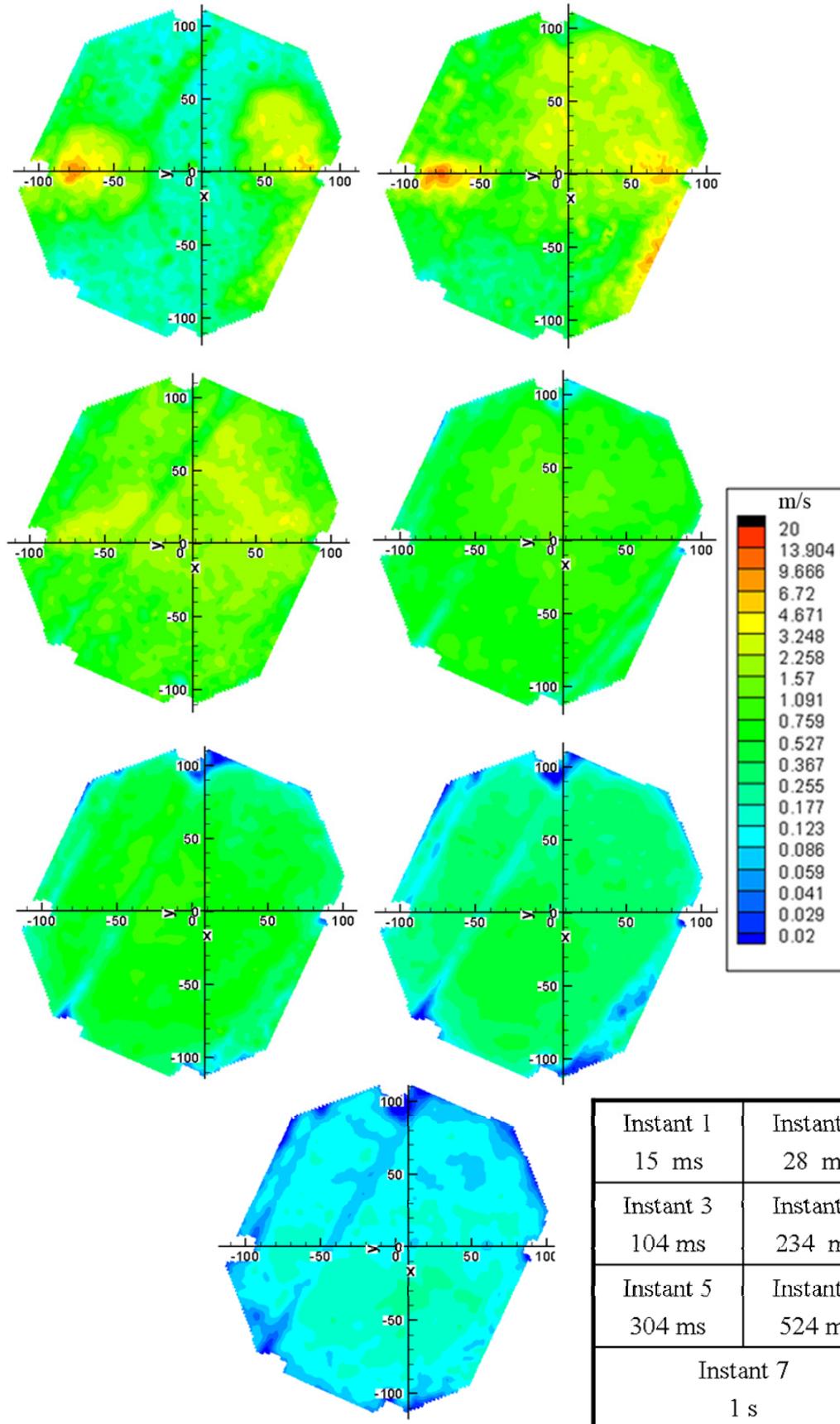


Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 1. $P_{ii} = 5$ bar.

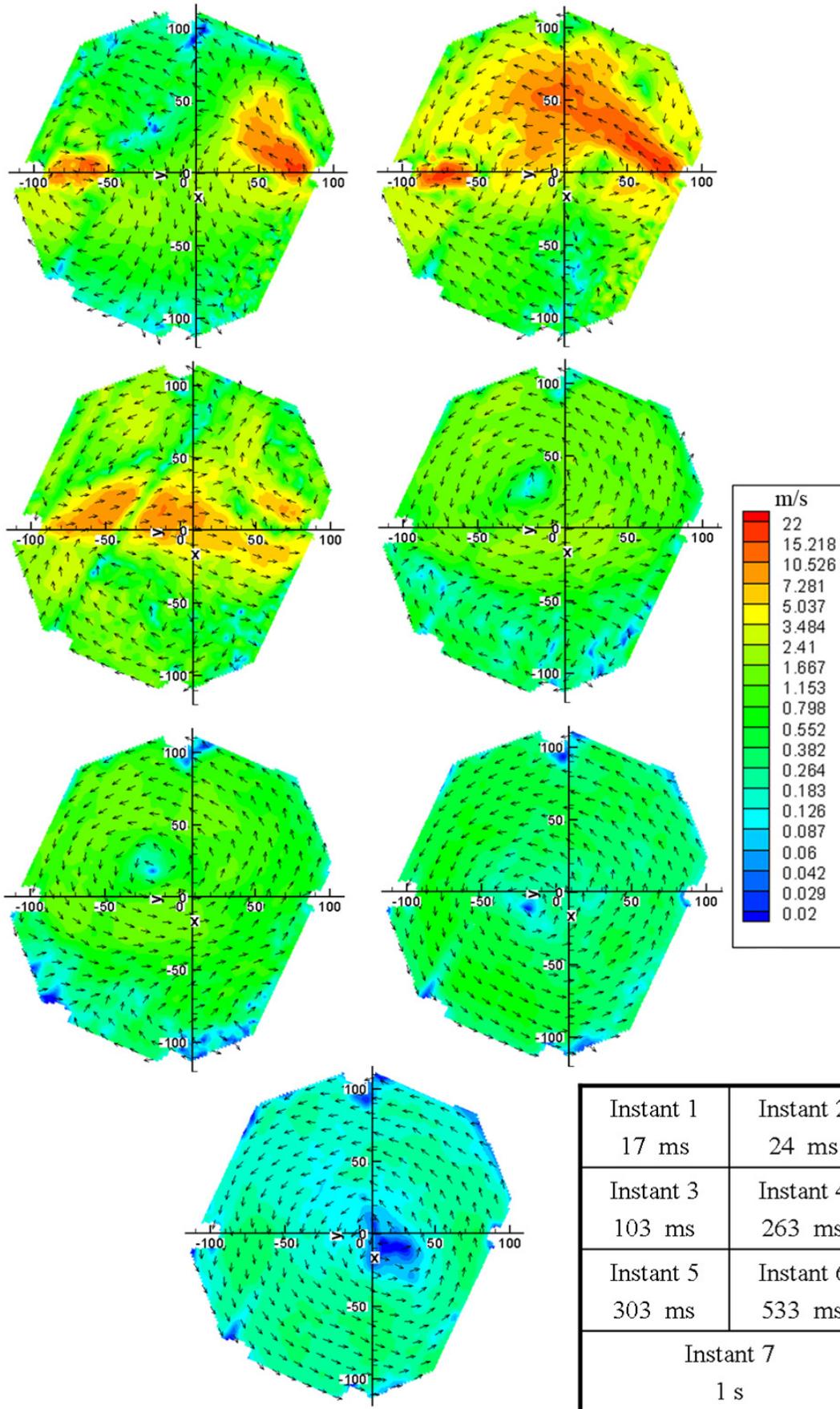


Instant 1 15 ms	Instant 2 28 ms
Instant 3 104 ms	Instant 4 234 ms
Instant 5 304 ms	Instant 6 524 ms
Instant 7 1 s	

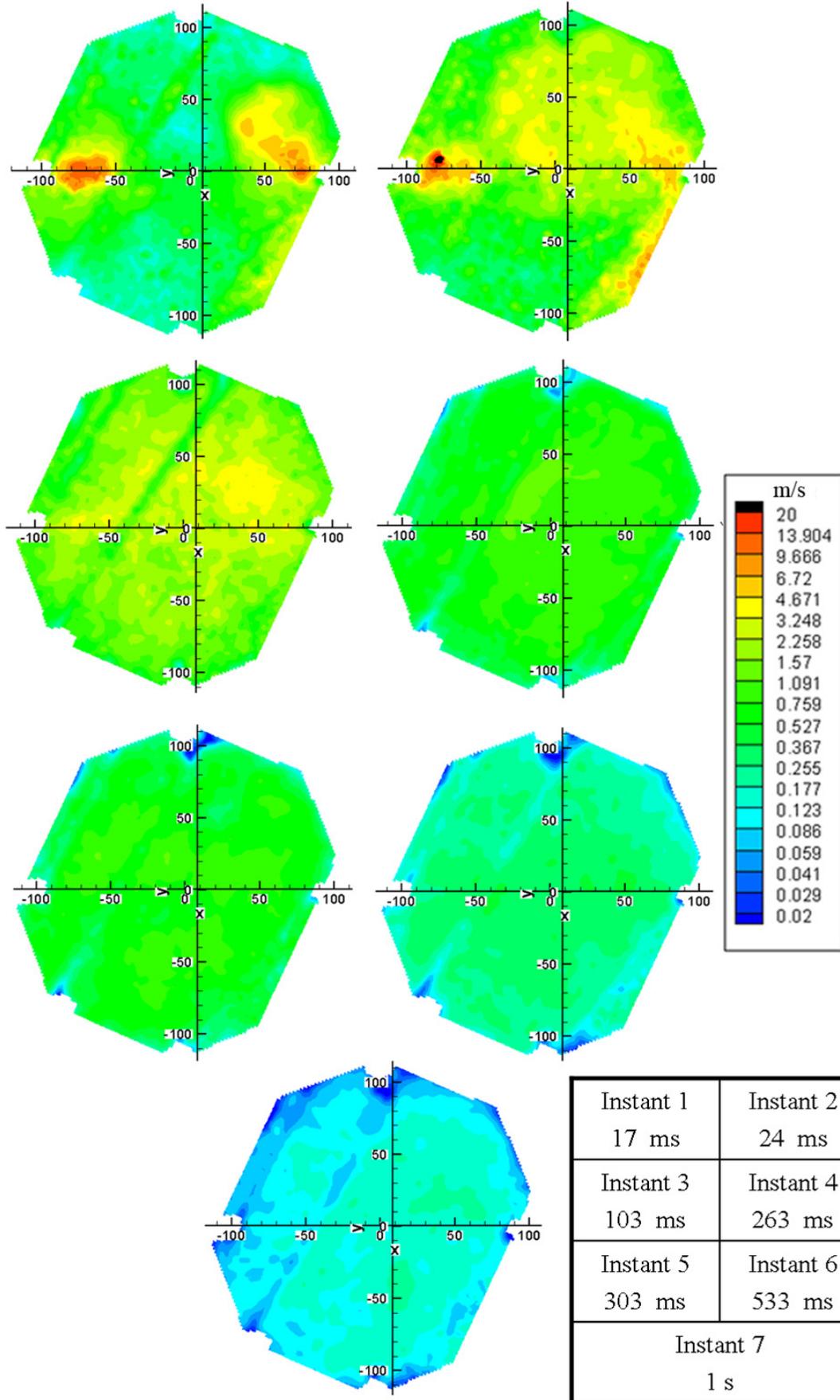
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 1. $P_{ri} = 7$ bar.



Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 1. $P_{ri} = 7$ bar.

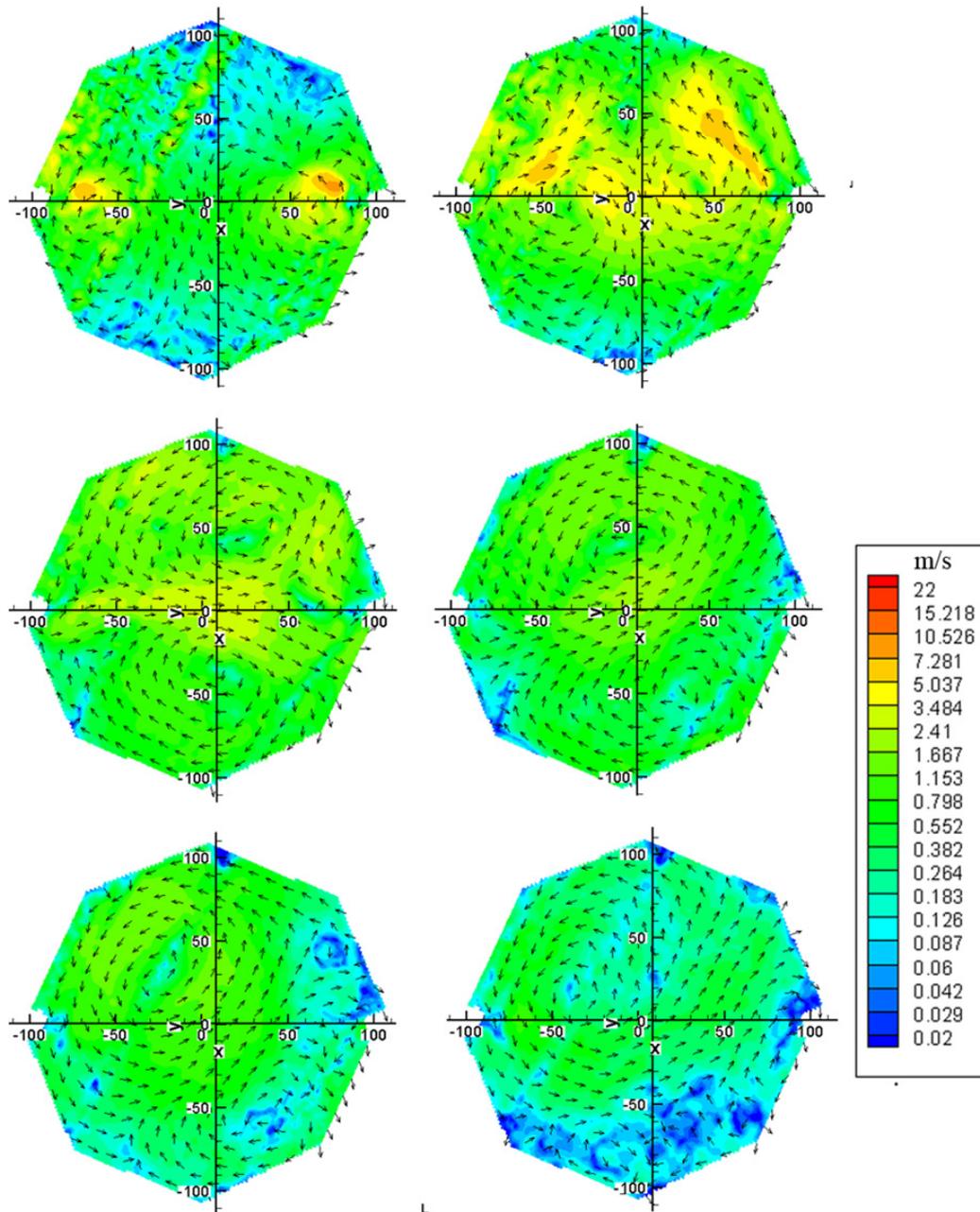


Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 1. $P_{ri} = 10$ bar.



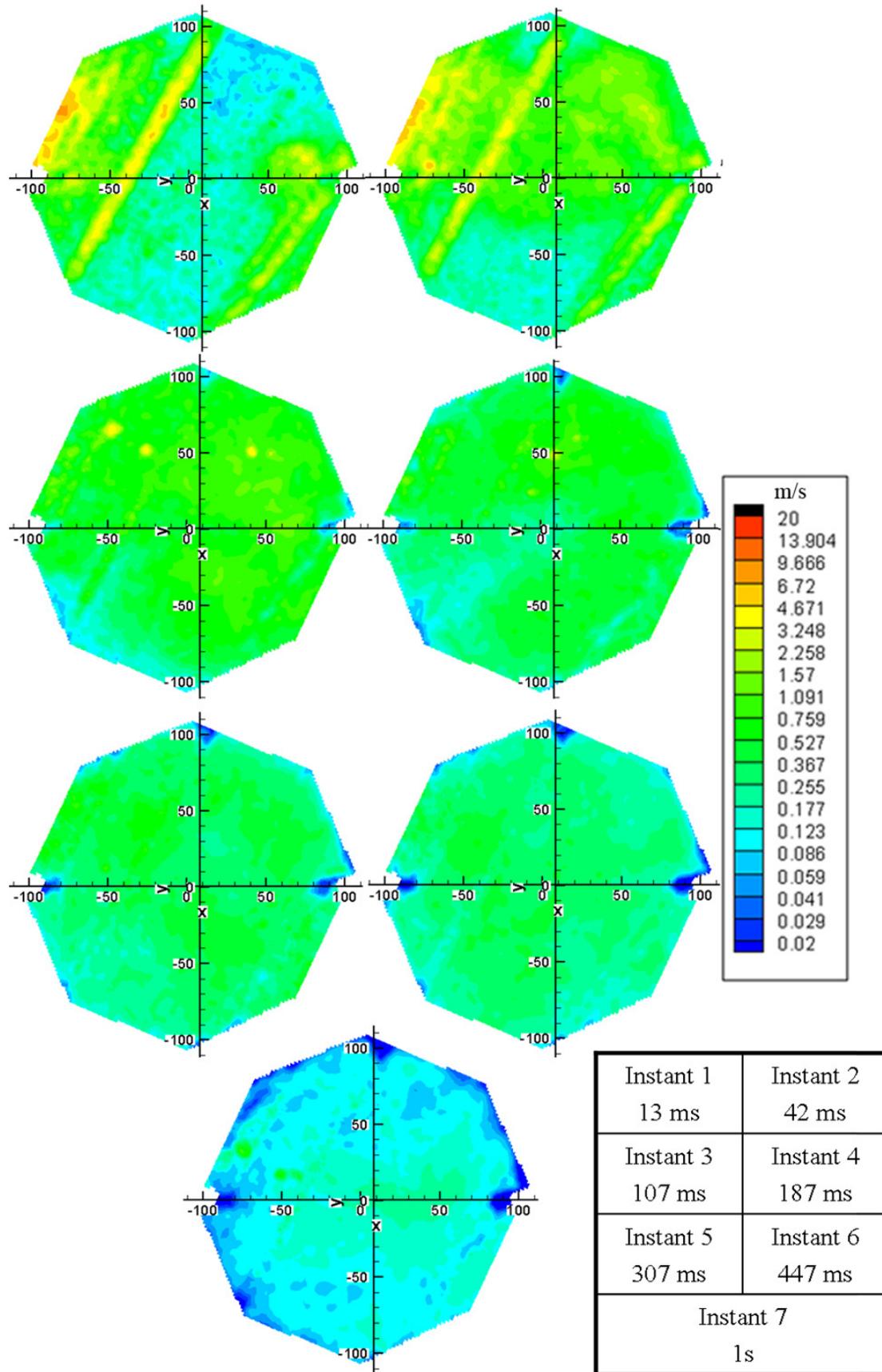
Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 1. $P_{ri} = 10$ bar.

