



HAL
open science

Etude numérique et expérimentale de l'interaction entre deux écoulements compressibles dans un éjecteur supersonique

Ala Bouhanguel

► To cite this version:

Ala Bouhanguel. Etude numérique et expérimentale de l'interaction entre deux écoulements compressibles dans un éjecteur supersonique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Franche-Comté, 2013. Français. NNT : 2013BESA2037 . tel-01175992

HAL Id: tel-01175992

<https://theses.hal.science/tel-01175992v1>

Submitted on 13 Jul 2015

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.



SPIM

Thèse de Doctorat



UFC

école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Étude numérique et expérimentale
de l'interaction entre deux
écoulements compressibles dans
un éjecteur supersonique

■ ALA BOUHANGUEL

SPIM

Thèse de Doctorat

UFC

école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

N° | X | X | X |

THÈSE présentée par

ALA BOUHANGUEL

pour obtenir le

Grade de Docteur de
l'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Energétique**

Étude numérique et expérimentale de l'interaction entre deux écoulements compressibles dans un éjecteur supersonique

Unité de Recherche :
FEMTO-ST ENERGIE

Soutenue publiquement le 10 Décembre 2013 devant le Jury composé de :

YANNICK BAILLY	Examineur	PR à l'Université de Franche-Comté
YVES BURTSHELL	Rapporteur	PR à Polytech Marseille
PHILIPPE DESEVAUX	Directeur	PR à l'IUT de Belfort-Montbéliard
ERIC GAVIGNET	Co-Directeur	MC à l'IUT de Belfort-Montbéliard
ABDELLAH HADJADJ	Rapporteur	PR à l'INSA Rouen
FRIEDRICH LEOPOLD	Examineur	Dr. Ing. Chef du groupe aérodynamique - ISL

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier tout d'abord mon directeur de thèse, le professeur Philippe Désévaux. J'ai beaucoup appris de lui, que ce soit sur le plan scientifique ou humain. Je le remercie pour sa disponibilité et pour sa rigueur scientifique.

Je remercie également mon co-directeur de thèse, Eric Gavignet, Maître de Conférences, pour son aide précieuse, notamment sur les aspects théoriques et pratiques liés à l'instrumentation et à la mesure.

J'exprime naturellement tous mes remerciements à l'ensemble des membres du jury, et tout particulièrement aux professeurs Yves Burtschell et Abdellah Hadjadj, ainsi qu'à Friedrich Leopold, Docteur Ingénieur, qui ont accepté d'examiner ce travail.

Je n'oublierai pas de remercier le professeur Yannick Bailly et Laurent Girardot, Ingénieur de recherche, pour leur apport important dans les mesures de vitesses par PIV, ainsi que Laurent Callegari, Technicien mécanicien, pour son aide précieuse dans la conception de pièces mécaniques.

J'adresse toute ma gratitude au professeur François Lanzetta, à la secrétaire du département ENERGIE, Isabelle Christen et à mes amis Yacine et Riad pour leur aide et leur soutien.

Un grand merci également à tout le personnel du département ENERGIE, enseignants-chercheurs, personnels techniques, doctorants, pour les bons moments passés ensemble, dans la plus sympathique des convivialités.

Enfin, je réserve un dernier et grand merci aux membres de ma famille, à ma sœur, à mes frères, et bien sûr à mes parents qui, malgré la distance, ont toujours été présents à mes côtés pour me guider et me soutenir tout au long de mon parcours universitaire. Papa, Maman, merci pour avoir fait de moi ce que je suis aujourd'hui.

SOMMAIRE

Introduction	9
1 Etude bibliographique	11
1.1 Les éjecteurs	11
1.1.1 Principe de fonctionnement	11
1.1.2 Applications des éjecteurs	13
1.1.3 Régimes d'écoulement dans les éjecteurs	14
1.1.4 Performances de l'éjecteur	17
1.2 Études expérimentales de l'écoulement dans les éjecteurs	19
1.2.1 Mesure de pression	19
1.2.2 Visualisation de l'écoulement	20
1.2.3 Mesure de la vitesse	22
1.3 Modélisation numérique des éjecteurs	23
1.3.1 Intérêt des simulations numériques	23
1.3.2 Paramètres numériques	23
1.3.3 Modèle de turbulence	25
1.3.4 Validation des simulations numériques	26
1.3.5 Conclusion	27
1.3.6 Orientation des travaux	28
2 Dispositif expérimental	29
2.1 Banc d'essai	29
2.2 Configuration géométrique de l'éjecteur	31
2.3 Installation pour la mesure de pression	33
2.3.1 Principe de mesure	33
2.3.2 Capteur de pression	33
2.3.3 Appareillage de mesure	34
2.3.4 Dimensionnement de la sonde	35
2.4 Méthodes optiques pour l'étude de l'écoulement	40
2.4.1 Dispositif optique de tomographie	41