B.3 *Plan horizontal 2*

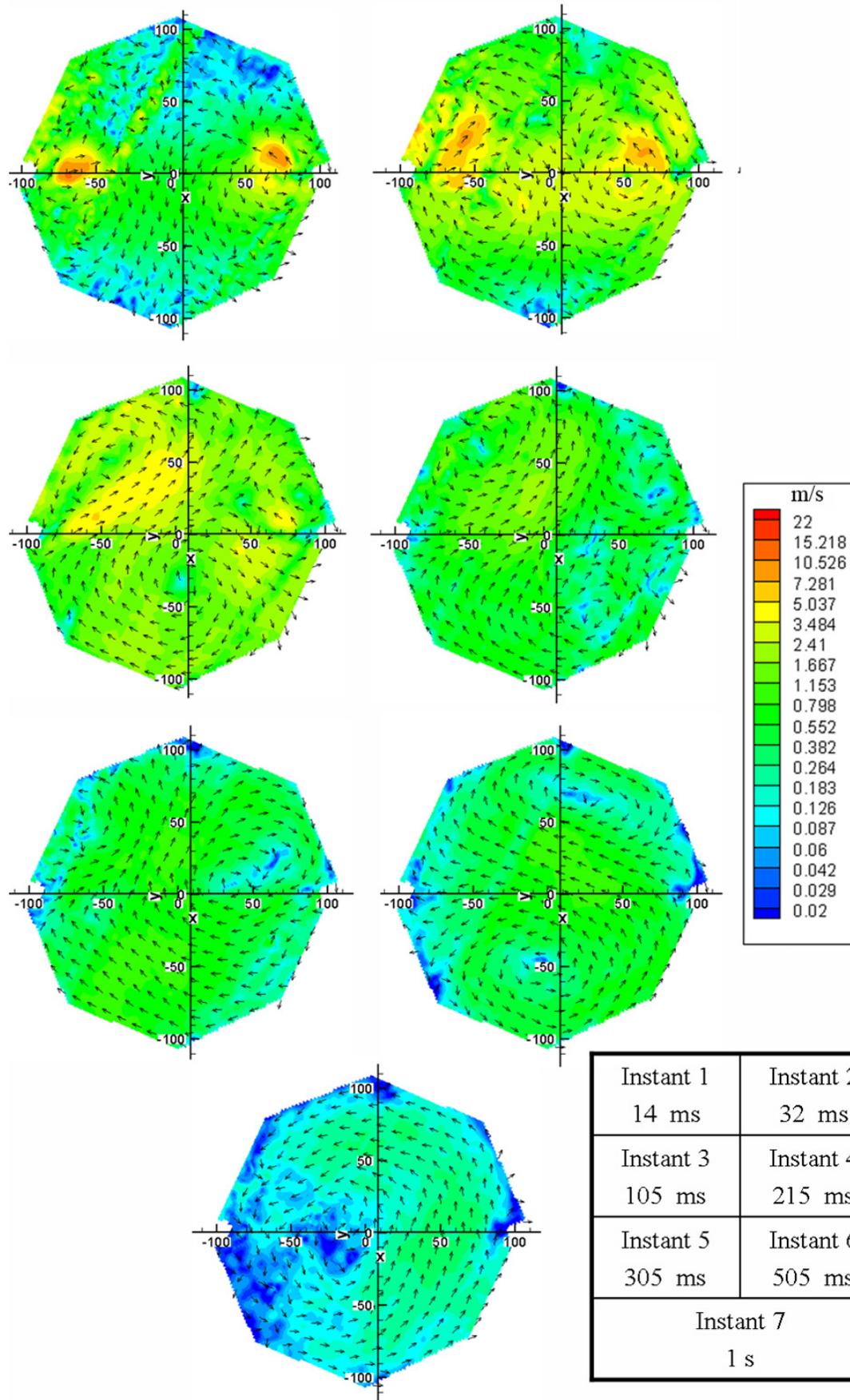


Instant 1 13 ms	Instant 2 42 ms
Instant 3 107 ms	Instant 4 187 ms
Instant 5 307 ms	Instant 6 447 ms
Instant 7 1s	

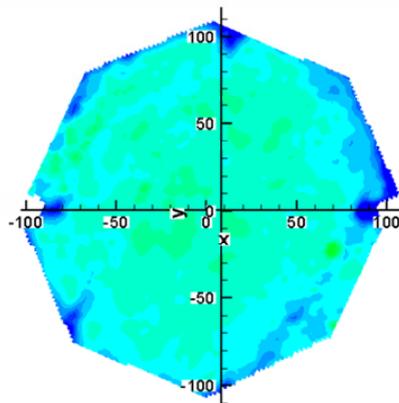
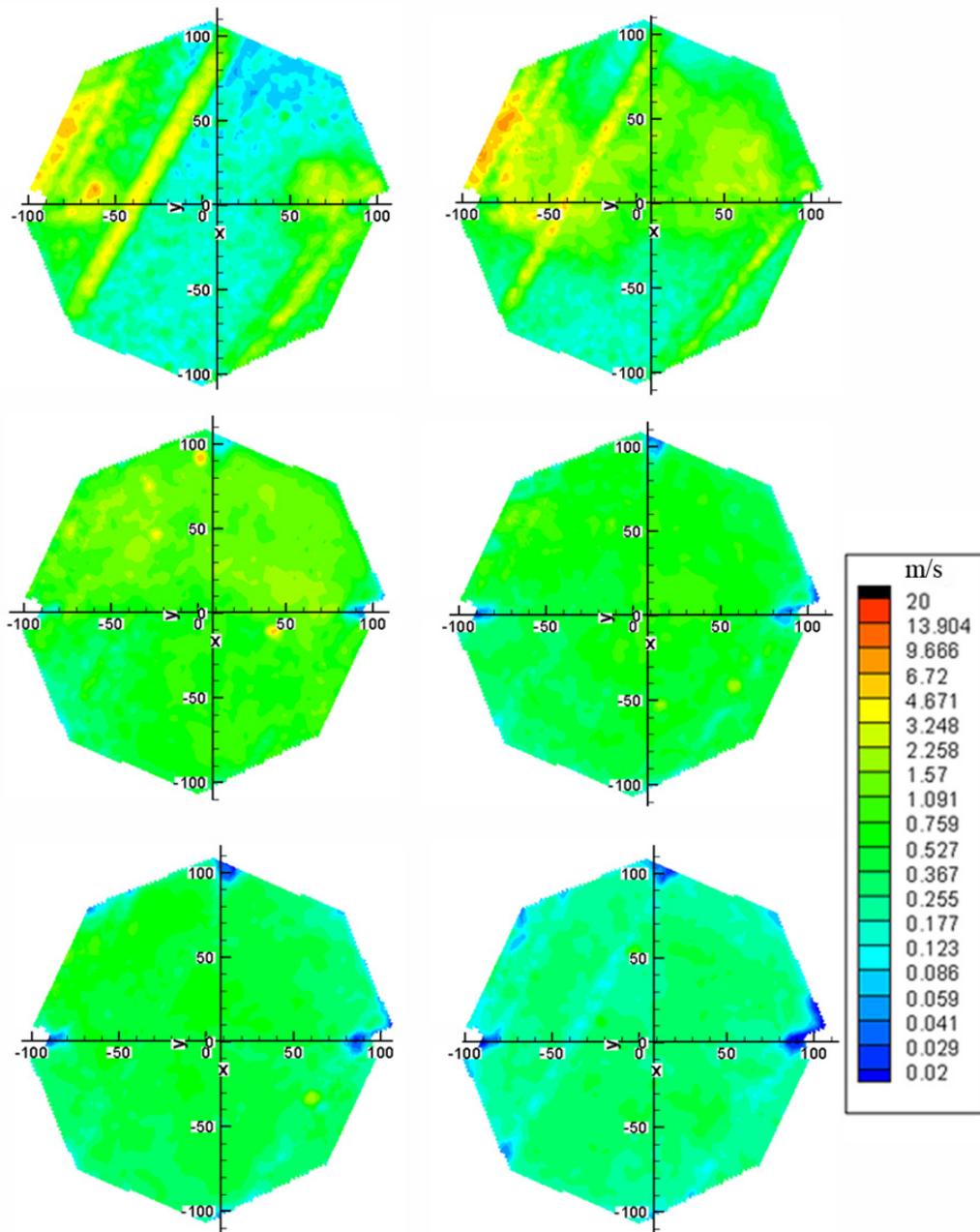
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 3$ bar.



Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 3$ bar.

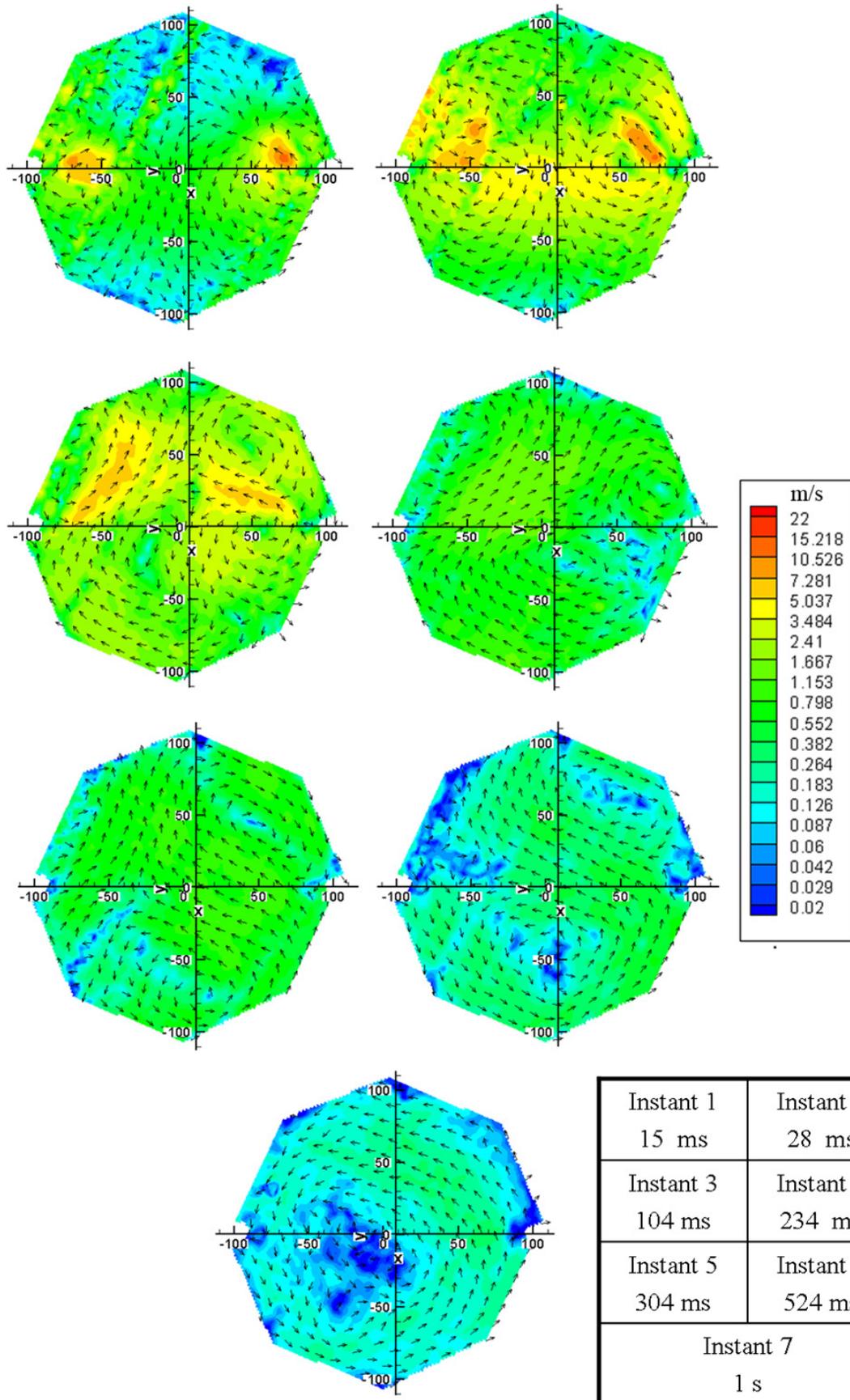


Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 5$ bar.

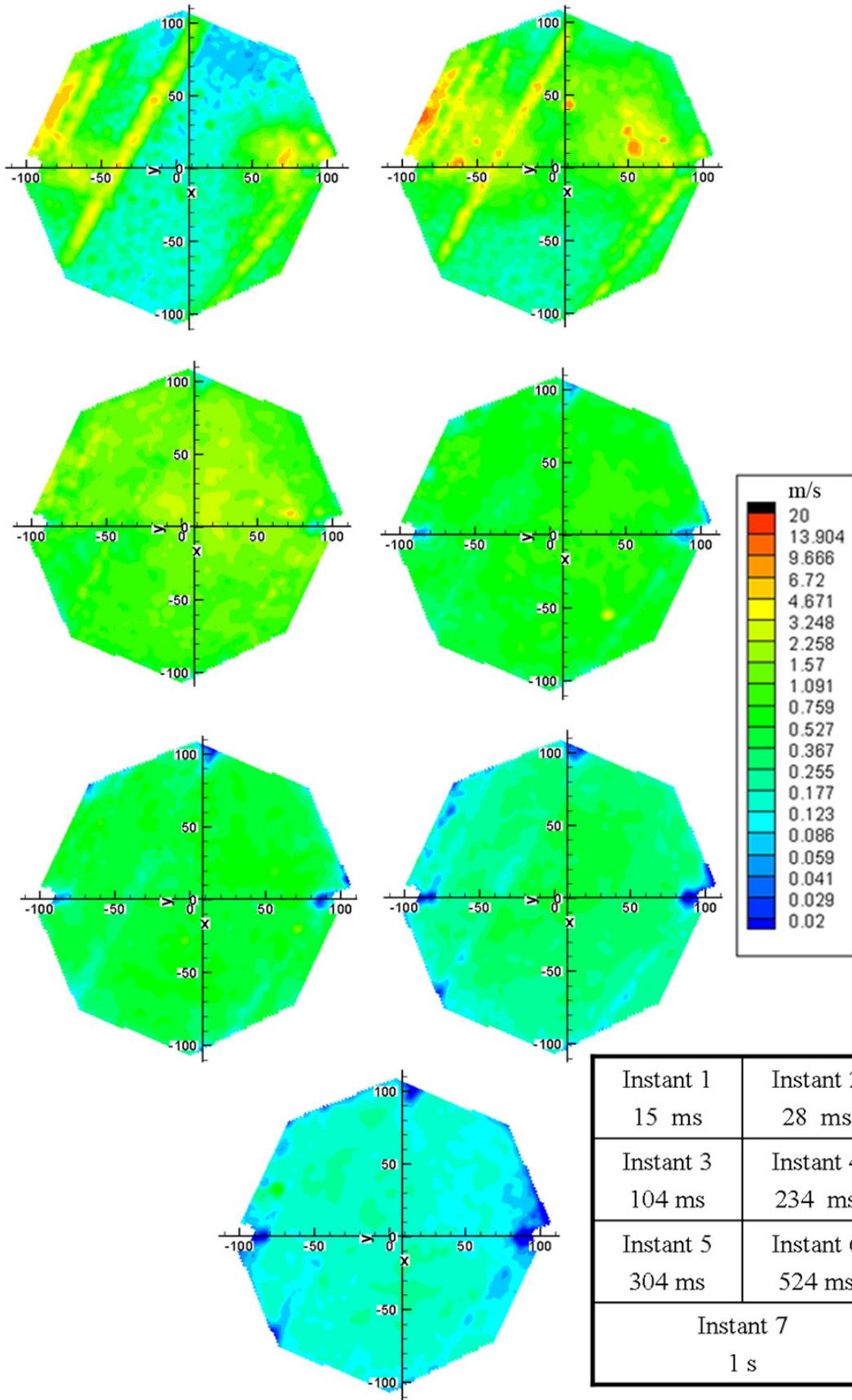


Instant 1 14 ms	Instant 2 32 ms
Instant 3 105 ms	Instant 4 215 ms
Instant 5 305 ms	Instant 6 505 ms
Instant 7 1 s	

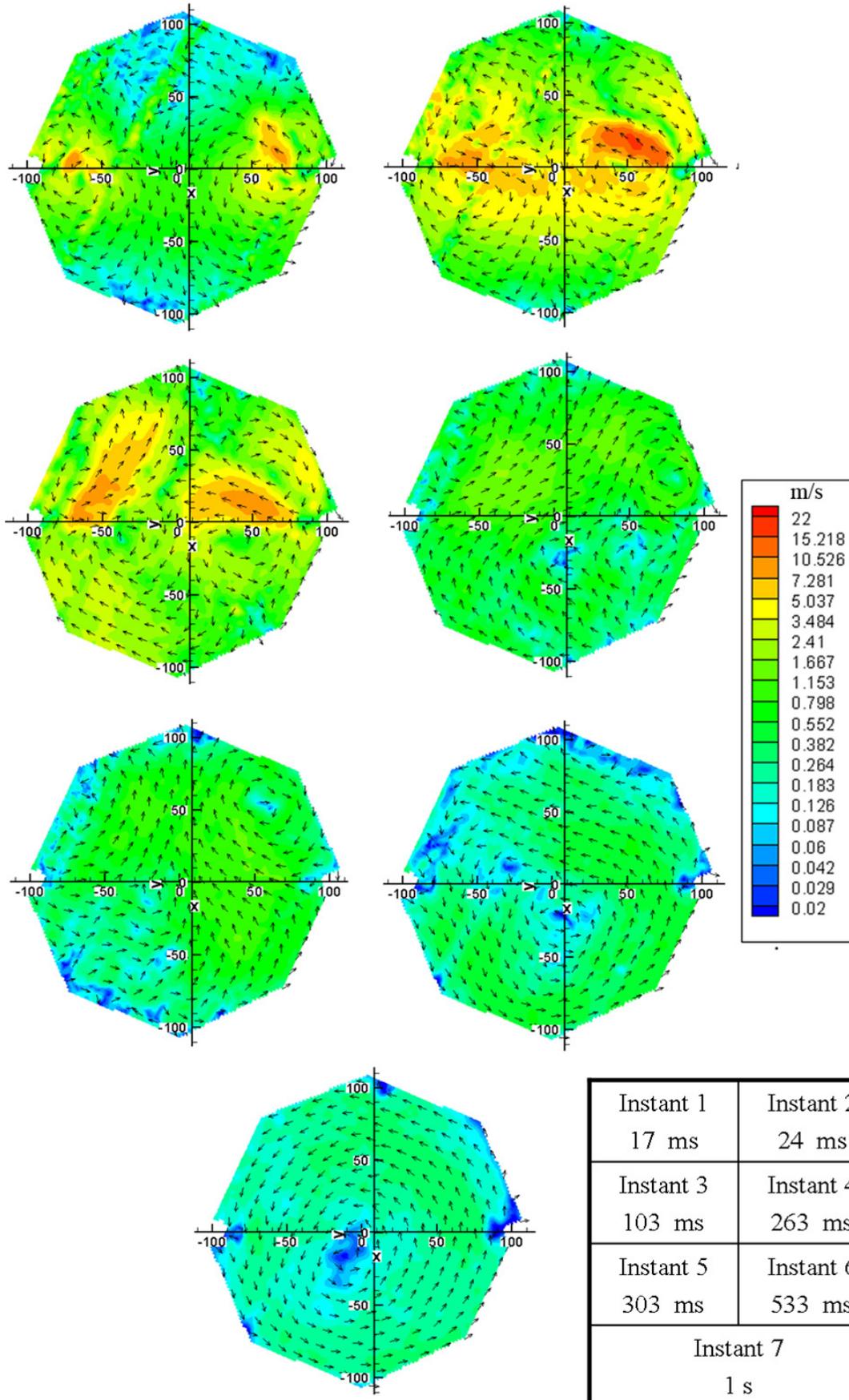
Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 2. $P_{ii} = 5$ bar.



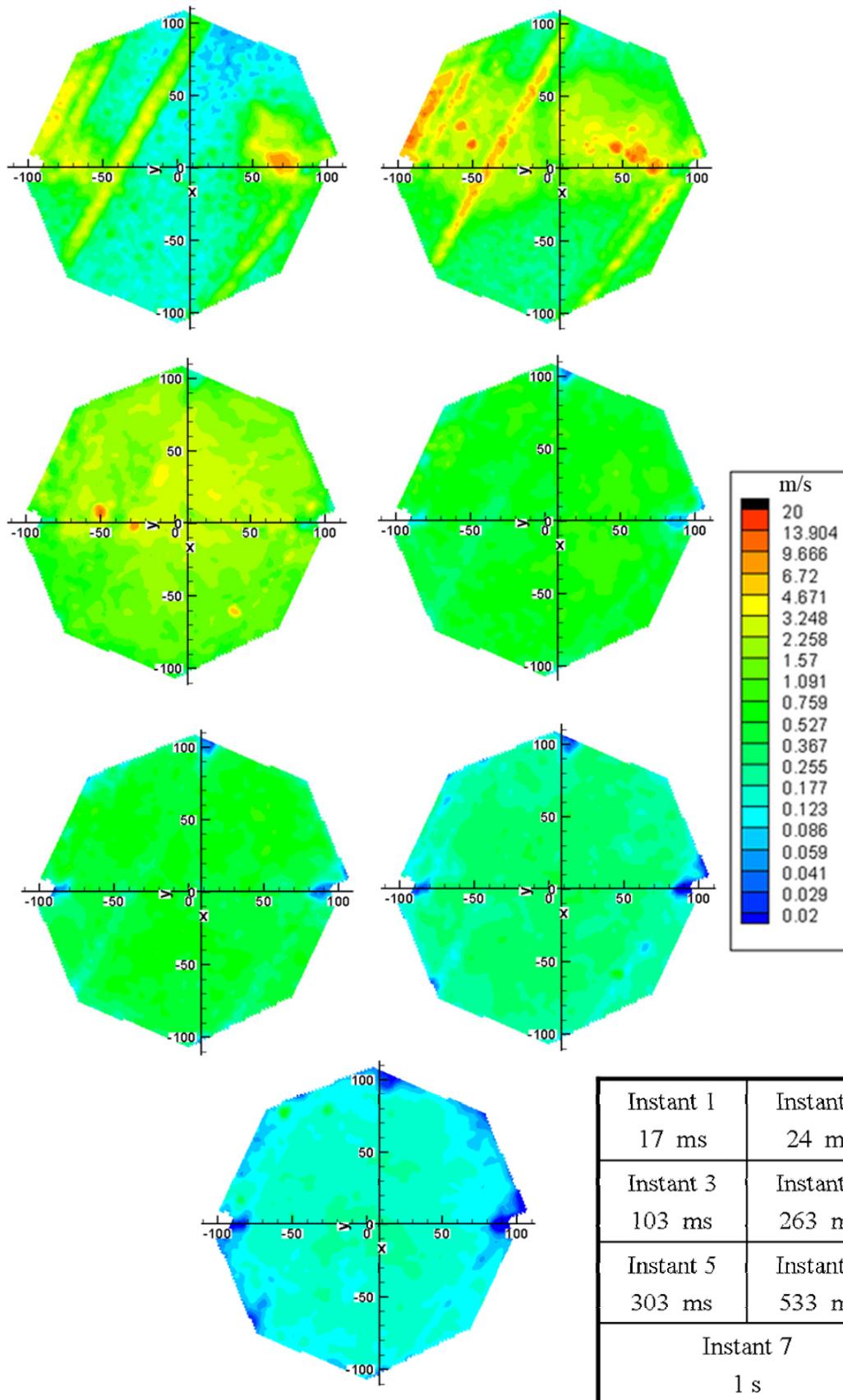
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 7$ bar.



Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 2. $P_{ii} = 7$ bar.