2.4.2	Dispositif de PIV	41
2.4.3	Ensemencement	43
3	Modèle numérique pour le fonctionnement à entrainement nul	45
3.1	introduction	45
3.2	Modèle numérique de base	46
3.2.1	Les équations gouvernantes	46
3.2.2	Hypothèses et conditions numériques principales	47
3.3	Choix du solveur	48
3.3.1	Solveurs disponibles	48
3.3.2	Confrontation des solveurs pressure-based et density-based	49
3.4	Schéma de discrétisation	53
3.5	sensibilité au maillage	55
3.6	Modèle de turbulence	58
3.6.1	Les modèles utilisés	58
3.6.2	comparaison des résultats	60
4	Modèle numérique pour le fonctionnement avec entrainement	65
4.1	Problématique	65
4.2	Simulation 2D avec section annulaire équivalente	66
4.2.1	Méthodologie	66
4.2.2	Résultats	67
4.3	Simulation 2D avec débit secondaire imposé	69
4.4	Simulation 3D avec domaine simplifié	72
4.5	Simulation 3D avec chambre de tranquillisation	75
4.5.1	Écoulement dans la chambre de tranquillisation	75
4.5.2	Simulation de l'écoulement dans l'éjecteur avec condition de débit induit	78
4.5.3	Simulation de l'écoulement dans l'éjecteur avec condition de pression au secondaire	79
4.6	Simulation 3D avec circuit d'alimentation en air secondaire	80
4.6.1	CONCLUSION	82
5	Analyse du processus de recompression par chocs	83
5.1	introduction	83
5.2	Comparaison des distributions axiales et pariétales de la pression	84
5.3	Écoulement sans amorçage supersonique dans la tuyère secondaire	86

5.3.1	Distribution axiale de la pression	86
5.3.1.1	Fonctionnement de l'éjecteur sans flux induit	86
5.3.1.2	Fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit	87
5.3.1.3	Remarques et influence de la sonde	90
5.3.2	Visualisation de la structure de chocs	91
5.3.2.1	Fonctionnement de l'éjecteur sans flux induit	91
5.3.2.2	Fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit	94
5.4	Écoulement avec amorçage supersonique dans la tuyère secondaire	96
5.4.1	Distribution axiale de la pression	96
5.4.1.1	Fonctionnement de l'éjecteur sans flux induit	96
5.4.1.2	Fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit	97
5.4.1.3	Influence de la sonde de pression	100
5.4.2	Visualisation de la structure de chocs	101
5.4.2.1	Fonctionnement de l'éjecteur sans flux induit	101
5.4.2.2	Fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit	102
5.4.2.3	Comparaison des visualisations numériques et expérimentales	106
5.4.3	Analyse expérimentale des performances de l'éjecteur	109
5.4.4	Conclusion	111
6	Mélange et instabilités	113
6.1	Étude du mélange des flux moteur et induit	113
6.1.1	Distributions radiales de la vitesse	113
6.1.2	Évolution de l'énergie cinétique turbulente le long de la chambre de mélange	115
6.2	Étude des instabilités de l'écoulement	119
6.2.1	Observation expérimentale	119
6.2.2	Modélisation des instabilités	121
6.2.2.1	Approche par modèles RANS	121
6.2.2.2	Approche par modélisation LES	123
	Conclusion générale	127
	Bibliographie	131
A	Etalonnage de la chaîne de mesures de pression	139

NOMENCLATURE

Notations latines

Symbole	Désignation
A	: Rapport des sections aux cols
D	: Diamètre de sortie du diffuseur
D_t	: Diamètre de la chambre de mélange
d_s	: Diamètre de sortie de la tuyère primaire
d_2	: Diamètre de l'orifice du flux secondaire
d_*	: Diamètre critique de la tuyère primaire
k	: Energie cinétique de turbulence
L	: Longueur de la chambre de mélange
L_b	: Longueur du convergent secondaire
L_d	: Longueur du diffuseur
M	: Nombre de Mach
m_1	: Débit moteur
m_2	: Débit aspiré
P	: Pression
P_s	: Pression dans la section de sortie de la tuyère primaire
P_1	: Pression d'entrée du flux primaire
P_2	: Pression d'entrée du flux secondaire
P_3	: Pression à l'aval de la tuyère primaire
P_4	: Pression à l'aval de l'éjecteur
r	: Constante massique des gaz parfaits
T	: Température
t	: Temps
U	: Taux d'entraînement
V	: Vitesse
x	: Coordonnée le long de l'axe de l'éjecteur
X_p	: Pénétration de la tuyère primaire

Notations grecques

Symbole	Désignation
ε	: Rapport moteur
ϵ	: Taux de dissipation de la turbulence
Γ	: Rapport des pressions génératrices
γ	: Rapport des chaleurs spécifiques
μ_t	: Viscosité turbulente
ρ	: Masse volumique
τ	: Taux de compression
τ_{ij}	: Tenseur des contraintes visqueuses
ω	: Dissipation spécifique de la turbulence

INTRODUCTION

Les éjecteurs sont des appareils généralement constitués de deux tuyères coaxiales. Ils sont utilisés pour leur capacité à aspirer, entraîner, mélanger et recomprimer toutes sortes de fluides. Dans le cas de fluides gazeux, les éjecteurs sont alors souvent le siège d'écoulements supersoniques.

Les éjecteurs trouvent de nombreuses applications, dans l'industrie du vide, l'aéronautique, la production du froid ou encore l'industrie chimique. Si ce sont en général des appareils de conception simple et robuste, il n'en est pas de même des écoulements qui prennent place au sein de ces systèmes. Ces écoulements deviennent en effet rapidement très complexes du fait des multiples phénomènes physiques qui entrent en jeu (interaction entre des flux supersonique et subsonique, chocs, mélange, instabilités, condensation éventuelle, ...).

L'éjecteur peut constituer un élément isolé ou faire partie d'un système plus global, comme par exemple dans les applications de réfrigération par éjecto-compression. Dans tous les cas, afin d'utiliser au mieux ces systèmes à éjection et d'en améliorer les performances, une analyse du fonctionnement de l'éjecteur lui-même est nécessaire.

La plupart des études sur les éjecteurs rencontrées dans la littérature portent sur la caractérisation et l'optimisation de leurs performances. Ces travaux considèrent alors l'éjecteur comme une « boîte noire » et se contentent d'en examiner le fonctionnement global, en s'appuyant sur l'analyse de ses paramètres globaux d'entrée – sortie (débits d'entrée et de sortie, taux d'entraînement, pressions amont et aval, COP dans le cas d'une machine frigorifique).

Une telle approche peut s'avérer insuffisante, notamment pour la compréhension des phénomènes mis en jeu. Il est alors nécessaire d'envisager une analyse locale et détaillée de l'écoulement au sein de ces appareils. Cette analyse peut être menée expérimentalement en faisant appel notamment aux techniques de visualisation des écoulements compressibles, ou comme c'est de plus en plus souvent la cas, par le biais de simulations numériques. En effet, grâce à l'essor ces 15 dernières années de la mécanique des fluides numérique (CFD), de très nombreux travaux traitant de la simulation de l'écoulement au sein d'éjecteurs supersoniques sont apparus dans la littérature. Ces travaux, s'ils ont permis une nette avancée dans la compréhension des phénomènes physiques rencontrés dans ces appareils, s'avèrent très diversifiés, quelques fois peu cohérents dans le choix de paramètres numériques, proposent des résultats parfois contradictoires et souffrent souvent d'un manque de comparaison avec l'expérimentation.