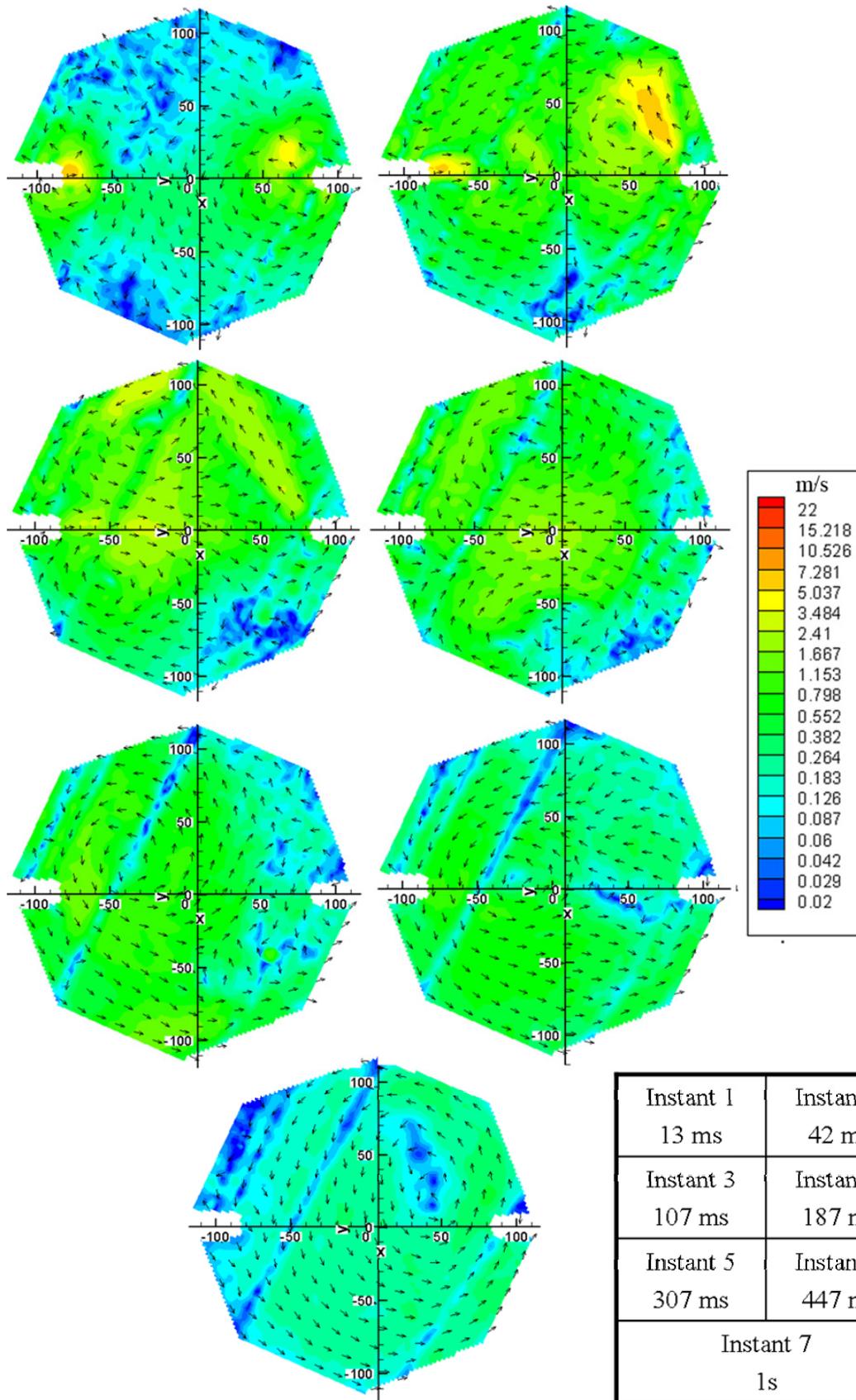


Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 10$ bar.

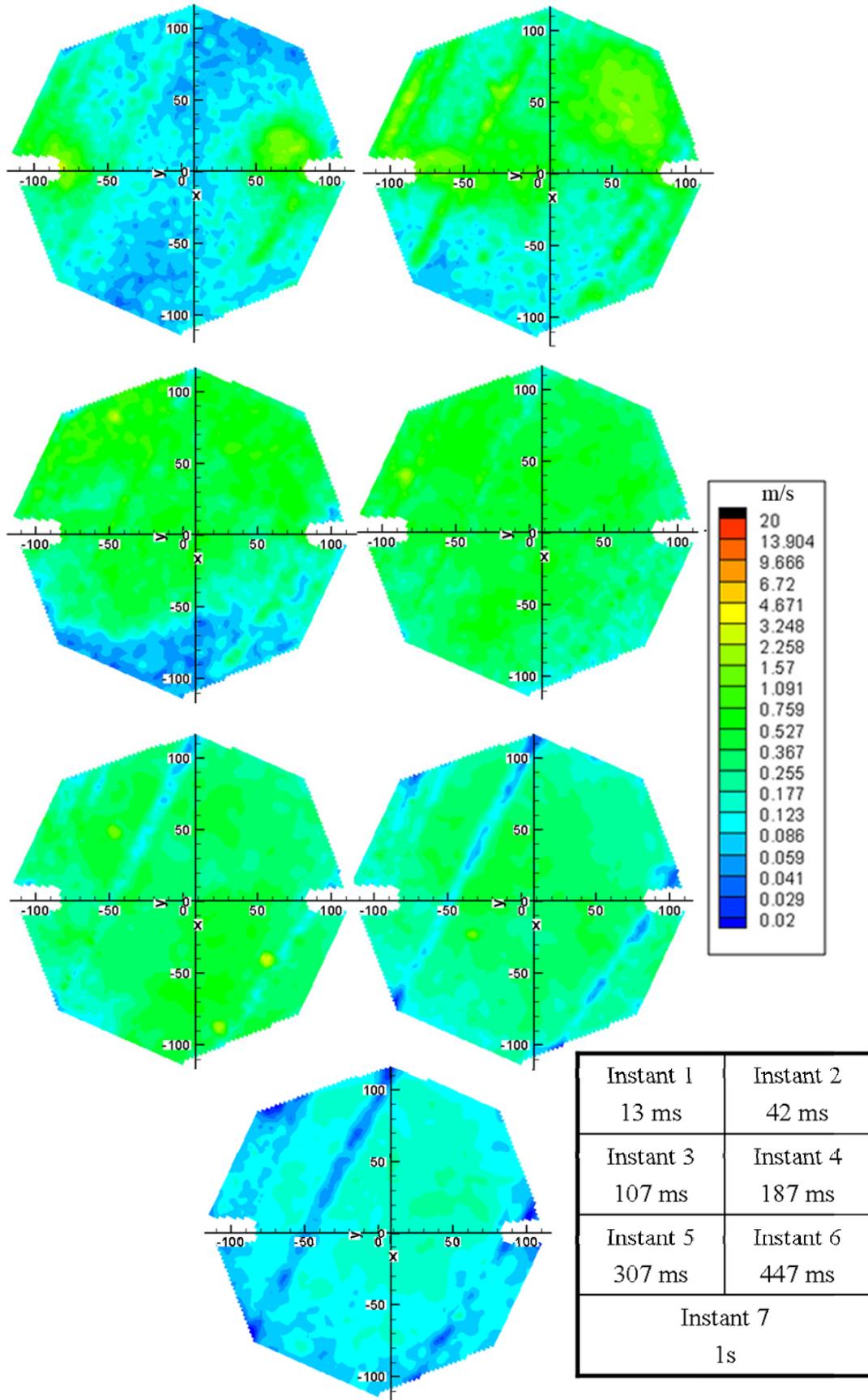


Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 10$ bar.

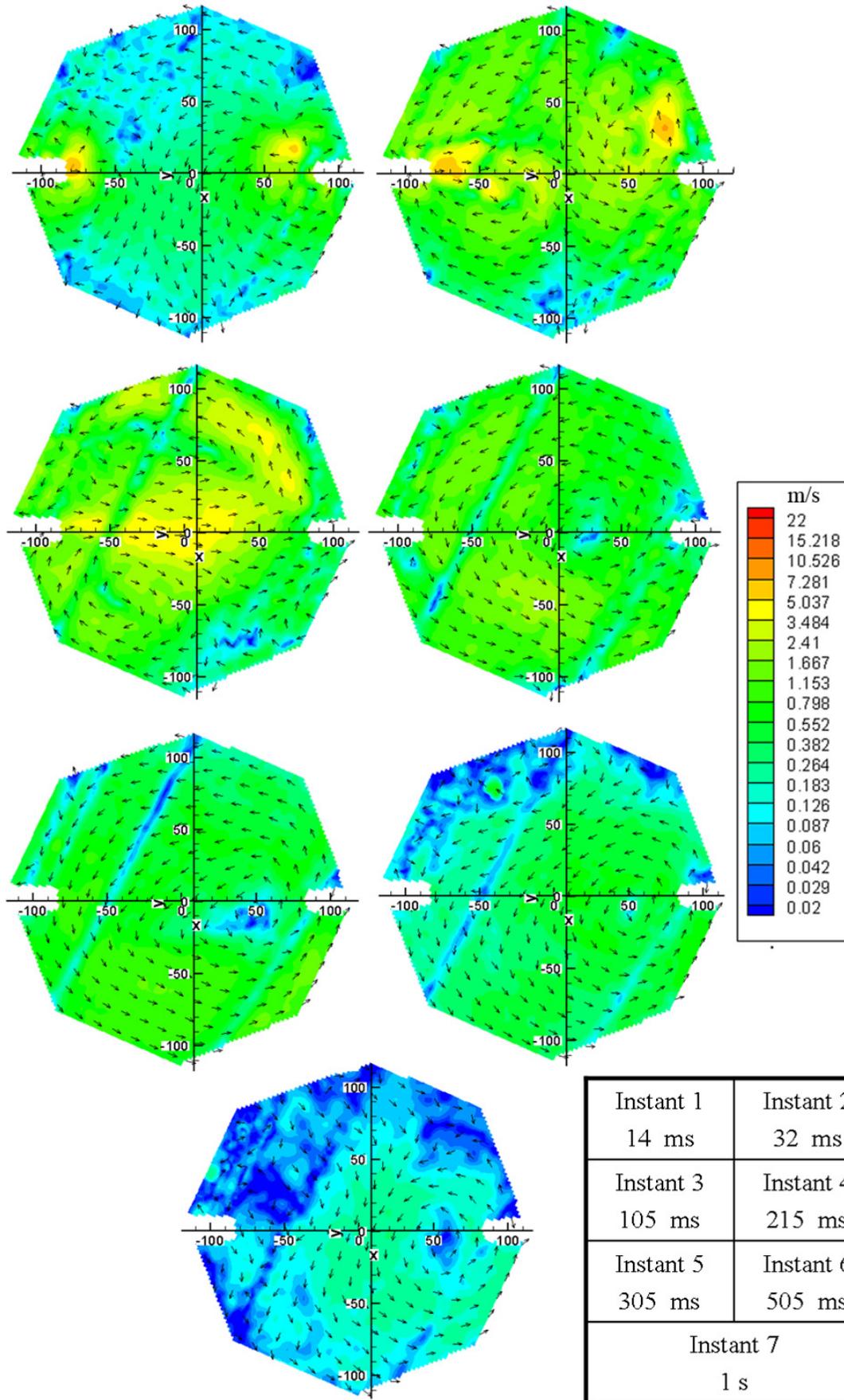
B.4 *Plan horizontal 3.*



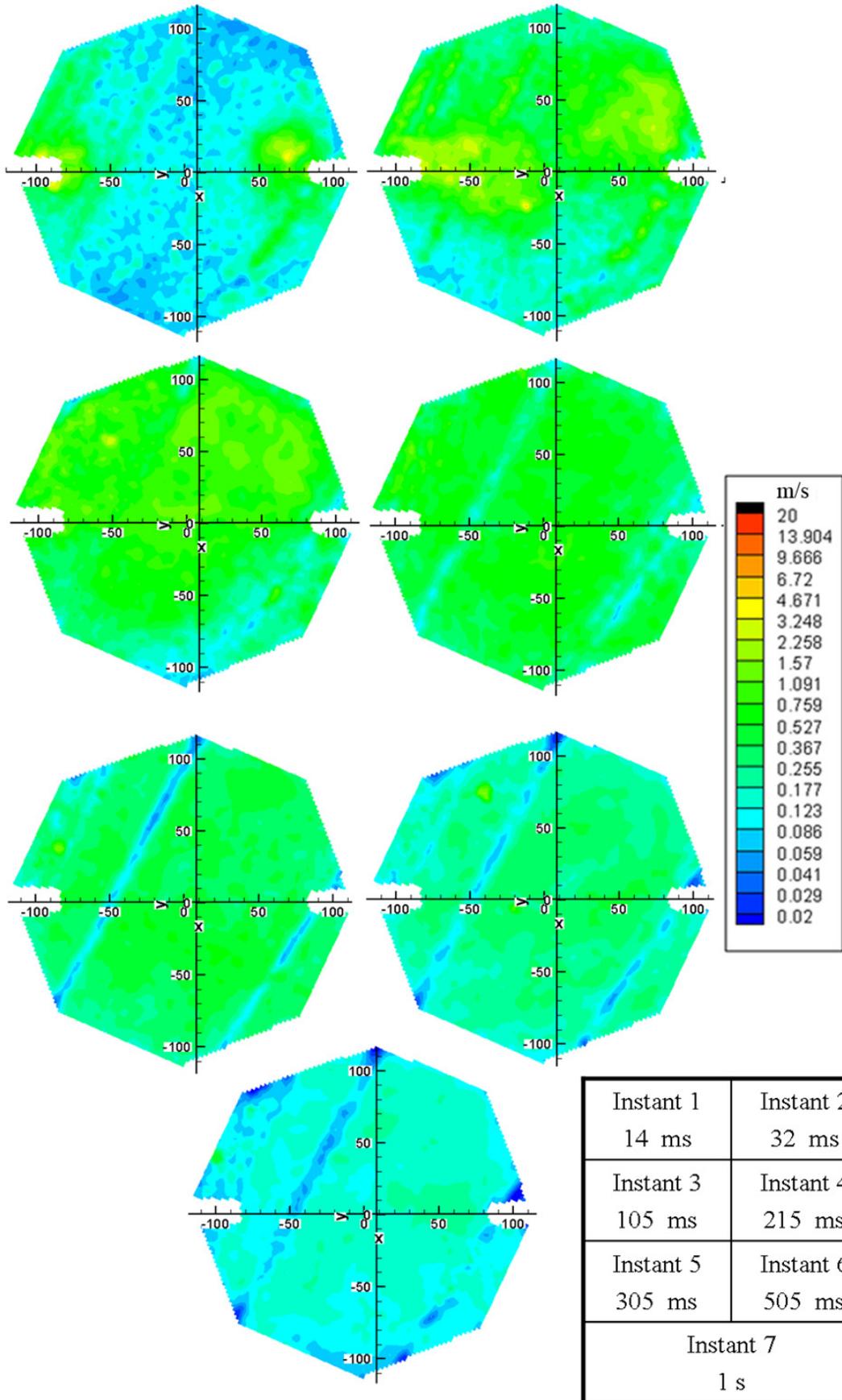
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 3. $P_{ri} = 3$ bar.



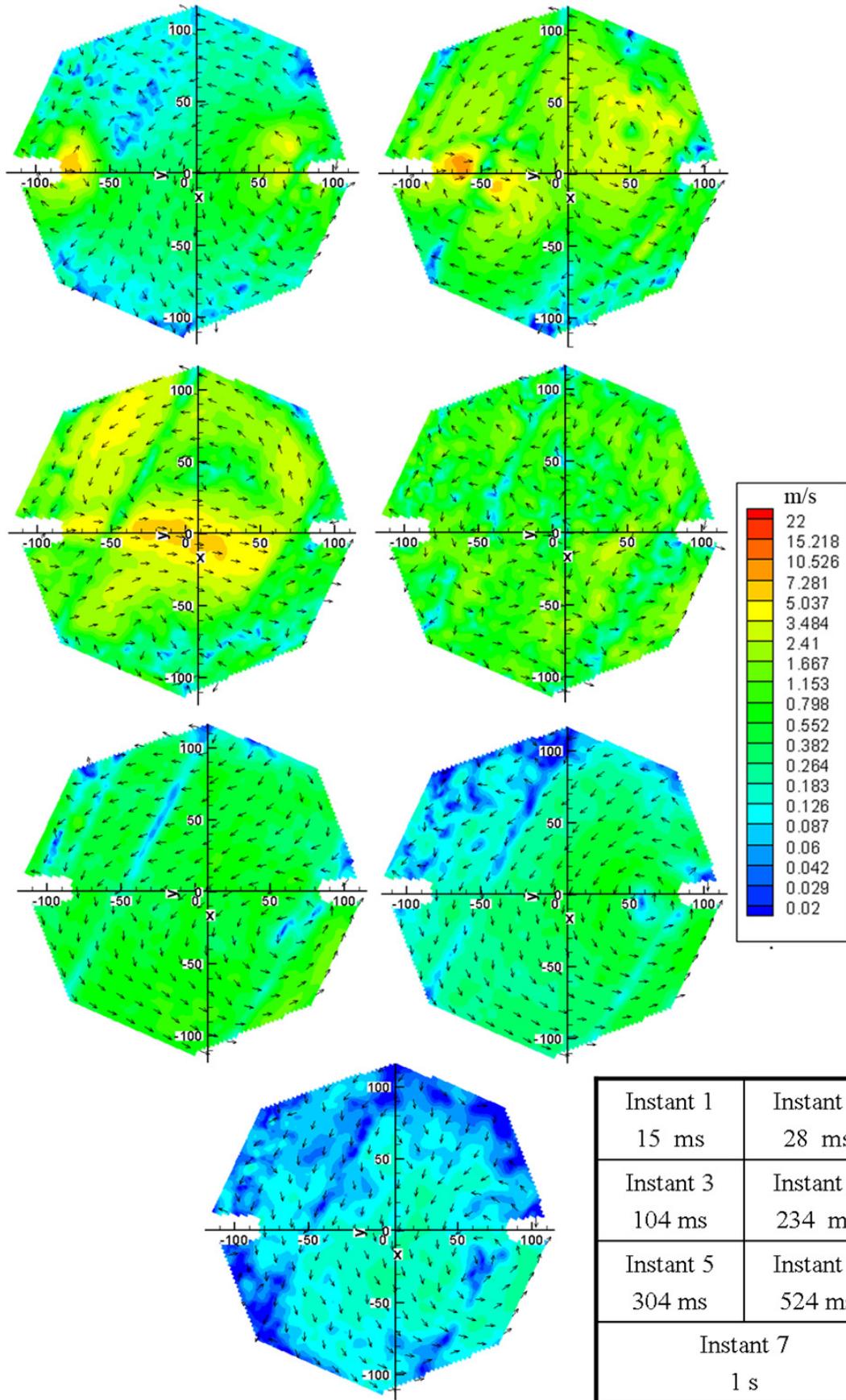
Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 3. $P_{ii} = 3$ bar.



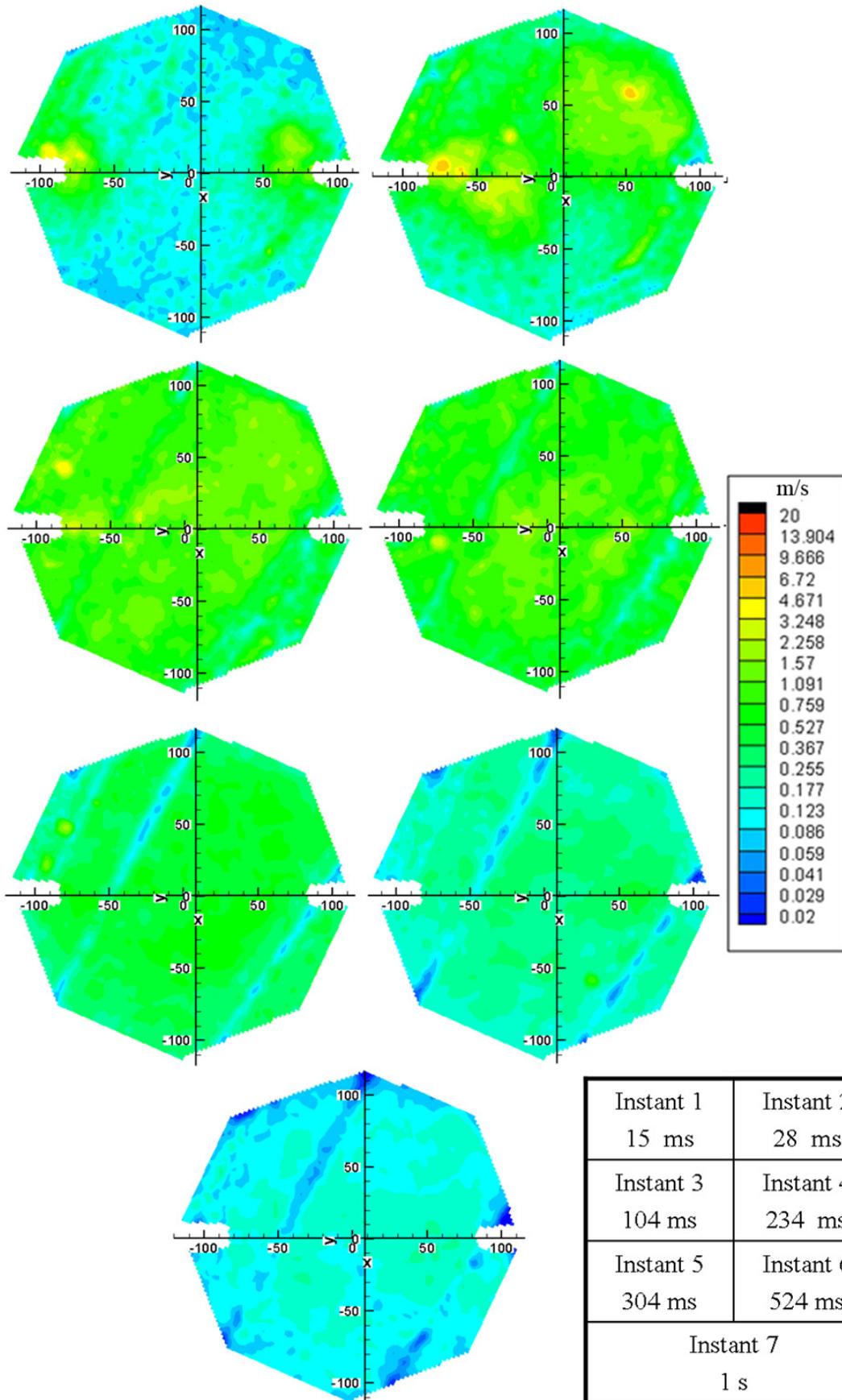
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 3. $P_{ri} = 5$ bar.