Cette thèse est dédiée à l'étude détaillée de l'écoulement et de l'interaction de deux flux dans un éjecteur supersonique à air. Elle a été réalisée au département ENERGIE de l'institut de recherche FEMTO-ST et s'inscrit dans la continuité des activités menées sur les éjecteurs depuis de nombreuses années au sein de ce laboratoire. Elle est conduite en associant les approches expérimentale et numérique par CFD. L'investigation expérimentale, dont l'objectif principal est de fournir des données expérimentales

de qualité pour la validation des simulations CFD, a nécessité la mise au point d'appareillages spécifiques et l'adaptation de méthodes plus éprouvées à nos conditions particulières d'écoulement. L'approche numérique a pour ambition de cerner au mieux le rôle des nombreux paramètres qui interviennent dans une simulation CFD et de proposer un modèle fiable permettant d'analyser avec précision l'interaction des flux primaire et secondaire dans un éjecteur.

Ce mémoire de thèse est articulé autour de 6 chapitres.

Ce travail n'étant pas réservé à une application particulière de l'éjecteur, c'est de façon générale que nous nous contentons de rappeler, au cours du premier chapitre, le principe de fonctionnement et les principales applications des éjecteurs. Ce chapitre propose également une étude bibliographique sur les travaux, expérimentaux et numériques, traitant de l'écoulement au sein des éjecteurs supersoniques.

Le chapitre 2 décrit le dispositif expérimental disponible au département ENERGIE. L'instrumentation utilisée lors ces travaux est également présentée, en détaillant notamment le système mis au point pour la mesure de la pression sur l'axe de l'éjecteur et les méthodes optiques employées pour la visualisation de l'écoulement et la mesure des vitesses par PIV.

Une approche par simulation numérique bidimensionnelle a été menée dans un premier temps pour l'éjecteur fonctionnant sans flux induit. Cette approche, présentée au chapitre 3, a fait l'objet d'une étude de sensibilité afin d'évaluer l'influence de certains paramètres numériques. L'influence du modèle de turbulence est également analysée en s'appuyant sur une confrontation des résultats CFD avec des mesures de vitesses par PIV.

Le chapitre 4 est consacré à la modélisation de l'éjecteur fonctionnant avec entraînement libre d'air secondaire. La géométrie même de l'éjecteur étudié et le choix de la condition limite à l'entrée secondaire rendent difficile la simulation numérique de l'aspiration du flux induit. Face à cette problématique, plusieurs solutions sont proposées dans ce chapitre, allant de l'utilisation d'un modèle 2D axisymétrique avec section d'entrée secondaire équivalente au développement de modèles 3D plus réalistes.

Le modèle numérique défini dans le chapitre 4 est ensuite appliqué à l'analyse du processus de recompression par chocs qui prend place dans l'éjecteur. Cette étude, présentée dans le chapitre 5, est conduite sur deux géométries d'éjecteur permettant l'exploration de différents régimes d'écoulements. Les résultats numériques sont comparés aux distributions de la pression le long de l'axe de l'éjecteur et à des visualisations par tomographie laser de l'écoulement dans la tuyère secondaire. Une brève analyse expérimentale, mettant en parallèle le régime d'écoulement et les performances de l'éjecteur, clôt ce chapitre.

Le dernier chapitre traite du processus de mélange et des instabilités qui prennent place dans l'éjecteur. La qualité du mélange est analysée numériquement en se basant d'une part sur l'évolution des distributions radiales de la vitesse le long de la chambre de mélange, d'autre part sur l'observation du développement de l'énergie cinétique turbulente. La seconde partie de ce chapitre traite des instabilités de l'écoulement. Une tentative de modélisation de ces instabilités via une simulation des grandes échelles de turbulence (LES) est présentée.

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Ce chapitre présente une rapide description des éjecteurs, en particulier de leur principe de fonctionnement et de leurs principales applications. Une attention particulière est accordée aux régimes d'écoulement apparaissant dans ces appareils. Une étude bibliographique, non exhaustive, est ensuite proposée traitant des travaux expérimentaux et numériques sur l'écoulement au sein des éjecteurs. Cette étude bibliographique nous permettra de dégager les grandes orientations de cette thèse.

1.1/ LES ÉJECTEURS

1.1.1/ PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Les éjecteurs sont des appareils de conception simple [1], le plus souvent constitués de deux tuyères coaxiales, comme représenté sur la figure 1.1-a. Cette figure présente également les notations qui seront utilisées tout au long de ce mémoire. Ainsi, les différents indices indiqués sur la figure représentent :

- 1 : Flux primaire
- 2 : Flux secondaire
- s : Section de sortie de la tuyère primaire
- *
- 3 : Zone d'interaction entre les flux primaire et secondaire
- 4 : Sortie de l'éjecteur

Parmi les principaux paramètres géométriques, notons :

- d_* : Diamètre au col de la tuyère primaire
- d_s : Diamètre de sortie de la tuyère primaire
- D_t : Diamètre du tube de mélange
- L : Longueur de la chambre de mélange

La première tuyère, appelée tuyère primaire ou motrice, est du type convergent-divergent. Elle est alimentée avec un débit m_1 de fluide à une pression génératrice P_1 . En se détendant à travers cette tuyère, le fluide voit son énergie de pression convertie en énergie cinétique. La vitesse atteinte en sortie de tuyère primaire est généralement supersonique. Cette vitesse élevée crée une dépression P_3 dans la région de sortie de la

tuyère primaire ce qui provoque l'aspiration d'un second flux de débit m_2 (flux secondaire ou induit) via la tuyère secondaire. Les deux flux sont entraînés dans la chambre de mélange cylindrique où ils subissent une recompression. Le mélange (de débit m_1+m_2) est ensuite éjecté vers l'extérieur où règne la pression extérieure P_4 . Dans le cas d'un éjecteur qui débouche dans l'air ambiant, cette pression P_4 est égale à la pression atmosphérique.

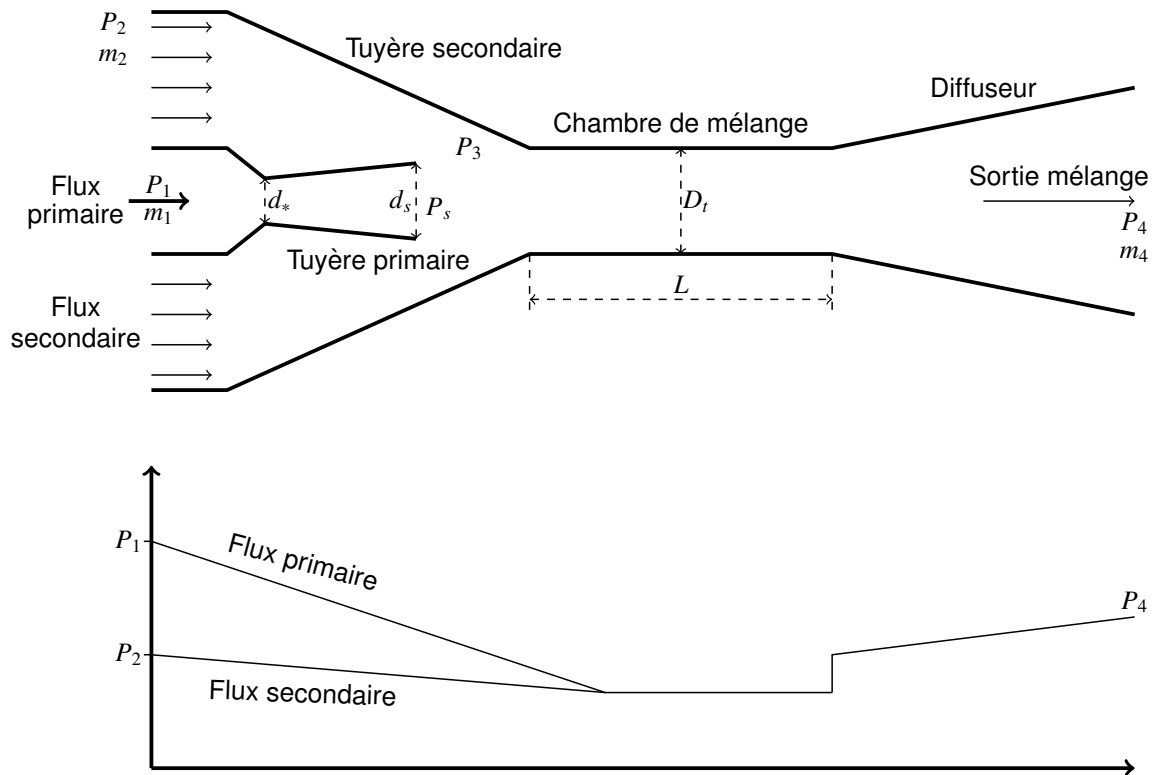


FIGURE 1.1 – Principe d'un éjecteur
 a- Configuration géométrique
 b- Evolution schématique de la pression le long de l'éjecteur