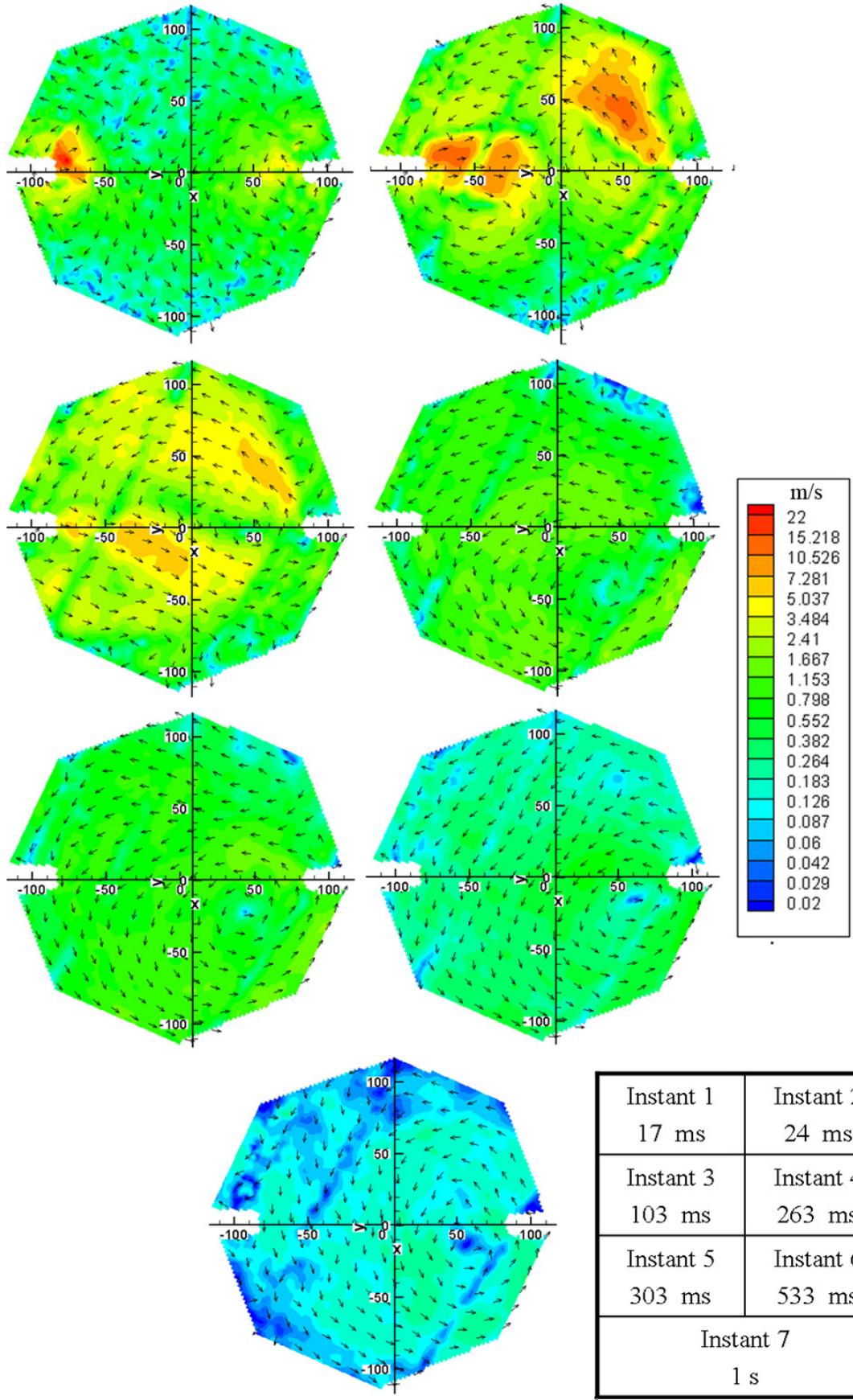
Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 3. $P_{ri} = 5$ bar.



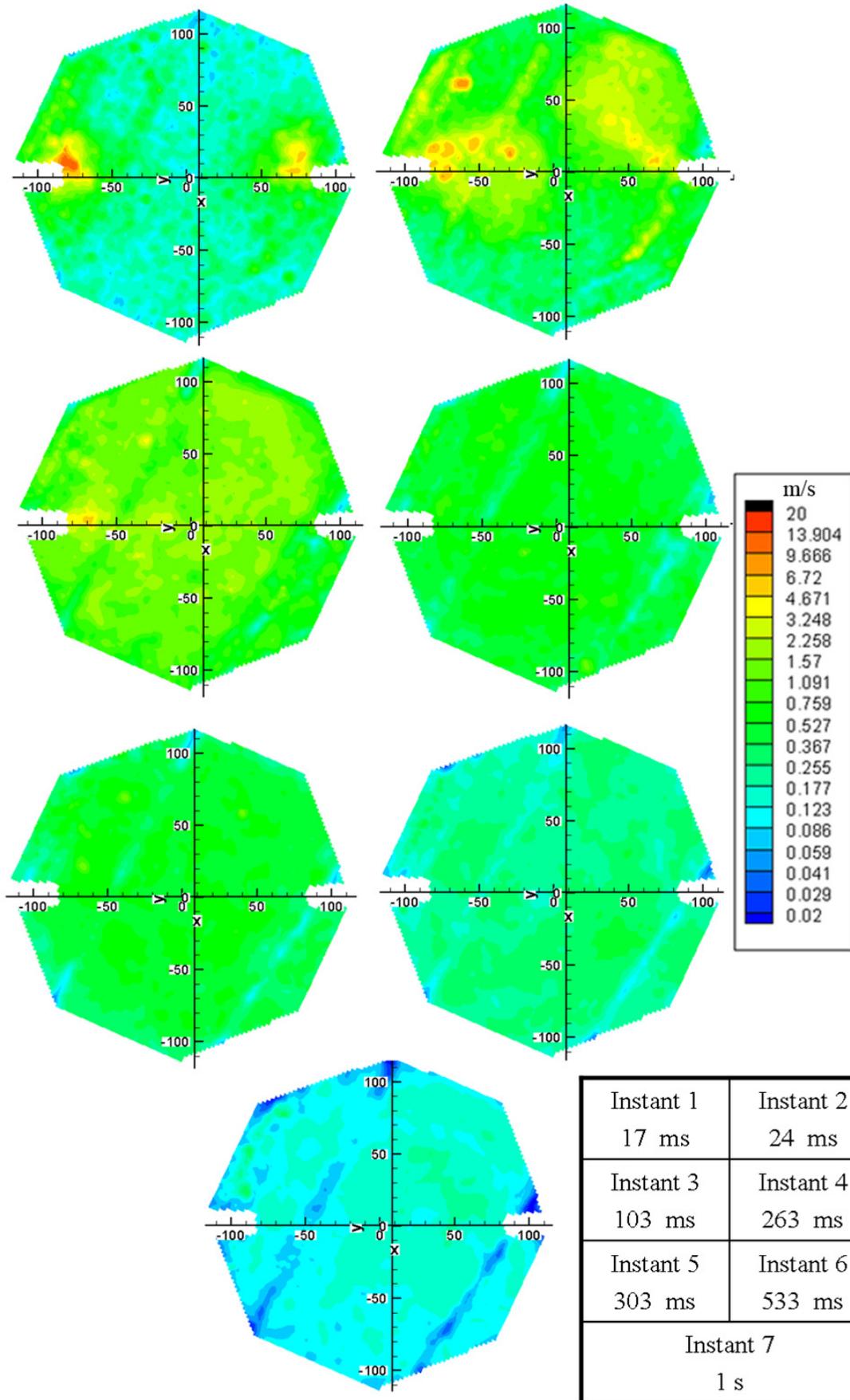
Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 3. $P_{ri} = 7$ bar.



Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 3. $P_{ri} = 7$ bar.

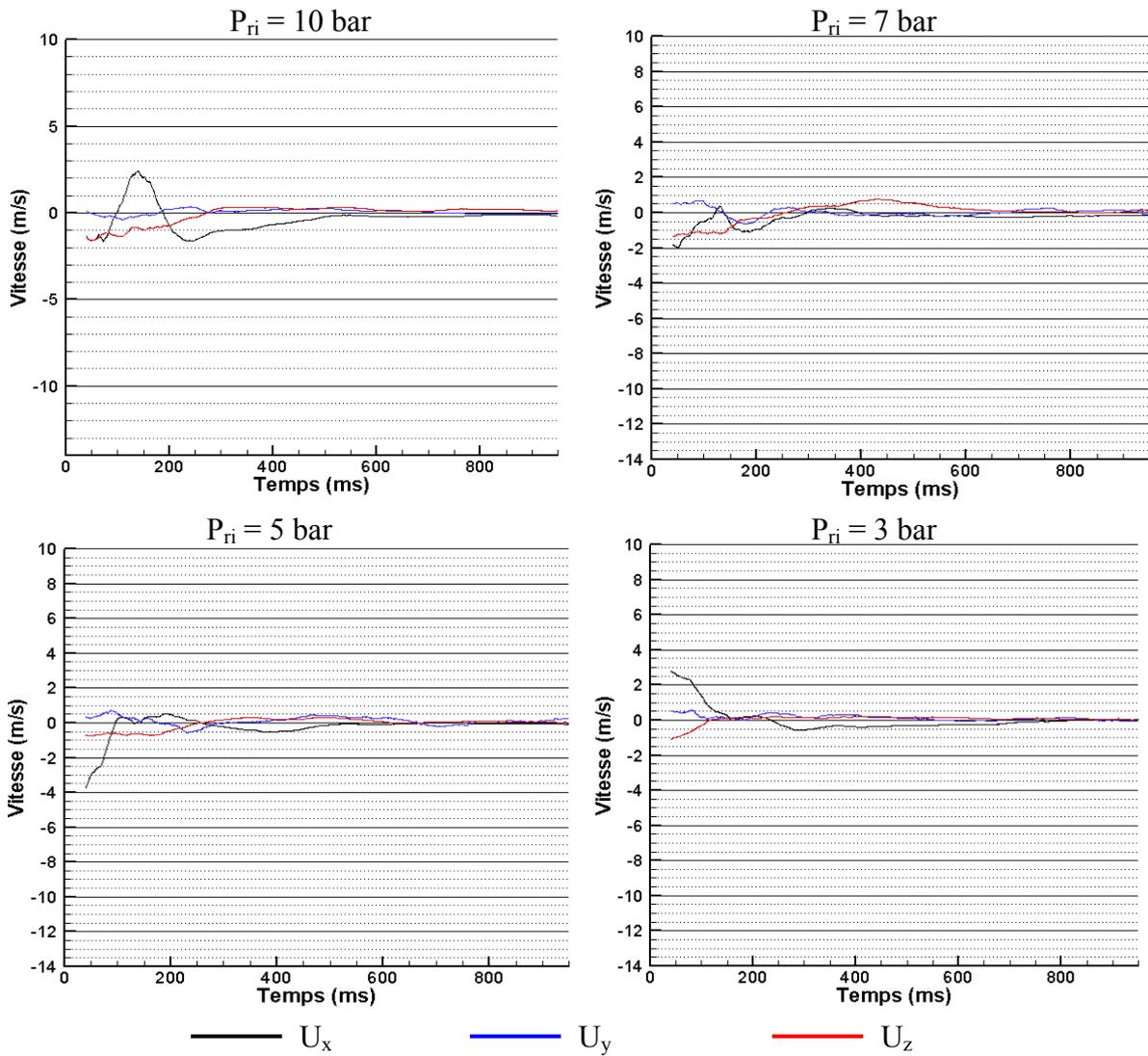


Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 3. $P_{ri} = 10$ bar.

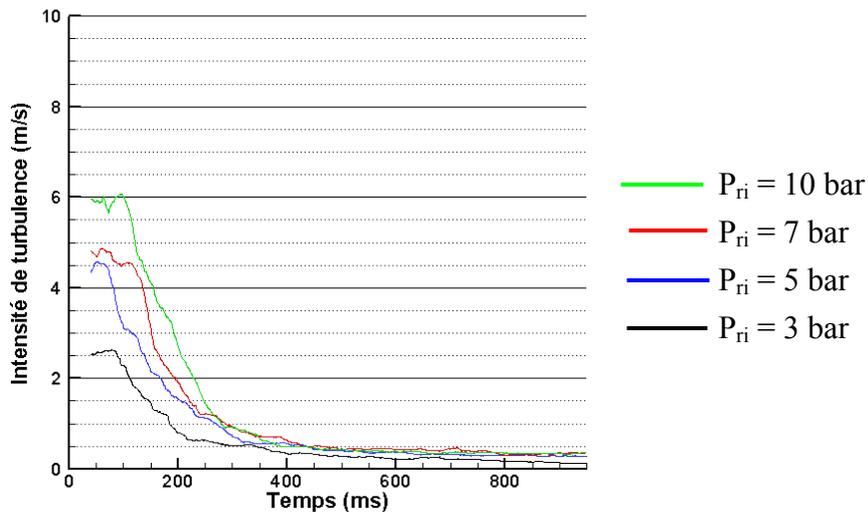


Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 3. $P_{ri} = 10$ bar.

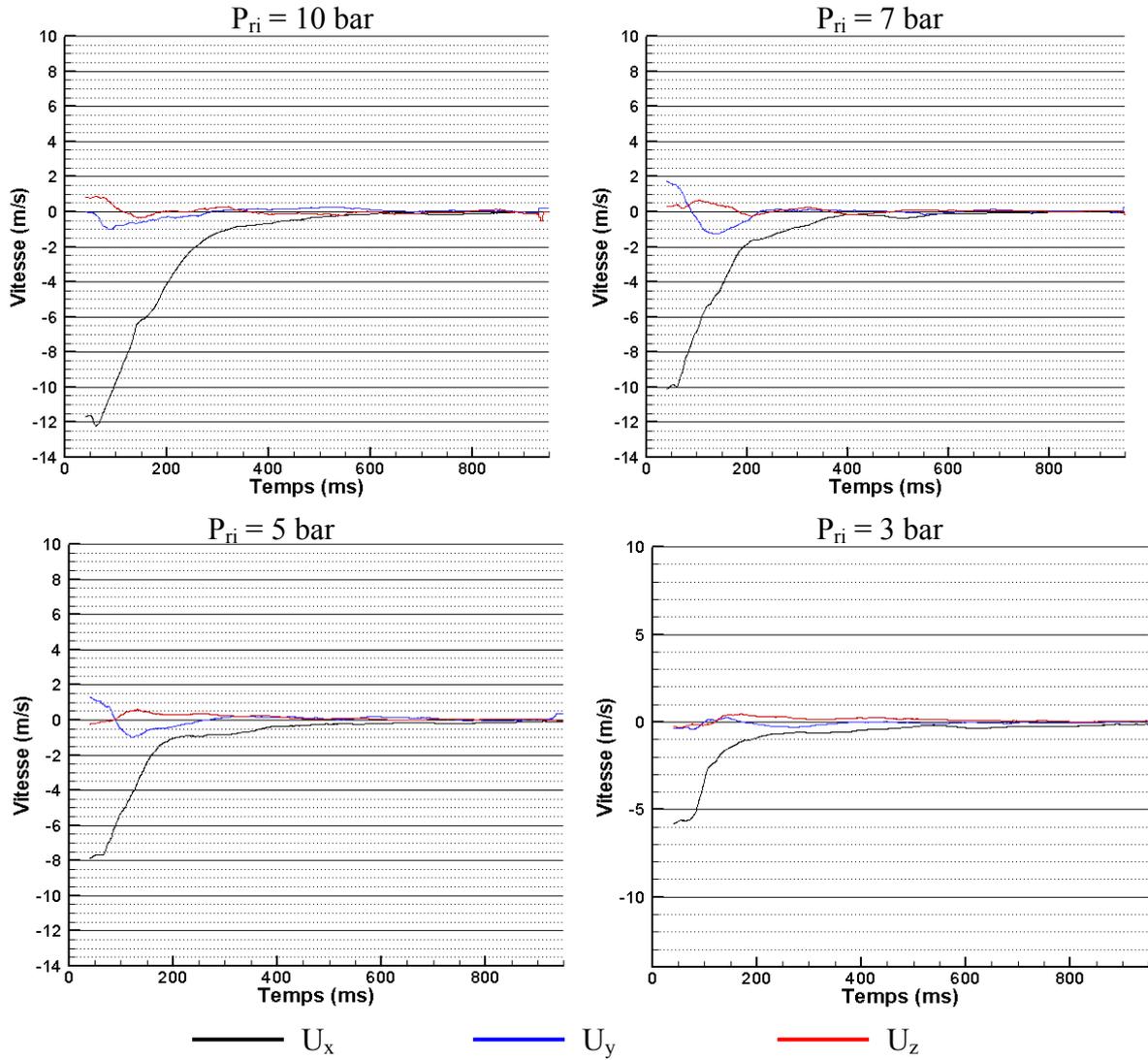
ANNEXE C Résultats LDV



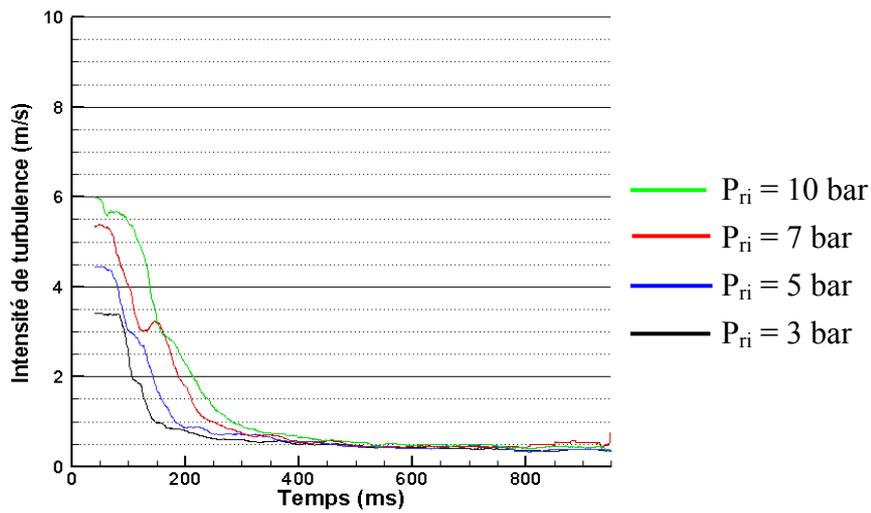
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 1 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



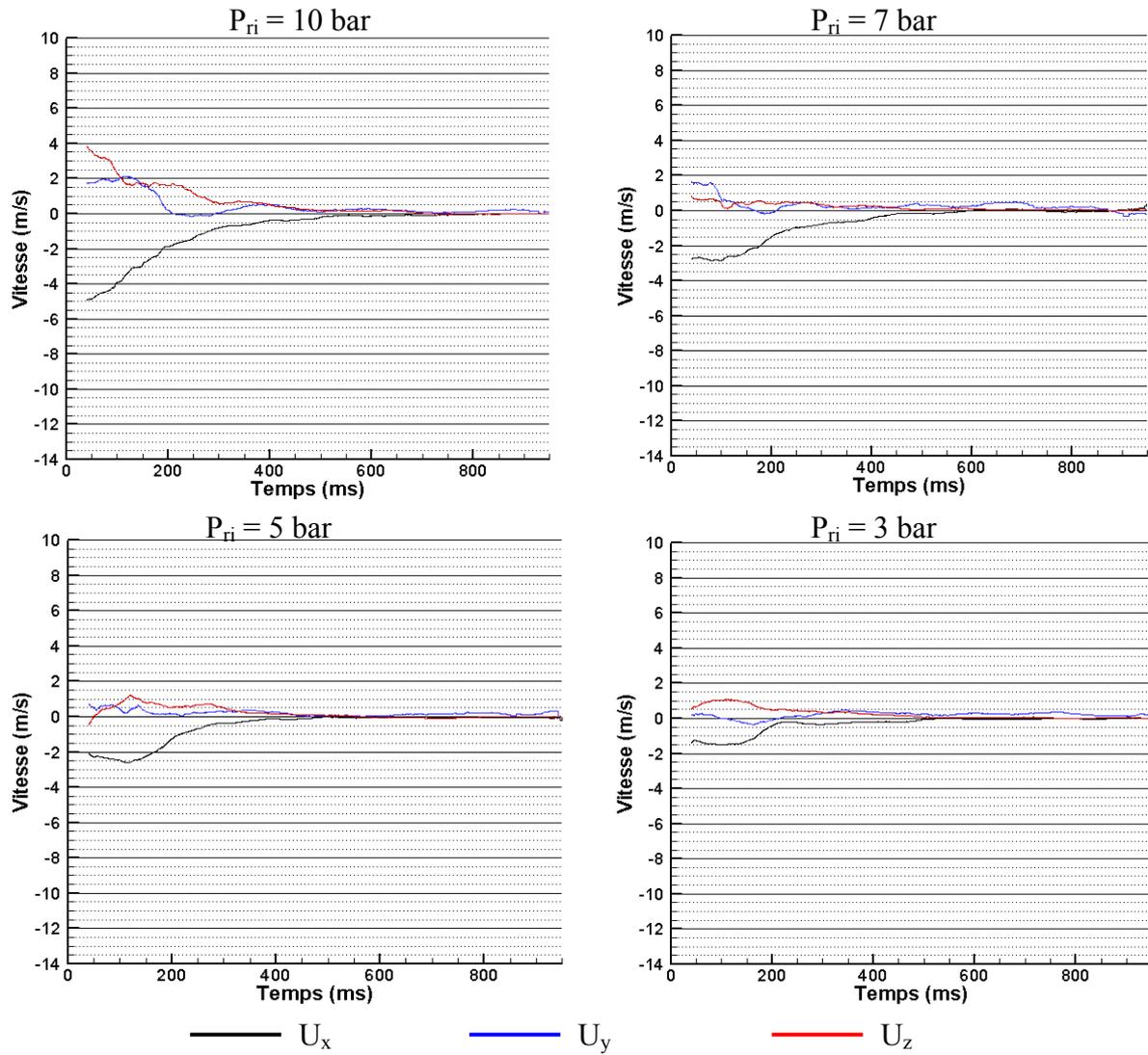
Evolution de IT au point 1 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



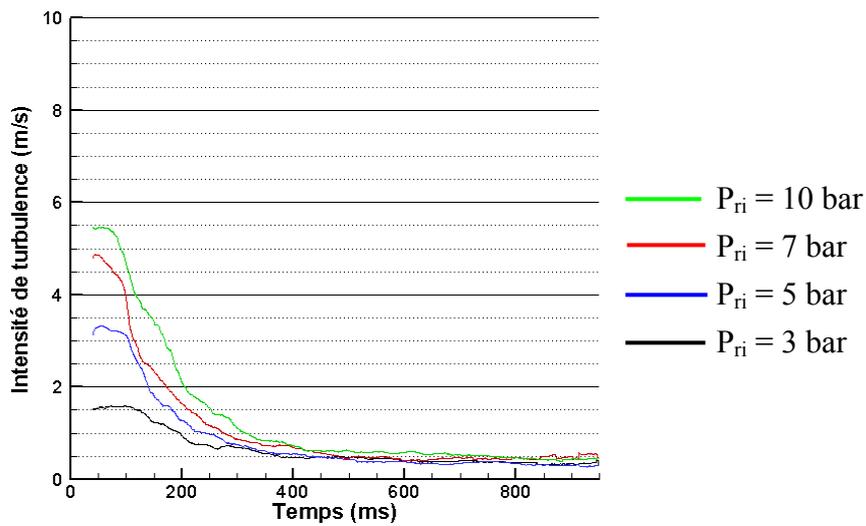
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 2 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



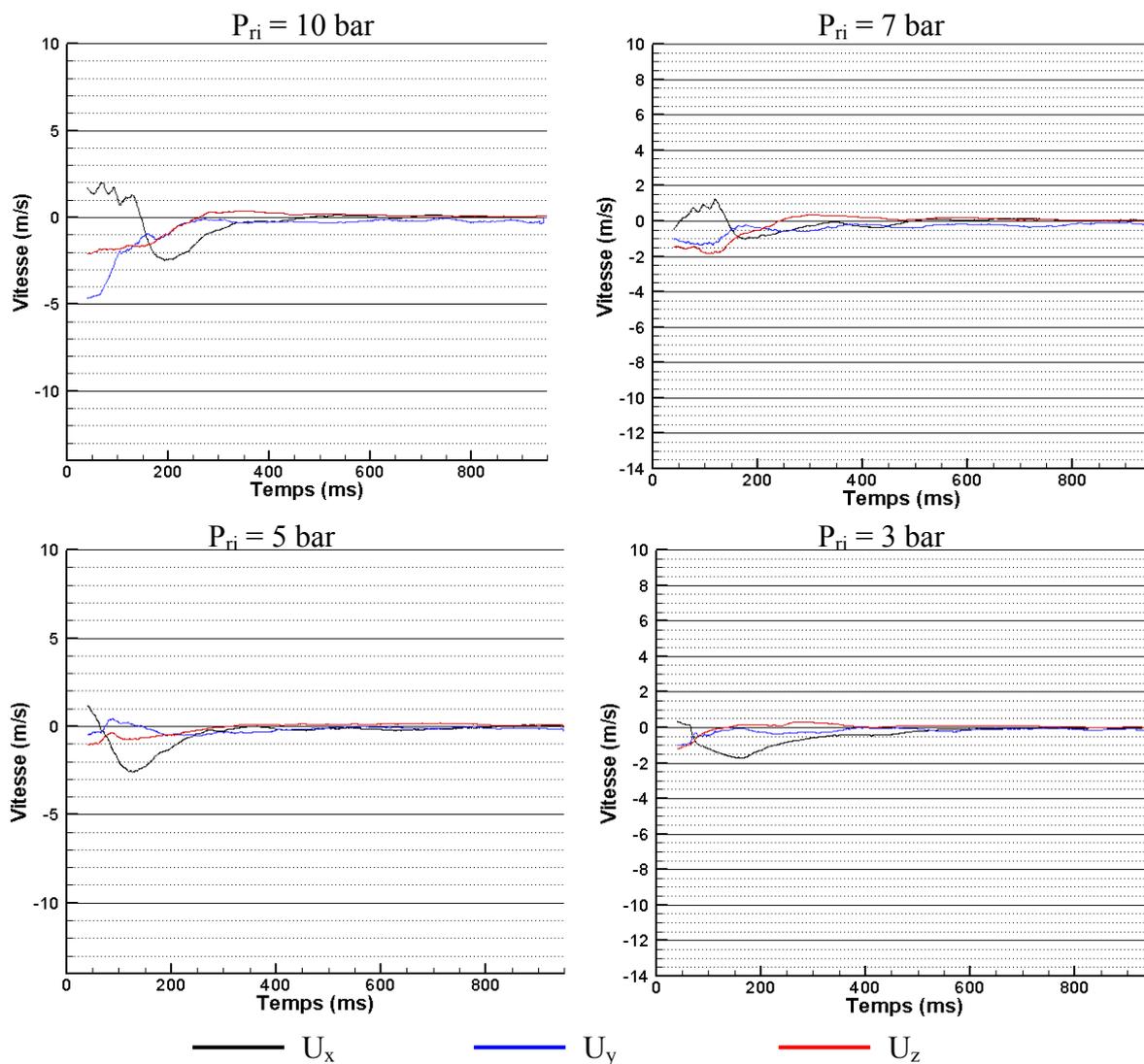
Evolution de IT au point 2 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



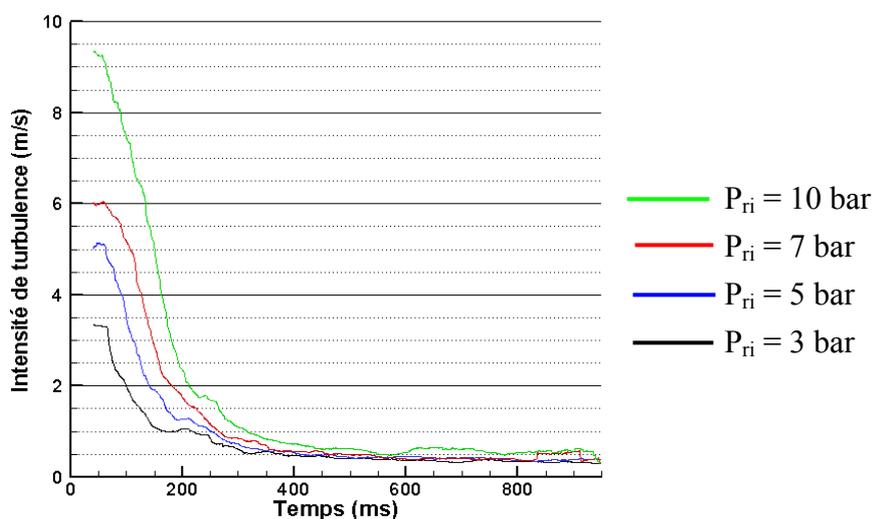
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 3 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



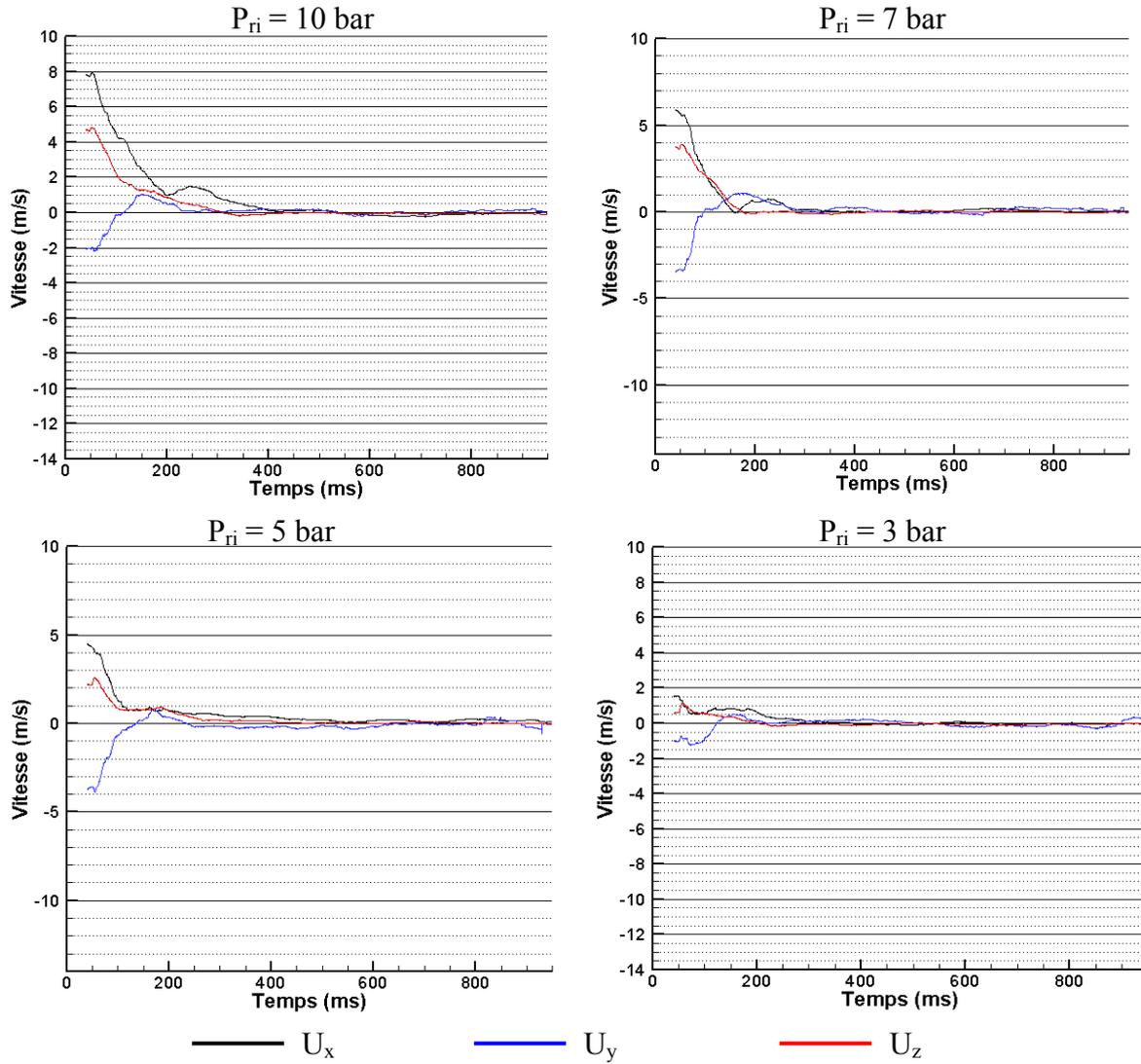
Evolution de IT au point 3 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



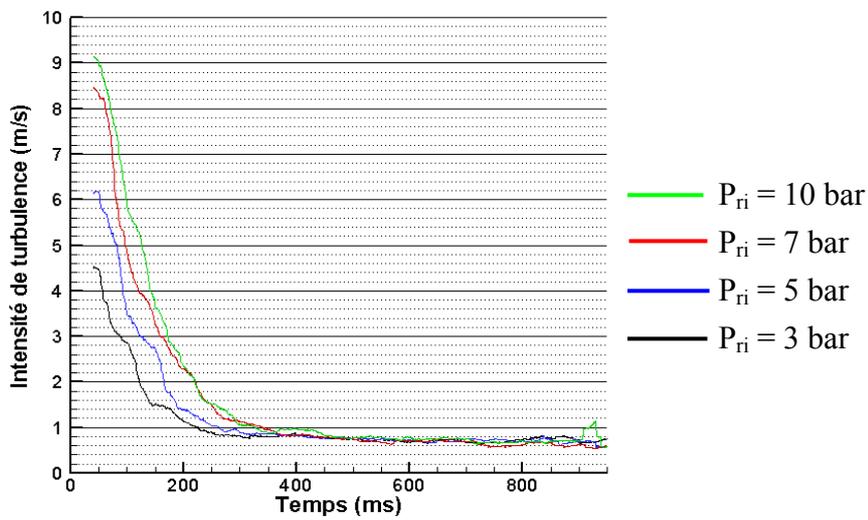
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 4 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



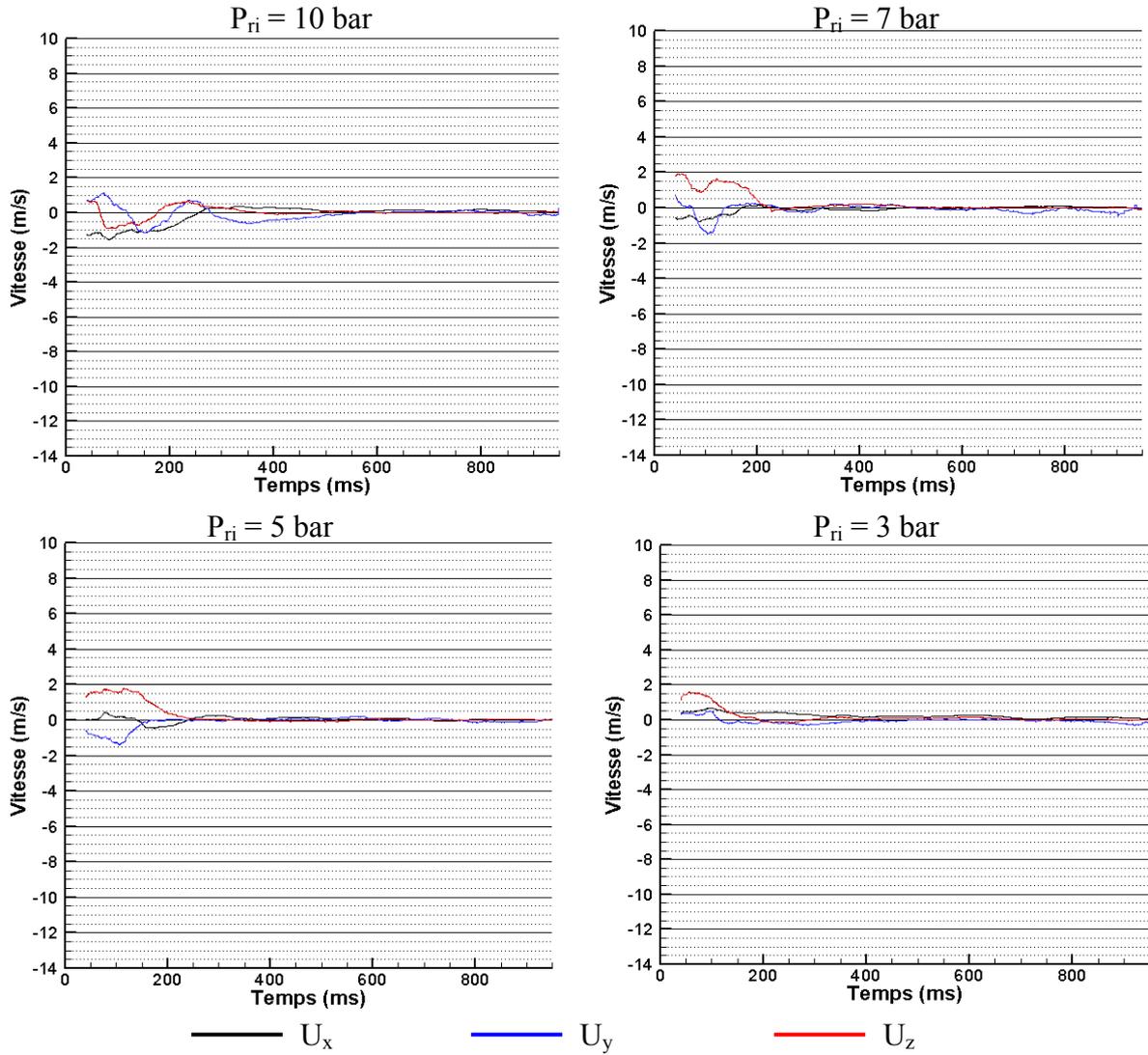
Evolution de IT au point 4 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



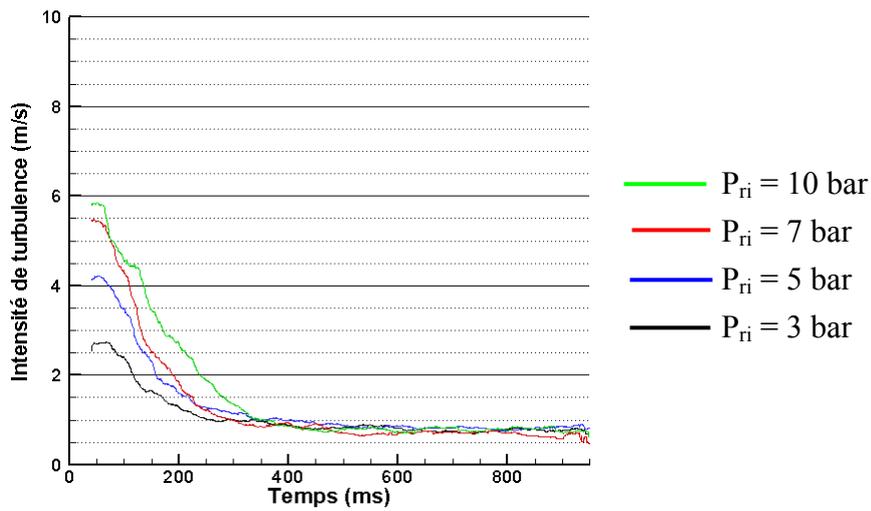
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 5 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



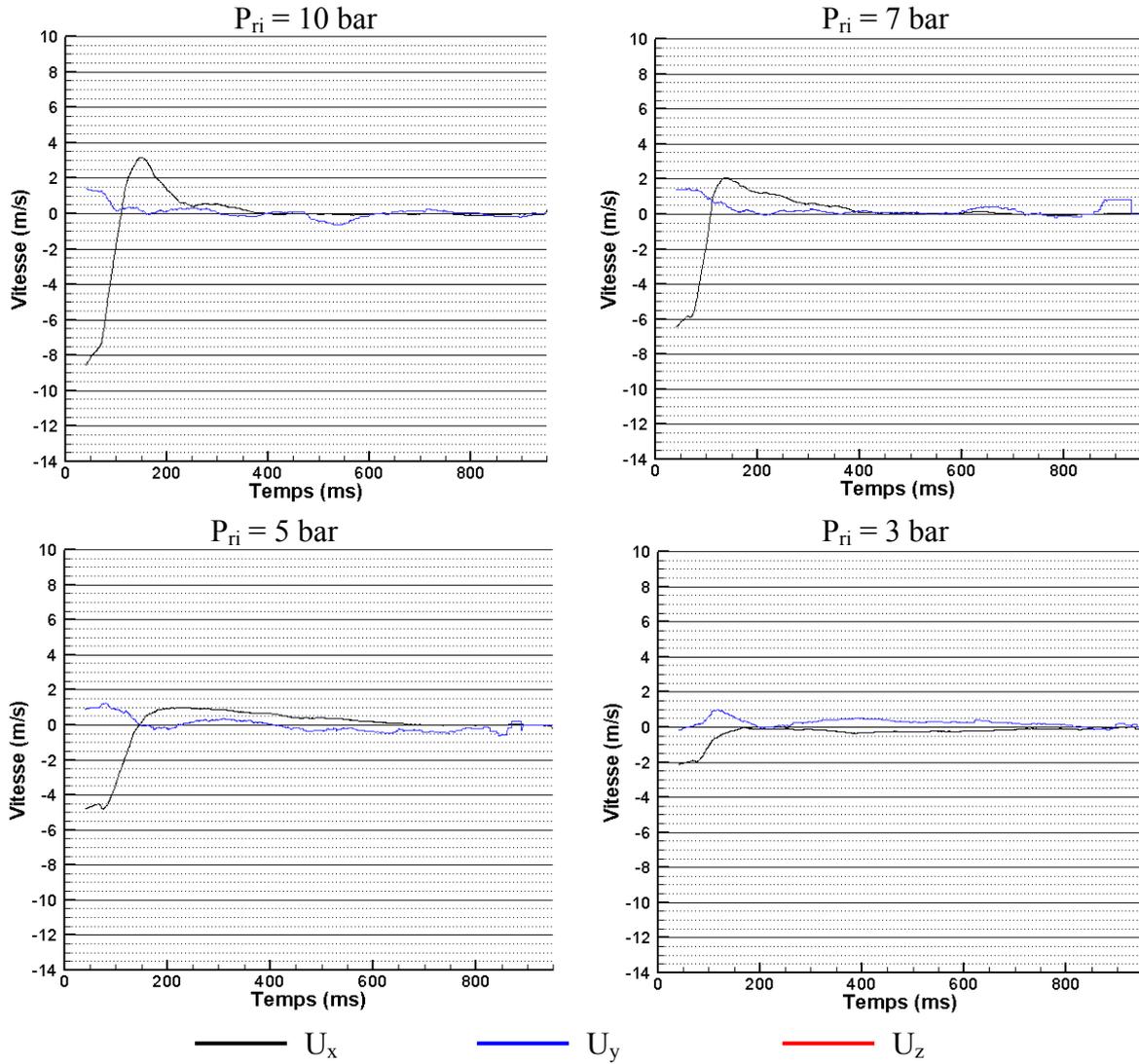
Evolution de IT au point 5 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