La figure 1.1-b présente, d'une manière très simplifiée, l'évolution de la pression le long de l'éjecteur pour chacun des deux fluides. Ces deux fluides subissent tout d'abord une détente à partir de leur pression initiale respective, pour converger vers la même valeur de pression lors de leur mélange. Celui-ci est ensuite recomprimé jusqu'à son refoulement à la pression P_4 . Ce phénomène est schématisé par une recompression brusque en entrée de diffuseur (telle qu'elle peut apparaître à la traversée d'un choc droit) suivie d'une remontée en pression linéaire dans le diffuseur. Ce processus de recompression n'est représenté ici que de manière simplifiée. Il est en réalité plus complexe et fera l'objet d'une étude détaillée plus loin dans ce mémoire.

Par ailleurs, l'étude des éjecteurs supersoniques nécessite souvent la définition de paramètres géométriques et thermodynamiques adimensionnels. Ces principaux paramètres sont :

- Le rapport des sections au col :

$$A = \left(\frac{D_t}{d_*} \right)^2 \quad (1.1)$$

- Le taux d'entraînement U correspondant au rapport du débit aspiré sur le débit moteur :

$$U = \frac{m_2}{m_1} \quad (1.2)$$

Il est égal à zéro dans le cas d'un fonctionnement sans flux induit.

- Le rapport moteur ε défini par le rapport de la pression génératrice primaire et de la pression aval :

$$\varepsilon = \frac{P_1}{P_4} \quad (1.3)$$

- Le taux de compression τ égal au rapport de la pression aval sur la pression secondaire :

$$\tau = \frac{P_4}{P_2} \quad (1.4)$$

- Le rapport de pressions génératrices Γ qui correspond au rapport des pressions primaire et secondaire :

$$\Gamma = \frac{P_1}{P_2} \quad (1.5)$$

1.1.2/ APPLICATIONS DES ÉJECTEURS

Les éjecteurs supersoniques présentent plusieurs intérêts dont le plus important est l'absence de pièces mécaniques mobiles. L'absence de piston ou d'élément rotatif offre un système fiable qui nécessite peu d'entretien ou de maintenance particulière [2].

Les éjecteurs trouvent des applications dans de nombreux domaines. De manière non exhaustive, nous pouvons citer :

La mise sous vide : L'éjecteur peut être utilisé comme pompe à vide dans des applications ne nécessitant pas des vides poussés, comme par exemple l'emballage de produits alimentaires ou l'extraction de fluides agressifs. Pour des applications nécessitant la création de dépressions plus importantes, il est possible d'utiliser des éjecteurs multi-étagés comme dans le procédé de désodorisation des huiles comestibles par exemple [3].

Le mélange des fluides : Les éjecteurs sont souvent employés pour leur capacité à assurer le mélange de fluides et ce quelles que soient la nature ou les propriétés physiques des fluides (gaz, liquides, chauds, froids...). Ils sont notamment utilisés dans l'industrie chimique pour le mélange de fluides réactifs [4] en raison de leur fiabilité.

Les piles à combustibles : Les éjecteurs peuvent être utilisés en remplacement de la pompe dédiée à la récupération de l'hydrogène non consommé dans un système PAC. L'intégration de l'éjecteur sur le circuit d'alimentation en hydrogène permet la réduction de la consommation d'électricité et donc l'amélioration du rendement global de la pile [5].

Le boosting : Le Boosting des gaz est utilisé pour l'acheminement du gaz naturel dans les pipelines. Les éjecteurs servent alors à renforcer ce processus en utilisant le gaz sortant à haute pression pour entraîner le gaz à faible pression sans faire appel à des compresseurs trop gourmands en énergie [6].

Le dessalement de l'eau : On rencontre également les éjecteurs dans des systèmes solaires de dessalement de l'eau de mer où ils contribuent au processus de recompression de la vapeur destinée à être condensée en eau distillée [7].