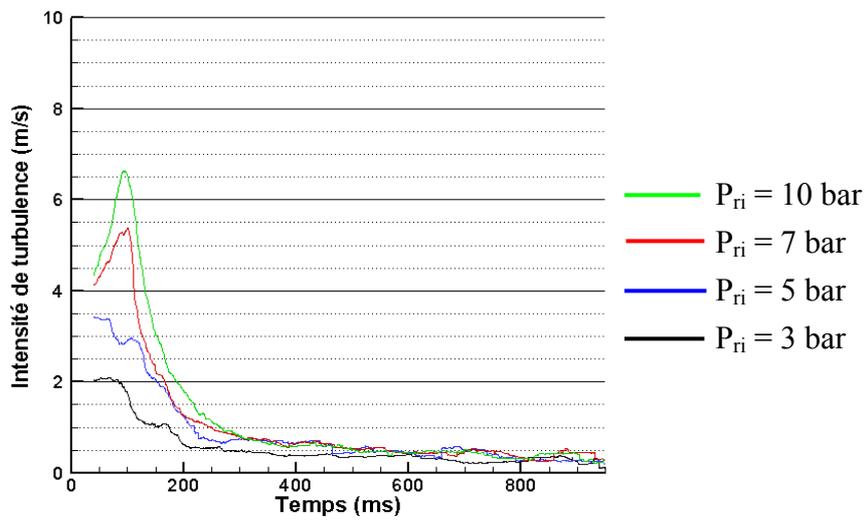
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 6 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



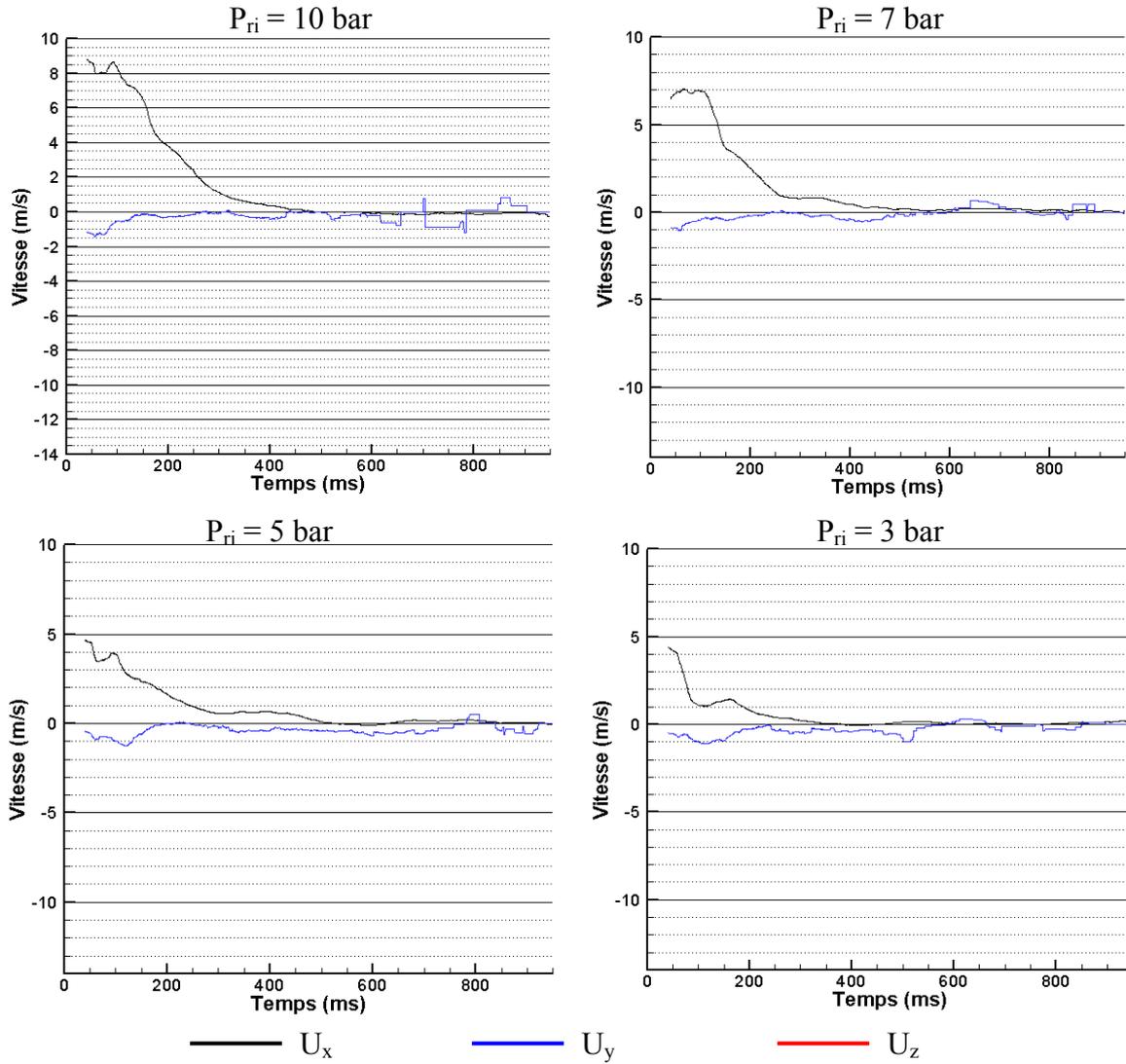
Evolution de IT au point 6 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



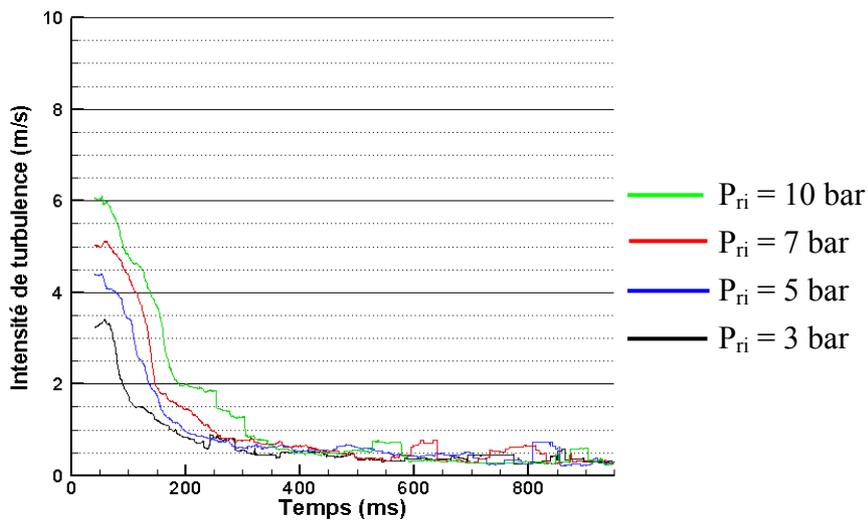
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 7 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



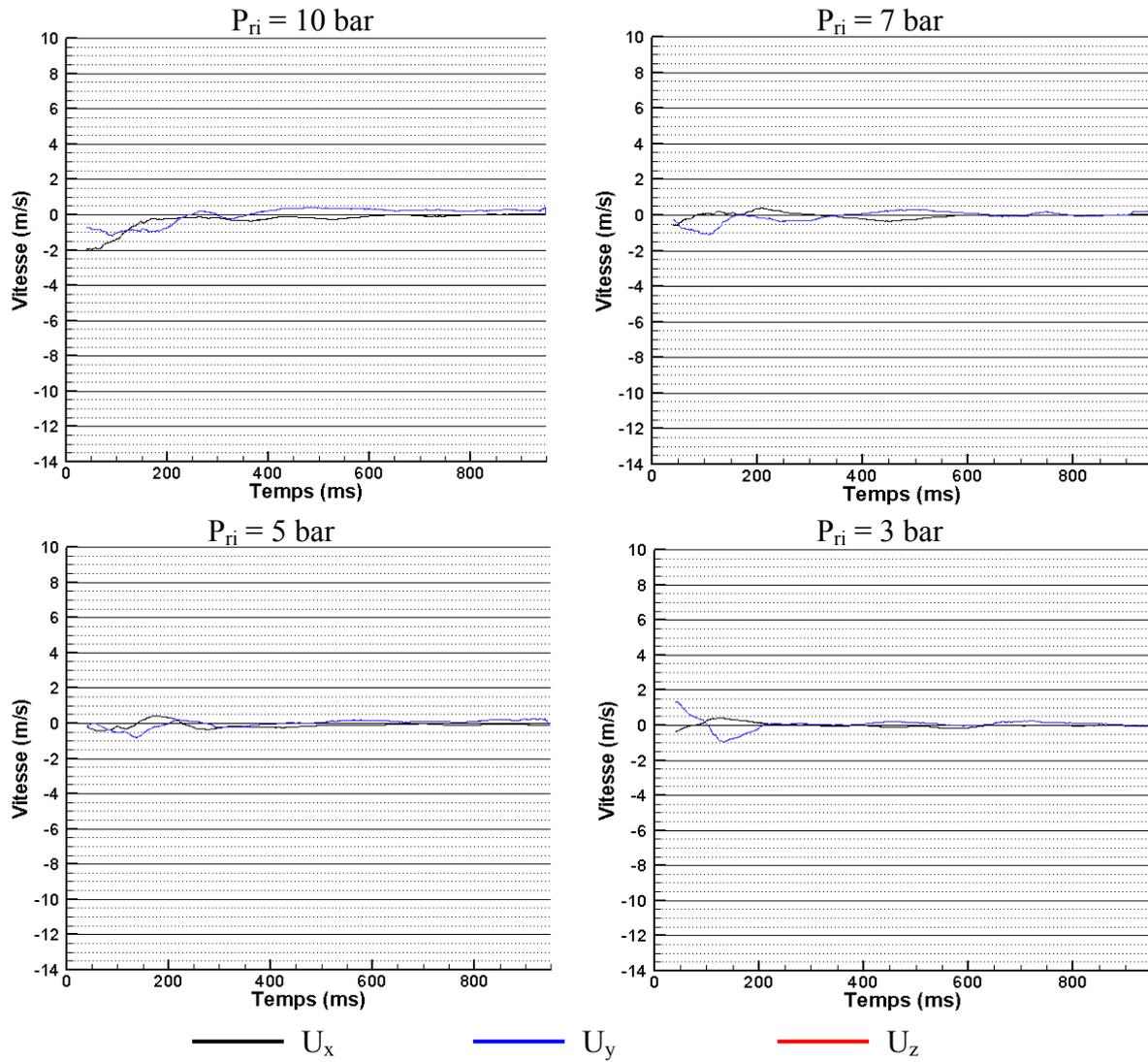
Evolution de IT au point 7 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



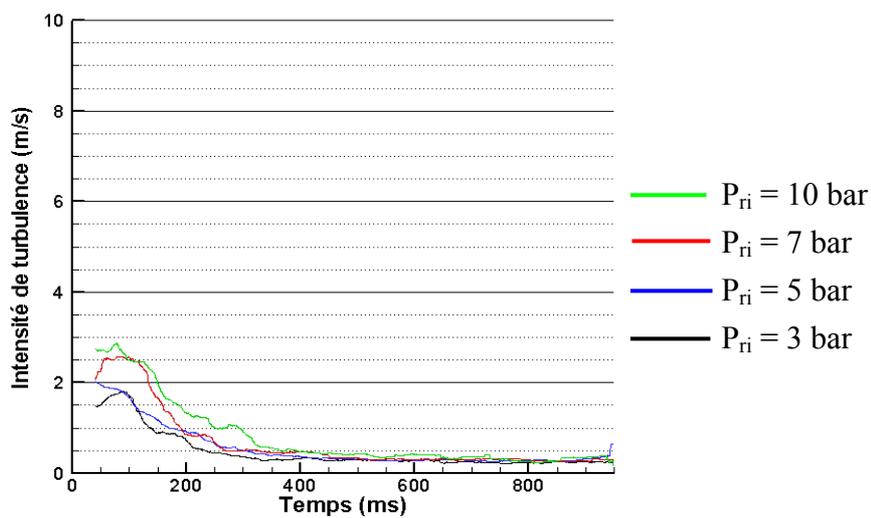
Evolution de U_x , U_y et U_z au point 8 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .



Evolution de IT au point 8 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .

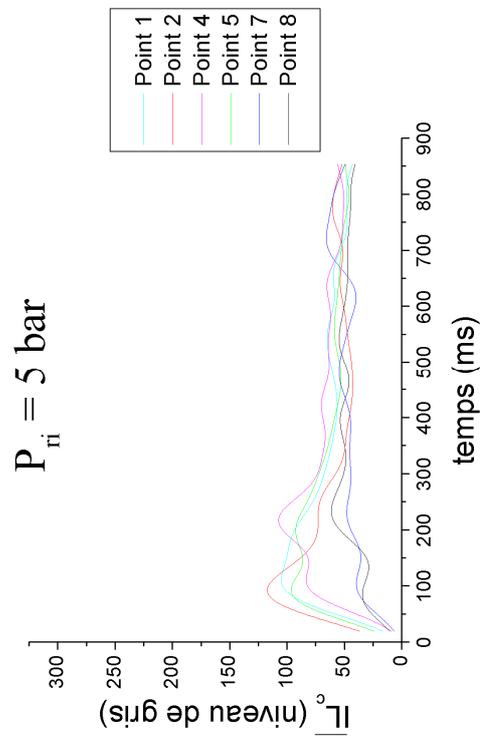
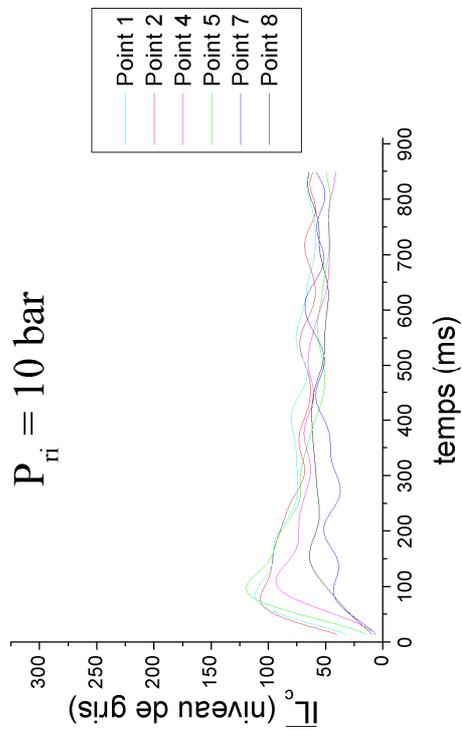
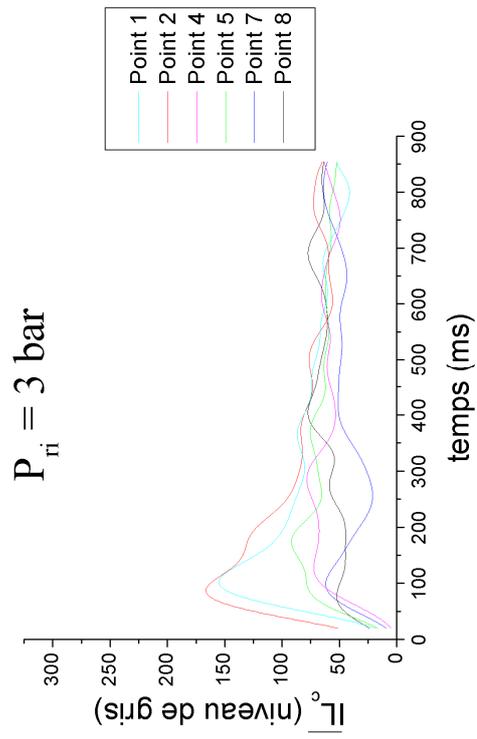
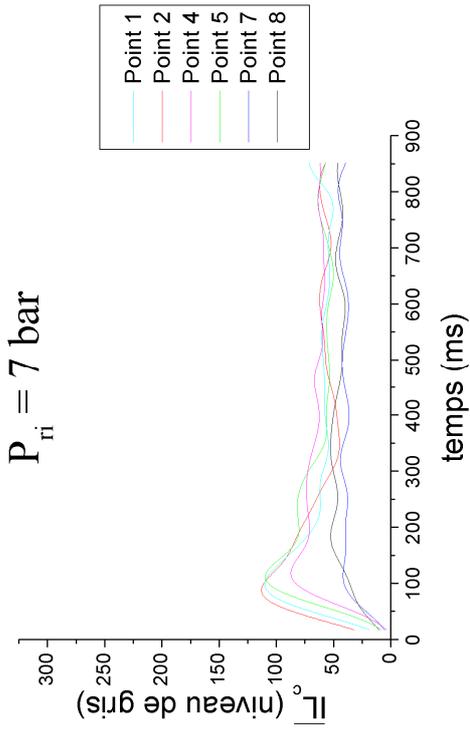


Evolution de U_x , U_y et U_z au point 9 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .

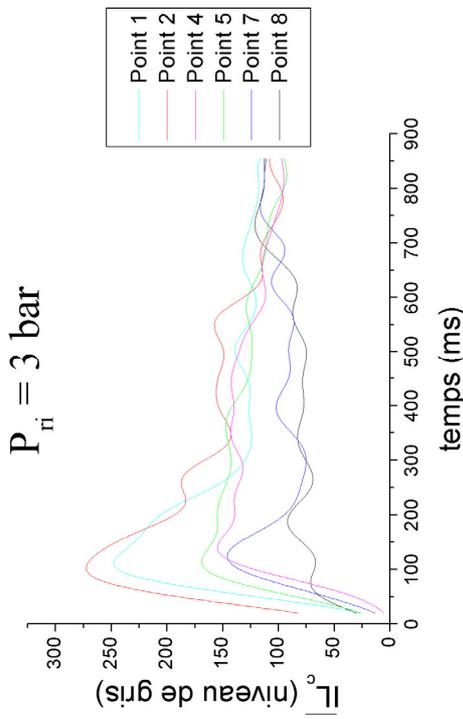
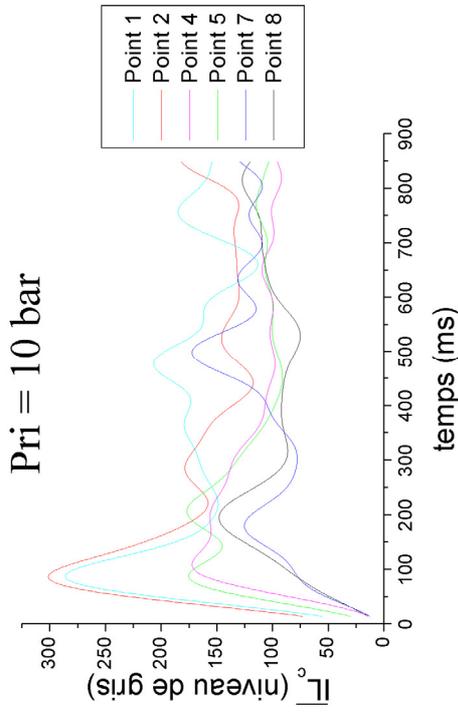
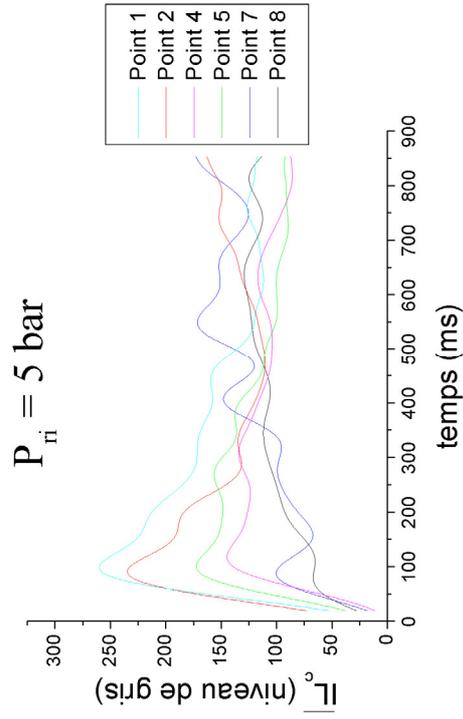
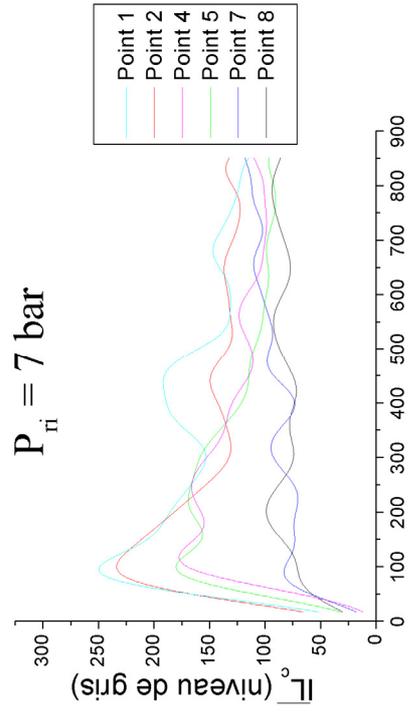


Evolution de IT au point 9 en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} .

*ANNEXE D Evolution de
l'intensité lumineuse diffusée*



$\overline{IL_c}$ Evolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée moyenne en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} . $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$. Points 1, 2, 4, 5, 7 et 8.



Evolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée moyenne \overline{IL}_c en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} . $\sigma = 100 \text{ g/m}^3$. Points 1, 2, 4, 5, 7 et 8.

ANNEXE E
Caractéristiques de l'amidon

Le choix des particules d'amidon pour réaliser nos expériences a été guidé d'une part par le fait qu'elles sont représentatives d'une grande variété de situations rencontrées en milieu industriel et, d'autres part, en raison d'études précédentes menées au laboratoire ([58], [62], [77]). L'amidon que nous utilisons est de l'amidon de blé, référence N : 21 146.368, commercialisé par la société Prolabo.

L'amidon est un polymère (polysaccharide) de formule chimique générale : $(C_6H_{10}O_5)_n$. Nous présenterons dans cette annexe quelques caractéristiques physico-chimiques de l'amidon.

E.1 Propriétés physiques de l'amidon.

E.1.1 Masse molaire et masse volumique.

La masse molaire de l'amidon est de :

$$M = 162,14 \text{ g}$$

et sa masse volumique vaut approximativement :

$$\rho_p = 1500 \text{ kg/m}^3$$

Ces valeurs sont identiques à celle de la cellulose qui, d'ailleurs, a la même formule chimique globale que l'amidon (cf. §E.2.1).

E.1.2 Forme et taille des particules.

Les études précédentes réalisées au laboratoire ([58], [62], [77]), ainsi que les photographies prises à l'aide d'un microscope électronique à balayage (cf. Figures E.1 et E.2) montrent que :

1. Les particules sont grossièrement sphériques (ovoïdes).
2. Elles ne présentent pas d'angles et ne paraissent pas poreuses.
3. Leur taille varie de quelques microns à $60\mu\text{m}$ (cf. Figure E.3).

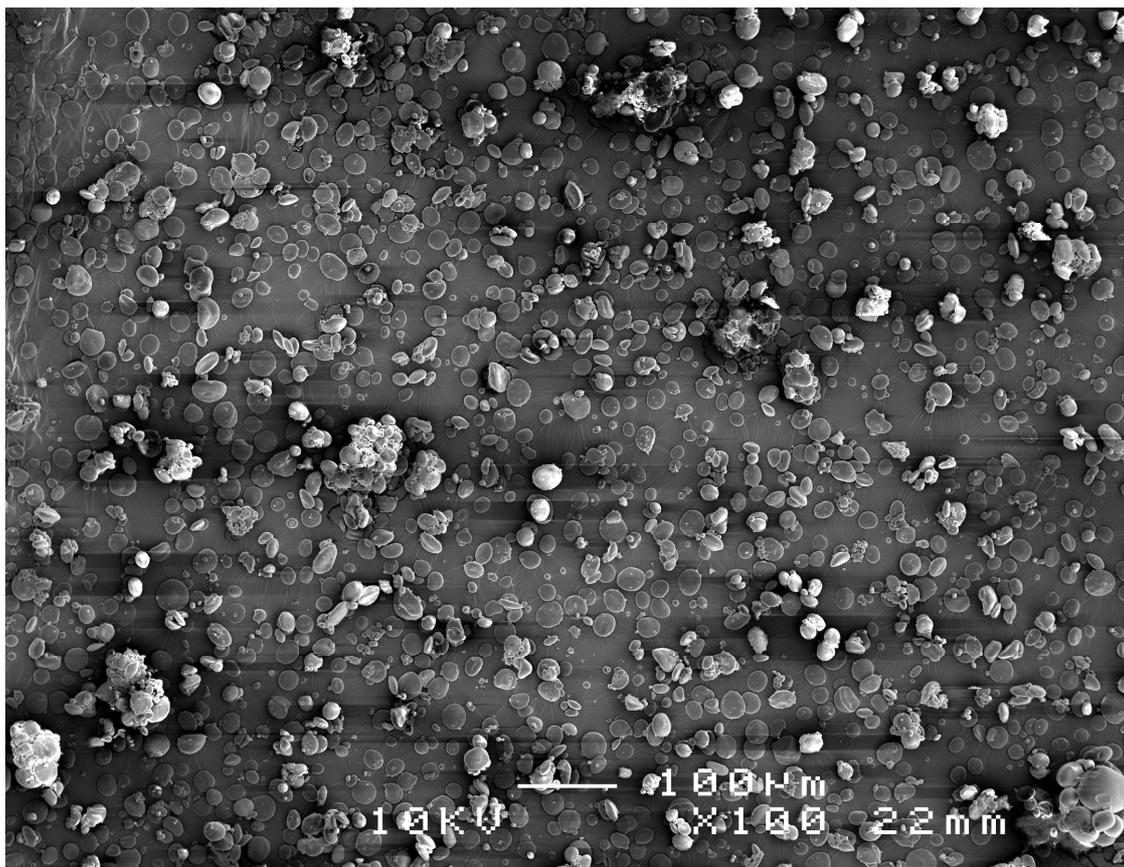


Figure E.1 – Photographie des particules d'amidon.

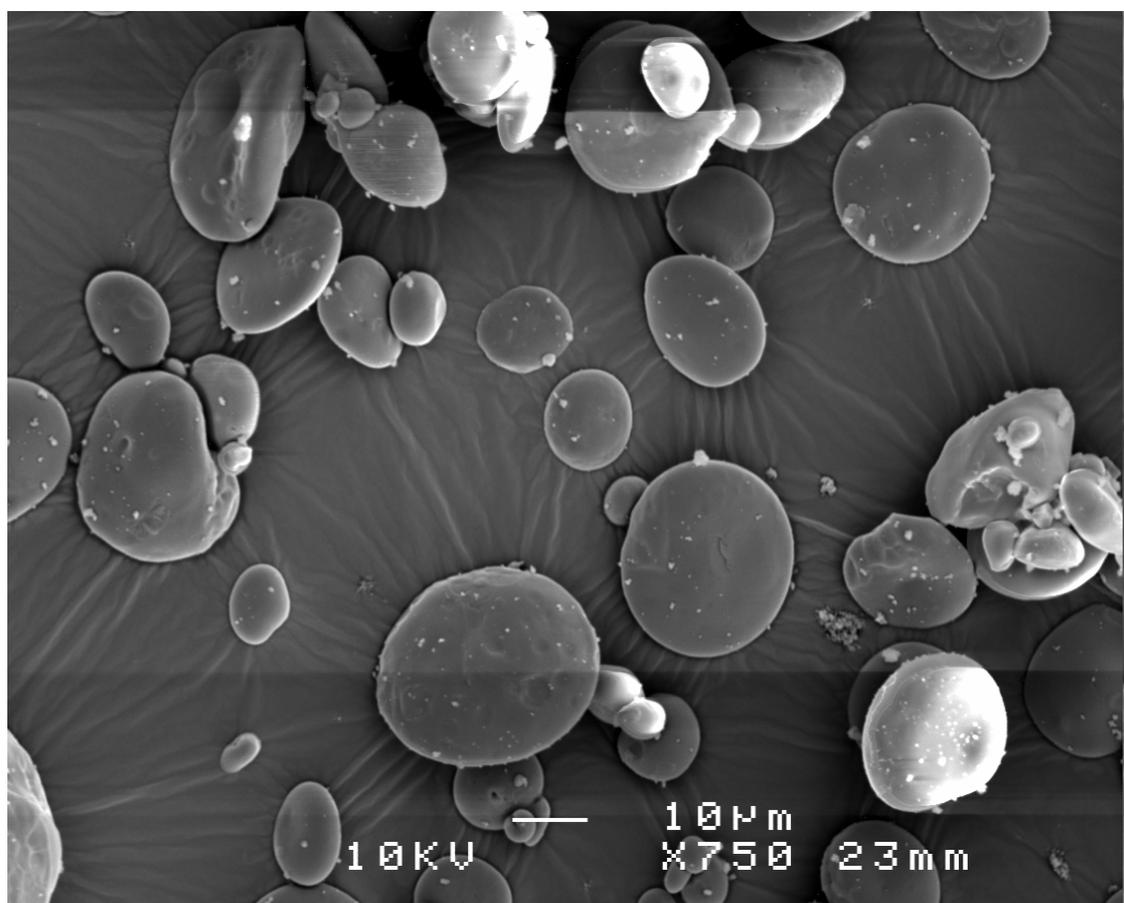


Figure E.2 – Photographie des particules d'amidon (résolution plus élevée que pour la figure E.1)

E.1.3 Répartition granulométrique des particules.

Un graphe de répartition granulométrique des particules a été construit par Péraldi [58] à partir d'enregistrements photographiques (cf. Figure E.3). Soit χ_i le pourcentage de particules appartenant à la classe de diamètre moyen d_{pi} , on peut définir plusieurs diamètres moyens :

- Diamètre statistique :

$$\bar{d} = \frac{\sum \chi_i d_{pi}}{100} = 20 \mu m$$

- Diamètre associé à la surface des particules :

$$d_2 = \sqrt{\frac{\sum \chi_i d_{pi}^2}{100}} = 22 \mu m$$

- Diamètre associé au volume des particules :

$$d_3 = \sqrt[3]{\frac{\sum \chi_i d_{pi}^3}{100}} = 24 \mu m$$

- Diamètre de Sauter, associé au rapport volume/surface des particules :

$$d_{32} = \frac{\sum \frac{\chi_i d_{pi}^3}{100}}{\sum \frac{\chi_i d_{pi}^2}{100}} = 28 \mu m$$

E.1.4 Vitesse de chute des particules.

Une particule sphérique de diamètre d_p de masse volumique ρ_p atteindra, en chute libre dans un milieu gazeux infini de masse volumique ρ_g et de viscosité dynamique μ_g , une vitesse limite U_{ch} appelée « vitesse de chute » donnée par la formule de Stokes :

$$U_{ch} = \frac{\rho_p - \rho_g}{18\mu_g} g d_p^2$$

où g est l'accélération du champ de pesanteur ($g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$).

Dans nos expériences, le milieu gazeux est de l'air à 293 K, à environ 1 atmosphère. ρ_g vaut $1,2 \text{ kg/m}^3$ et $\mu_g = 1,812 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Les plus grosses particules d'amidon ont un diamètre de $60 \mu m$, la vitesse de chute maximale sera donc de 15 cm/s environ. Si on prend des particules dont le diamètre moyen est compris entre 20 et $30 \mu m$, on obtient des vitesses de chute comprises entre $1,8$ et $4,1 \text{ cm/s}$.

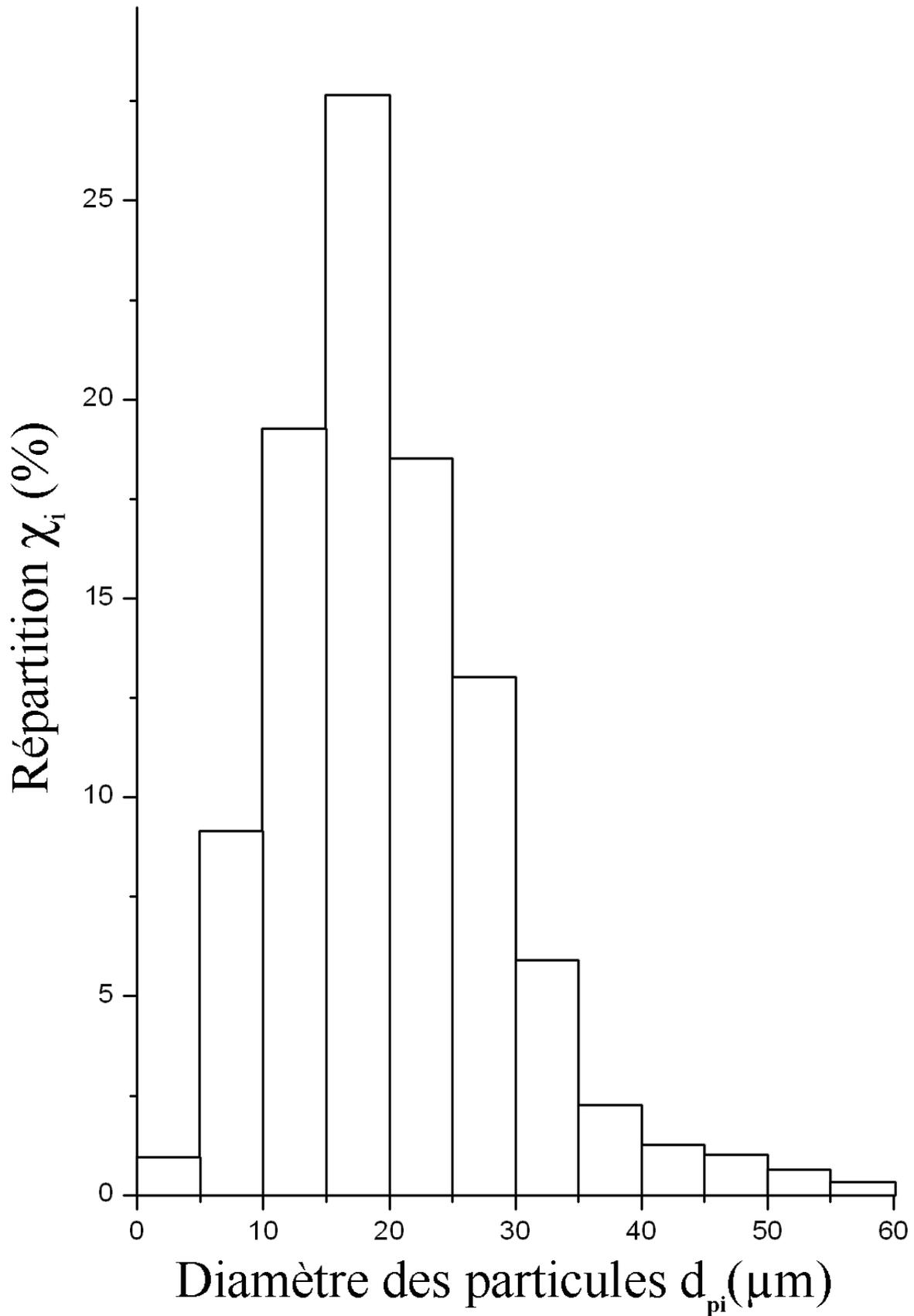


Figure E.3 – Répartition granulométrique des particules d'amidon. Péraldi [58].

E.1.5 Pouvoirs calorifiques.

Le pouvoir calorifique supérieur à volume constant a été déterminé par mesures calorimétriques par Péraldi [58] :

$$P_v = 1,766 \pm 0,25 \text{ MJ/kg d'amidon (ou } 4219 \pm 60 \text{ kcal/kg d'amidon)}$$

Le pouvoir calorifique inférieur à volume constant est :

$$I_v = 1,631 \pm 0,25 \text{ MJ/kg d'amidon (ou } 3895 \pm 60 \text{ kcal/kg d'amidon)}$$

Remarque : Dans le cas de la cellulose, $P_v = 1,758 \text{ MJ/kg}$ (ou 4200 kcal/kg)

E.1.6 Capacité calorifique massique.

La détermination expérimentale de la capacité calorifique massique de l'amidon donne :

$$C_s = 1,13 \pm 0,042 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} \text{ (ou } 0,27 \text{ kcal.kg}^{-1}.\text{K}^{-1})$$

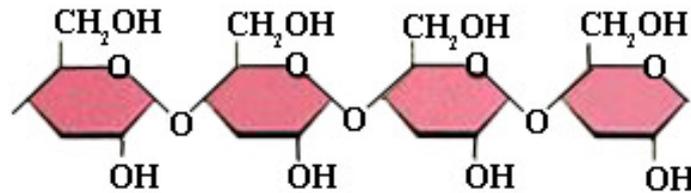
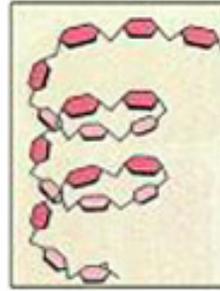
Remarque : Dans le cas de la cellulose, C_s est comprises entre $1,00$ et $1,55 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (soit entre $0,24$ et $0,37 \text{ kcal.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) selon les auteurs.

E.2 Caractéristiques chimiques de l'amidon.

E.2.1 Formule chimique.

L'amidon est formé de deux types de polymères de glucose: l'amylose et l'amylopectine (cf. Figure E.4) de même formule chimique $(C_6H_{10}O_5)_n$. L'amylose est formée de chaînes linéaires de glucoses alors que l'amylopectine est formée de chaînes ramifiées. L'amidon est un polysaccharide comme la cellulose. Cette dernière a la même formule chimique que l'amidon et possède une structure moléculaire très proche de celle de l'amylose et de l'amylopectine. La différence réside dans la liaison d'un atome d'oxygène avec deux cycles ; dans le cas de la cellulose c'est une liaison beta 1-4 et dans le cas de l'amidon c'est une liaison alpha 1-4. Cela explique la concordance des valeurs de ρ_p , C_s et P_v obtenues pour la cellulose et l'amidon

Amylose
Chaîne linéaire



Amylopectine
Chaînes ramifiées

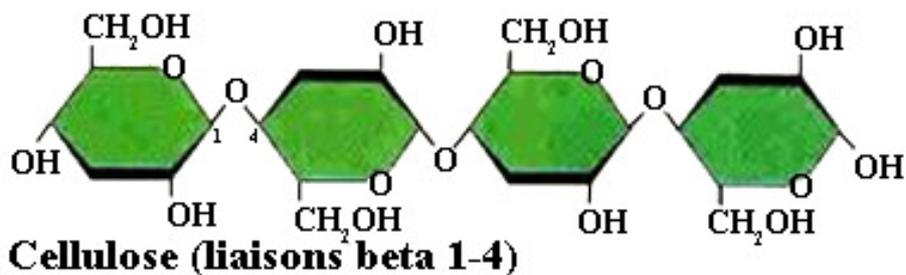
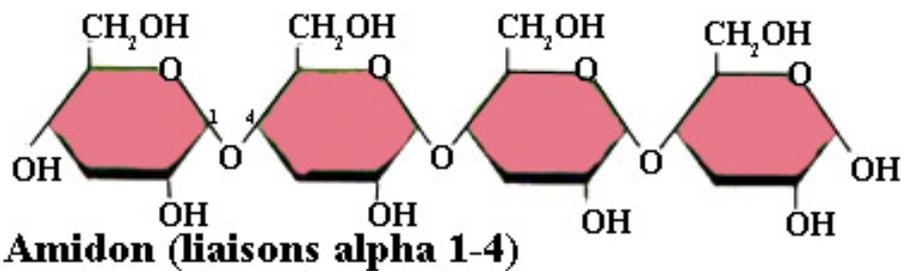
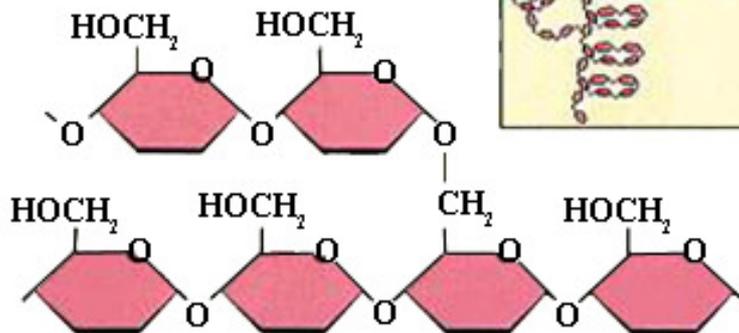
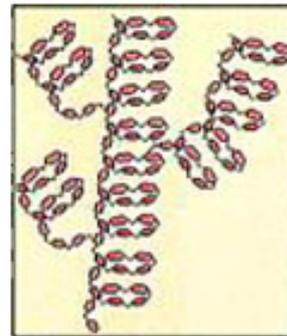
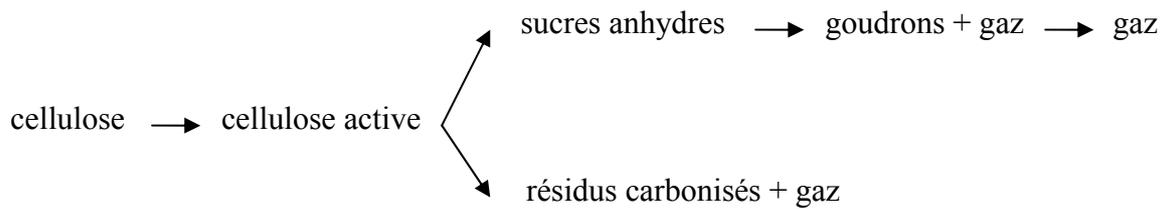


Figure E.4 – Formules chimiques développées de l'amidon et de la cellulose

E.2.2 Pyrolyse de l'amidon.

La pyrolyse est une décomposition des solides sous l'effet de la chaleur. Nous n'avons pas trouvé de références bibliographiques concernant la pyrolyse de l'amidon. Cependant, la similitude entre l'amidon et la cellulose peut, selon Piskorz et al. [59], laisser supposer que les mécanismes et les produits de pyrolyse soient les mêmes pour l'amidon et la cellulose.

Selon Piskorz et al. [59], un des mécanismes possibles de pyrolyse de la cellulose peut se schématiser comme suit :



Elle suit plusieurs étapes :

1. Sous l'effet de la chaleur, la cellulose se déshydrate pour former de la « cellulose active ».
2. Ensuite, la cellulose active subit soit une dépolymérisation pour former des sucres anhydres et des gaz, soit une carbonisation pour produire des résidus carbonisés et des gaz. A température élevée (au dessus de 750 K), le processus de dépolymérisation est prédominant.
3. Après la production de sucres anhydres, ces derniers se décomposent pour former un liquide très visqueux à température ambiante (« goudrons ») et des gazs.
4. Enfin, les « goudrons » sont eux-mêmes gazéifiés.