Le propulsion : L'industrie aéronautique fait aussi appel aux éjecteurs dans le but d'augmenter la propulsion ou pour réduire le bruit de propulseurs. Le mélange air-carburant peut alors se faire via un réacteur couplé à un éjecteur [8].

La réfrigération : L'utilisation du principe de l'éjecto-compression dans un cycle frigorifique tritherme remonte au début du 20ème siècle [9, 10]. L'éjecteur tient alors le rôle du compresseur pour comprimer le fluide frigorigène à la sortie de l'évaporateur. Bien que de tels systèmes offrent des coefficients de performances faibles comparés aux systèmes classiques, la possibilité de coupler le système frigorifique à une source d'énergie renouvelable les rend intéressants en particulier dans le domaine de la climatisation solaire [11].

1.1.3/ RÉGIMES D'ÉCOULEMENT DANS LES ÉJECTEURS

L'aérodynamique des écoulements internes dans les tuyères supersoniques décrit parfaitement les différents régimes d'écoulement qui peuvent prendre place dans une tuyère convergente-divergente [12, 13]. Si on suppose que l'écoulement atteint le régime supersonique dans cette tuyère, différents modes de fonctionnement peuvent se produire selon la géométrie de cette tuyère et les conditions de pressions (P_1 , P_s et P_3).

La figure 1.2 résume les trois régimes les plus communément rencontrés :

- Figure 1.2-a : Le jet primaire est supersonique sur une partie du divergent mais sort de la tuyère à vitesse subsonique. Ce régime s'installe quand la pression génératrice P_1 est suffisamment élevée pour atteindre le régime sonique au niveau du col, mais trop faible pour que l'écoulement reste supersonique sur toute la longueur du divergent. Un choc droit se forme alors dans le divergent, provoquant la décélération de l'écoulement et donc le désamorçage du régime supersonique.

- Figure 1.2-b : Pour des pressions génératrices plus élevées, l'écoulement sort de la tuyère à vitesse supersonique sous la forme d'un jet sur-détendu. Ce jet de forme conique comporte une succession d'ondes de chocs obliques. Généralement, ce régime apparaît quand la pression du jet supersonique dans le plan de sortie P_s est plus faible que la pression aval P_3 .

- Figure 1.2-c : Lorsque la pression génératrice continue d'augmenter, elle donne naissance à une transformation du jet qui devient sous-détendu. Le jet supersonique poursuit alors sa détente après la section de sortie de la tuyère jusqu'à la pression aval P_3 .

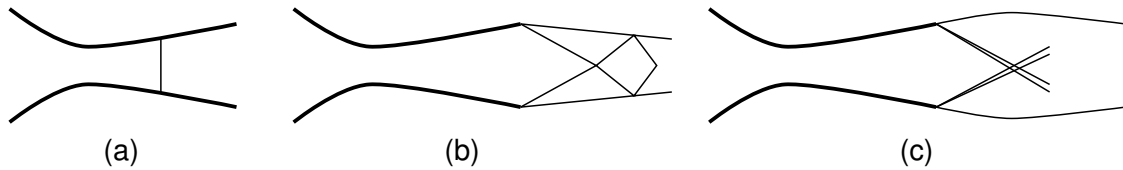


FIGURE 1.2 – Régimes d'écoulement dans une tuyère supersonique
a- Régime désamorcé, b- Régime sur-détendu, c- Régime sous-détendu

Il est nettement plus difficile de prévoir avec certitude le régime d'écoulement qui s'installe dans l'éjecteur. Si l'écoulement à la sortie de la tuyère primaire est supersonique, plusieurs configurations d'écoulement peuvent se produire dans la tuyère secondaire suivant les conditions génératrices et la géométrie de l'éjecteur. Plusieurs études [14, 15, 16] ont ainsi mis en évidence l'apparition des régimes d'écoulement suivants :

Régime supersonique totalement développé

Ce régime apparaît pour des valeurs élevées de la pression génératrice P_1 et des débits induits (m_2) faibles. Dans ces conditions, le jet primaire se détend complètement dans la chambre de mélange. Le flux secondaire entrainé par le jet primaire est aussi en régime supersonique (figure 1.3).