La pyrolyse complète de la cellulose est réalisée à des températures de l'ordre de 1000 – 1200 K et dans un laps de temps inférieurs à 500 ms. Les gaz de pyrolyse contiennent, en proportion massique, essentiellement :

- CO : plus de 70 %
- CO₂ : 7 %
- CH₄ : 6 %
- C₂H₄ : 9 %
- C₂H₂ : 1 %
- C₂H₆ : 2 %
- H₂ : 2 %

Table des illustrations

Figure I-1 - Principaux facteurs influençant la combustion des mélanges gaz – particules solides (d'après WOLANSKI [80]).....	13
Figure II-1 - Chambre cylindrique de type Hartmann. Pu et al. [63]. $L/D = 2$. $V = 6$ l.....	20
Figure II-2 – Enceinte cylindrique de Pu et al. [63]. $L/D = 5$. $V = 26$ l.....	20
Figure II-3 – Enceinte cylindrique de Jarosinski et al. [45]. $L/D = 2,1$. $V = 8,4$ l.....	20
Figure II-4 – Enceinte sphérique de Bartknecht. [8]. $V = 20$ l.....	21
Figure II-5 – Enceinte de l'USBM. [14]. $V = 20$ l.....	22
Figure II-6 – Dispositif expérimental de Proust [62]. $L/D = 15$	23
Figure II-7 – Brûleur de Egolfopoulos et al. [23].	24
Figure II-8 – Chambre semi-confinée. Sun et al. [73]. $V = 1$ l.....	25
Figure II-9 - Dispersion par sédimentation. Eckhoff et al. [22].	26
Figure II-10 – Dispositif combinant la dispersion dans un flux et la sédimentation. Eckhoff [20].	27
Figure II-11 - Dispersion par recirculation. Brown et al. [13].	28
Figure II-12 - Dispersion turbulente par jet d'air simple. Pu et al. [63].	29
Figure II-13 – Dispersion turbulente par jet d'air, avec réservoir de particules intercalé et tube perforé. Pu et al. [66].	29
Figure II-14 - Dispersion dans un flux. Pu et al. [64].	31
Figure II-15 - Dispersion dans un flux. Ballal [6].	31
Figure II-16 - Dispersion par lit fluidisé. Veyssièrre [79].	32
Figure II-17 - Dispersion par excitation acoustique. Dreizin [19].	34
Figure II-18 - Dispersion avec un champ électrostatique. Gardiner et al. [27].	35
Figure III-1 - Enceinte d'expérimentation.....	39
Figure III-2 - Schéma du dispositif de dispersion des particules solides.....	40
Figure III-3 - Tubes de dispersion utilisés.....	41
Figure III-4 - Schéma du dispositif expérimental.....	42
Figure III-5 – Diagramme des temps caractéristiques.....	43
Figure III-6 - Répartition granulométrique des particules d'amidon. Péraldi [58].	44
Figure III-7 – Acquisition des images PIV.....	46
Figure III-8 – Traitements des images PIV.....	46
Figure III-9 - Zones d'enregistrements horizontales pour la PIV.....	48
Figure III-10 - Zones d'enregistrements verticales pour la PIV.....	48
Figure III-11 – Schéma d'une vue horizontale.....	49
Figure III-12 - Volume de mesure.....	50
Figure III-13 - Schéma du système de LDV 3D.....	51
Figure III-14 – Position des points de mesure LDV.....	52
Figure III-15 - Intersection des faisceaux pour le point 3.....	53
Figure III-16 - Schéma du plan d'enregistrement tomographique.....	54
Figure IV-1 – Evolution de la pression sur les deux capteurs C_1 et C_2 pour chaque valeur de t_{cev} avec $P_{ri} = 10$ bar.....	57
Figure IV-2 - Temps caractéristiques relevés avec les capteurs de pression pour chaque valeur de t_{cev} avec $P_{ri} = 5$ bar.....	57
Figure IV-3 - Evolution de la pression adimensionnée sur les deux capteurs C_1 et C_2 pour chaque valeur de P_{ri}	58
Figure IV-4 - Evolution de la pression adimensionnée sur les deux capteurs C_1 et C_2 pour chaque valeur de P_{ri} (origine à t_1).....	59
Figure IV-5 - Evolution de la pression dans l'enceinte pour différentes concentrations en particules ($\sigma = 0, 50, 100, 200$ et 400 g/m ³) avec $P_{ri} = 7$ bar.....	60
Figure IV-6 - Instants des enregistrements PIV.....	63
Figure IV-7 – Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ri} = 5$ bar.....	65
Figure IV-8 - Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans les plans 4 & 5. $P_{ri} = 5$ bar.....	66
Figure IV-9 - Evolution du champ de vitesse au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 5$ bar.....	67
Figure IV-10 – Evolution de l'intensité de turbulence au cours du temps dans le plan 2. $P_{ri} = 5$ bar.....	68
Figure IV-11 - Définition des axes I-I et P-P.....	69
Figure IV-12 - Variations des composantes de la vitesse u et v le long de l'axe I-I pour différents instants. $P_{ri} = 5$ bar.....	69
Figure IV-13 - Variations des composantes de la vitesse u et v le long de l'axe P-P pour différents instants. $P_{ri} = 5$ bar.....	70
Figure IV-14 - Evolution des structures tourbillonnaires verticales pendant la seconde phase. $P_{ri} = 10$ bar.....	72
Figure IV-15 - Champs des vecteurs vitesses à l'instant 5 dans le plan vertical et dans le plan horizontal 2, pour chaque valeur de P_{ri}	74

Figure IV-16 - Intensité de turbulence à l'instant 5 dans le plan vertical et dans le plan horizontal 2, pour chaque valeur de P_{ri}	75
Figure IV-17 - Champs de vecteurs vitesses dans les cinq plans étudiés pour l'instant 2. $P_{ri} = 5$ bar.	76
Figure IV-18 - Champs de vecteurs vitesses et intensité de turbulence à l'instant 6 et $P_{ri} = 7$ bar.	77
Figure IV-19 - Champs de vecteurs vitesses et intensité de turbulence à l'instant 7 et $P_{ri} = 7$ bar.	78
Figure IV-20 – Evolution de \widehat{U}_x au point 2. $P_{ri} = 10$ bar.	82
Figure IV-21 - FFT du signal présenté Figure IV-20.	82
Figure IV-22 - Evolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps pour le point 5 et $P_{ri} = 10$ bar.	83
Figure IV-23 - Evolution de U_x en fonction du temps pour chaque valeur de P_{ri} au point 2.	85
Figure IV-24 - Evolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps aux points 1, 4 et 7. $P_{ri} = 10$ bar.....	86
Figure IV-25 - Evolution de U_x , U_y , U_z et IT en fonction du temps aux points 1, 2 et 3. $P_{ri} = 10$ bar.....	88
Figure IV-26 - Séquence d'un enregistrement par vidéo rapide de la dispersion des particules dans une section verticale (nappe laser). $\sigma = 50 \text{ g/m}^3 - P_{ri} : 7$ bar.	90
Figure IV-27– Séquence d'un enregistrement par vidéo rapide de la dispersion des particules dans une section verticale (nappe laser). Avant traitement. $\sigma : 200 \text{ g/m}^3 - P_{ri} : 5$ bar.	92
Figure IV-28 - Séquence d'un enregistrement par vidéo rapide de la dispersion des particules dans une section verticale (nappe laser). Après traitement. $\sigma : 200 \text{ g/m}^3 - P_{ri} : 5$ bar.	92
Figure IV-29 - Découpage d'une image enregistrée par caméra vidéo rapide.	93
Figure IV-30– Influence de P_{ri} sur le délai de rencontre Δt_r des deux fronts. $\sigma = 200 \text{ g/m}^3$	94
Figure IV-31 – Influence de la concentration nominale σ sur le délai de rencontre Δt_r des deux fronts. $P_{ri} = 5$ bar.	94
Figure IV-32 - Orientation de l'axe Oz.	99
Figure IV-33 - Intensité lumineuse le long de l'axe central vertical ($\sigma = 100 \text{ g/m}^3$).	100
Figure IV-34 - Intensité lumineuse le long de l'axe central vertical ($\sigma = 400 \text{ g/m}^3$).	102
Figure IV-35 – Variations de l'intensité lumineuse selon des axes horizontaux à des positions verticales différentes. $\sigma = 50 \text{ g/m}^3 - P_{ri} = 10$ bar, $t = 750$ ms.	103
Figure IV-36 – Variation de l'intensité lumineuse diffusée originale et corrigée le long de l'axe vertical central. $\sigma = 50$ et 100 g/m^3	105
Figure IV-37 - Evolution en fonction du temps de l'intensité lumineuse diffusée pour les 6 points étudiés. $P_{ri} = 5$ bar, $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$	107
Figure IV-38 - Evolution en fonction du temps de l'intensité lumineuse diffusée corrigée moyenne pour les 6 points étudiés. $P_{ri} = 5$ bar, $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$	107
Figure IV-39 – Evolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée au cours du temps pour les 4 valeurs de P_{ri} . Point 2, $\sigma = 50$ et 100 g/m^3	109
Figure IV-40 – Evolution de l'intensité lumineuse au cours du temps pour 2 valeurs de σ (50 et 100 g/m^3). Point 2, $P_{ri} = 3, 5, 7$ et 10 bar.	109
Figure IV-41 - Evolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée au cours du temps pour les 6 points et 2 valeurs de σ (50 et 100 g/m^3). $P_{ri} = 5$ bar.	110
Figure IV-42 - Evolution au cours du temps de l'intensité lumineuse diffusée corrigée. Point 2. $\sigma = 100 \text{ g/m}^3$. $P_{ri} = 10$ bar.	111
Figure IV-43 - FFT du signal présenté Figure IV-42.	112
Figure IV-44 - Variation de l'intensité lumineuse diffusée pour les trois axes horizontaux et pour $t = 530$ ms. $P_{ri} = 10$ bar et $\sigma = 50 \text{ g/m}^3$	113
Figure IV-45 - FFT des signaux présentés Figure IV-44.	113
Figure V-1 - Schéma de l'enceinte d'explosion.	116
Figure V-2 - Dispositif expérimental de la chambre d'explosion.	117
Figure V-3 - Tension et intensité aux bornes des électrodes du dispositif d'allumage.	119
Figure V-4 - Variation de la pression d'explosion et de la vitesse de flamme laminaire S_{u0} pour un mélange méthane-air stoechiométrique initialement à la pression atmosphérique.	121
Figure V-5 - Corrélation entre intensité de turbulence et délai d'inflammation.	123
Figure V-6 - Phase de montée en pression dans la chambre. $t_{inf} = 150, 300$ ms et 1 s. Mélange méthane-air. Richesse 1. Allumage par étincelle.	125
Figure V-7 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de S_{c0max} et de K_G pour un mélange méthane-air de richesse 1 en fonction du délai d'inflammation. $P_{ri} = 7$ bar. Allumage par étincelle.	126

Figure V-8 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de S_{c0max} et de K_G pour un mélange méthane-air de richesse 1 en fonction de l'intensité de turbulence. $P_{ri} = 7$ bar. Allumage par étincelle. 127

Figure V-9 - Influence du système d'allumage. Evolution de la pression d'explosion. $t_{inf} = 300$ ms. $P_{ri} = 7$ bar. Mélange méthane-air stoechiométrique. 129

Figure V-10 - Phase de montée en pression dans la chambre. $t_{inf} = 150$ et 300 ms. Mélange amidon-air stoechiométrique. Allumage par inflammateur. 130

Figure V-11 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de K_{St} et de S_{cmax} pour un mélange amidon-air stoechiométrique en fonction de t_{inf} . $P_{ri} = 10$ bar. Allumage par inflammateur. 131

Figure V-12 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de S_{cmax} et de K_{St} pour un mélange amidon-air en fonction de l'intensité de turbulence. $P_{ri} = 10$ bar. Allumage par inflammateur. 132

Figure V-13 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de S_{cmax} et de K_{St} pour un mélange amidon-air stoechiométrique en fonction de t_{inf} . $P_{ri} = 5$ et 10 bar, allumage par inflammateur. 135

Figure V-14 - Evolution de P_{max} , de $\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max}$, de S_{cmax} et de K_{St} pour un mélange amidon-air stoechiométrique en fonction de l'intensité de turbulence. $P_{ri} = 5$ et 10 bar, allumage par inflammateur. 136

Table des matières

NOMENCLATURE	3
CHAPITRE I INTRODUCTION	7
I.1 INTRODUCTION.	7
I.2 RAPPEL DE QUELQUES PARAMETRES CARACTERISANT LA COMBUSTION ISOCHORE.	9
<i>I.2.1 Vitesse fondamentale de flamme laminaire.....</i>	<i>9</i>
<i>I.2.2 Paramètres mesurés, taux de montée en pression, indices.</i>	<i>11</i>
<i>I.2.3 Loi « cubique ».....</i>	<i>11</i>
I.3 SITUATION ACTUELLE.	12
<i>I.3.1 Introduction.....</i>	<i>12</i>
<i>I.3.2 Etudes récentes réalisées à gravité terrestre.</i>	<i>14</i>
<i>I.3.3 Cas de la microgravité.</i>	<i>15</i>
I.4 OBJECTIFS DE L'ETUDE.....	17
CHAPITRE II DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX GENERALEMENT EMPLOYES	18
II.1 LES ENCEINTES UTILISEES POUR L'ETUDE DE LA COMBUSTION DANS LES SUSPENSIONS GAZ-PARTICULES SOLIDES.	18
<i>II.1.1 Les enceintes closes.....</i>	<i>19</i>
<i>II.1.2 Les chambres tubulaires à pression constante.....</i>	<i>22</i>
<i>II.1.3 Les brûleurs.....</i>	<i>24</i>
<i>II.1.4 Les chambres semi-confinées.</i>	<i>24</i>
II.2 LES SYSTEMES DE GENERATION DE SUSPENSION.	25
<i>II.2.1 La sédimentation.</i>	<i>26</i>
<i>II.2.2 La recirculation.....</i>	<i>27</i>
<i>II.2.3 La dispersion turbulente.....</i>	<i>28</i>
<i>II.2.4 La dispersion dans un écoulement gazeux.</i>	<i>30</i>
II.2.4.i Dispersion directe dans l'écoulement.	30
II.2.4.ii Elutriateur à lit fluidisé.....	32
<i>II.2.5 Autres méthodes.</i>	<i>33</i>
II.2.5.i L'excitation acoustique.	33
II.2.5.ii Champ électrostatique.	35
II.3 CAS PARTICULIER DES EXPERIENCES EN MICROGRAVITE.....	35
II.4 CONCLUSION.....	36
CHAPITRE III CONDITIONS EXPERIMENTALES.....	38
III.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DE LA GENERATION DE LA SUSPENSION DE PARTICULES SOLIDES DANS UNE ENCEINTE CLOSE.	38
<i>III.1.1 L'enceinte.</i>	<i>38</i>
<i>III.1.2 Le système de génération de la suspension.....</i>	<i>40</i>
<i>III.1.3 Le dispositif expérimental.</i>	<i>42</i>

III.2	CARACTERISTIQUES DU MILIEU BIPHASIQUE ETUDIE.....	43
III.3	METHODES DE DIAGNOSTIC.	45
III.3.1	<i>Vélocimétrie par images de particules (PIV).....</i>	45
III.3.1.i	Principe de la PIV.....	45
III.3.1.ii	Mise en œuvre pour notre montage.....	47
III.3.1.ii.1	Position des plans d'enregistrement.....	47
III.3.1.ii.2	Détermination de l'intervalle de temps entre deux images.....	49
III.3.2	<i>Anémométrie Laser Doppler (LDV).....</i>	50
III.3.2.i	Principe de la LDV.....	50
III.3.2.ii	Mise en œuvre dans le montage.....	51
III.3.3	<i>Vidéo rapide couplée avec la tomographie laser.....</i>	53
CHAPITRE IV	RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LES MECANISMES DE DISPERSION DES PARTICULES SOLIDES.	55
IV.1	EVOLUTION DE LA PRESSION DANS LA CHAMBRE LORS DU PROCESSUS DE DISPERSION.....	55
IV.1.1	<i>Introduction.....</i>	55
IV.1.2	<i>Influence de la durée de décharge t_{cev} sur l'évolution de la pression dans la chambre.....</i>	56
IV.1.3	<i>Influence de la pression initiale relative du réservoir auxiliaire.....</i>	58
IV.1.4	<i>Influence de la concentration en particules solides.....</i>	59
IV.2	EVOLUTION DU CHAMP AERODYNAMIQUE GENERE DANS LA CHAMBRE PAR LE DISPOSITIF DE GENERATION DE LA SUSPENSION.	60
IV.2.1	<i>Remarques préliminaires.....</i>	60
IV.2.2	<i>Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).....</i>	62
IV.2.2.i	Instants d'enregistrement PIV.....	62
IV.2.2.ii	Traitement des données.....	63
IV.2.2.iii	Résultats PIV.....	64
IV.2.2.iii.1	Allure générale des champs des vitesses. Evolution en fonction du temps.....	64
a	Début de la dispersion.....	70
b	Phase intermédiaire.....	71
c	Phase finale.....	72
IV.2.2.iii.2	Influence de P_{ri} sur les champs des vitesses et d'intensité de turbulence.....	73
IV.2.2.iii.3	Influence de la position verticale dans la chambre sur les champs des vitesses et d'intensité de turbulence.....	76
a	Début de la dispersion.....	76
b	Phase intermédiaire et phase finale.....	76
IV.2.3	<i>Anémométrie Laser Doppler.....</i>	79
IV.2.3.i	Introduction.....	79
IV.2.3.i.1	Fluctuations cycle à cycle.....	79
IV.2.3.i.2	Définition de l'intensité de turbulence.....	79
IV.2.3.ii	Résultats LDV.....	81
IV.2.3.ii.1	Analyse fréquentielle des enregistrements LDV.....	81
IV.2.3.ii.2	Evolution des composantes de la vitesse et de l'intensité de turbulence.....	82
IV.2.3.ii.3	Influence de la pression relative initiale du réservoir auxiliaire (P_{ri}).....	84
IV.2.3.ii.4	Influence de la position verticale.....	85
IV.2.3.ii.5	Influence de la position radiale.....	87
IV.2.4	<i>Conclusions sur l'évolution du champ aérodynamique.....</i>	89
IV.3	ETUDE DE LA DISPERSION DES PARTICULES DANS L'ENCEINTE.....	90
IV.3.1	<i>Introduction.....</i>	90

<i>IV.3.2 Première phase du processus de dispersion.</i>	91
<i>IV.3.3 Relation entre l'intensité lumineuse et la concentration en particules solides.</i>	94
IV.3.3.i Diffusion de la lumière par un nuage de particules (Théorie de Mie).	94
IV.3.3.ii Extinction de la lumière par un nuage de particules (Loi de Beer-Lambert).	96
IV.3.3.ii.1 Loi de Beer-Lambert.	96
IV.3.3.ii.2 Suspension monodispersée de sphères.	96
IV.3.3.ii.3 Suspension polydispersée de sphères.	97
IV.3.3.ii.4 Cas général d'une suspension de particules solides.	98
IV.3.3.iii Variation de l'intensité lumineuse diffusée selon l'axe vertical dans la chambre.	99
IV.3.3.iv Variation de l'intensité lumineuse selon un axe horizontal.	102
IV.3.3.v Correction des images.	104
<i>IV.3.4 Répartition des particules dans l'enceinte.</i>	106
IV.3.4.i Allure générale de l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée au cours du temps.	106
IV.3.4.ii Influence de P_{ri} et de la concentration sur l'évolution de l'intensité lumineuse diffusée corrigée.	108
a Première phase :	110
b Seconde et troisième phase	110
IV.3.4.iii Répartition des particules dans le plan laser.	110
<i>IV.3.5 Analyse des fluctuations observées sur les enregistrements par vidéo rapide.</i>	111
IV.3.5.i Analyse fréquentielle de l'évolution au cours du temps de l'intensité lumineuse diffusée.	111
IV.3.5.ii Structures observées sur les enregistrements par vidéo rapide.	112
<i>IV.3.6 Conclusions sur l'étude des enregistrements tomographiques.</i>	113
IV.4 CONCLUSION.	114
CHAPITRE V COMBUSTION DU MELANGE DIPHASIQUE.....	116
V.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DE LA COMBUSTION DU MELANGE DIPHASIQUE.....	116
<i>V.1.1 Le montage expérimental.</i>	116
<i>V.1.2 Les systèmes d'allumage.</i>	118
V.1.2.i Etincelle électrique.	118
V.1.2.ii Inflammateurs pyrotechniques.	119
V.2 ETUDE DE LA COMBUSTION DU MELANGE METHANE-AIR STOECHIOMETRIQUE .	119
<i>V.2.1 Allumage du mélange au repos.</i>	119
V.2.1.i Calcul de la vitesse de combustion.	120
V.2.1.ii Caractéristiques de la combustion du mélange.	121
<i>V.2.2 Influence de la turbulence sur l'évolution de la pression.</i>	123
V.2.2.i Introduction	123
V.2.2.ii Phase de montée en pression.	124
V.2.2.iii Influence du délai d'inflammation.	125
<i>V.2.3 Influence du système d'allumage.</i>	128
V.3 ETUDE DE LA COMBUSTION DU MELANGE AMIDON-AIR	129
<i>V.3.1 Phase de montée en pression.</i>	130
<i>V.3.2 Influence du délai d'allumage.</i>	130
<i>V.3.3 Influence de P_{ri}.</i>	134

V.4	CONCLUSIONS	137
CHAPITRE VI CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES.		139
VI.1	RAPPEL DE L'ETUDE.	139
VI.2	CONCLUSIONS GENERALES.....	140
VI.3	PERSPECTIVES.	141
BIBLIOGRAPHIE		142
ANNEXE A REGLAGES PIV ET LDV		148
A.1	VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES.....	148
A.2	ANEMOMETRIE DOPPLER LASER.	151
ANNEXE B RESULTATS PIV.....		154
B.1	PLANS VERTICAUX 4 ET 5.	154
B.2	PLAN HORIZONTAL 1	163
B.3	PLAN HORIZONTAL 2	172
B.4	PLAN HORIZONTAL 3.	181
ANNEXE C RESULTATS LDV		190
ANNEXE D EVOLUTION DE L'INTENSITE LUMINEUSE DIFFUSEE		199
ANNEXE E CARACTERISTIQUES DE L'AMIDON.....		201
E.1	PROPRIETES PHYSIQUES DE L'AMIDON.	201
E.2	CARACTERISTIQUES CHIMIQUES DE L'AMIDON.....	205
TABLE DES ILLUSTRATIONS.....		208
TABLE DES MATIERES		211