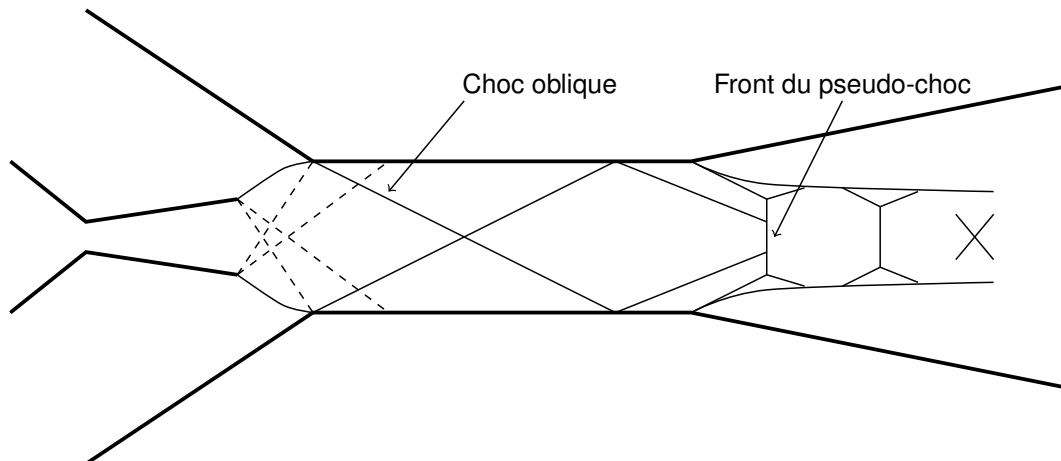


FIGURE 1.3 – Régime supersonique

Régime supersonique avec col sonique secondaire dans la chambre de mélange

Lorsque le taux d'expansion du jet moteur est moins important que dans le régime précédant et que la valeur du débit induit augmente, le jet secondaire n'atteint la vitesse sonique que dans une section située dans la chambre de mélange cylindrique. Cette section correspond à la section de passage minimale du flux secondaire. En aval de cette section, les écoulements des deux jets sont supersoniques (figure 1.4).

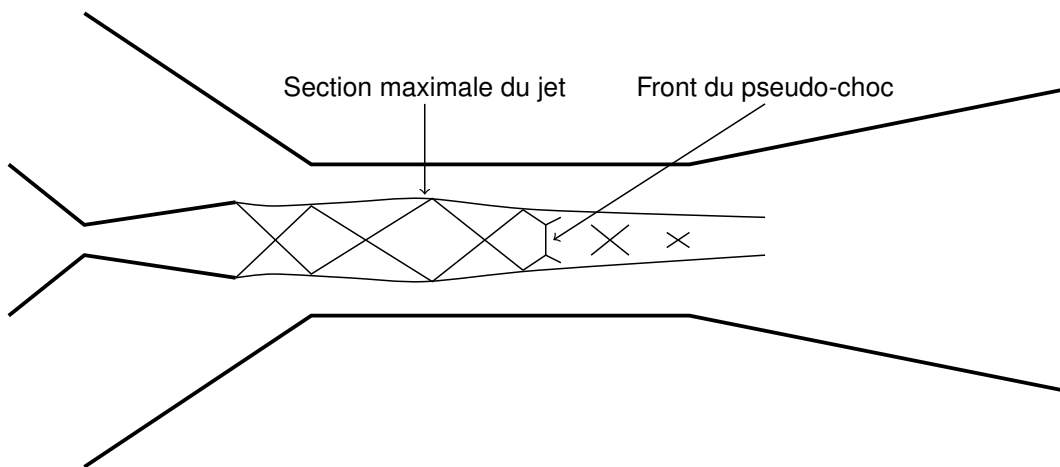


FIGURE 1.4 – Régime avec col sonique

Régime supersonique saturé

Appelé aussi régime mixte, il est caractérisé par un flux primaire supersonique à la sortie de la tuyère motrice et un flux secondaire toujours subsonique. Ce régime prend naissance pour des valeurs moyennement faibles de la pression génératrice (P_1) qui ne sont pas suffisantes pour autoriser l'amorçage supersonique du flux induit. Un pseudo-choc est alors localisé entre la sortie de la tuyère primaire et le col de l'éjecteur (figure 1.5). Il est à noter que dans le cas d'un régime d'écoulement désamorçé dans la tuyère primaire (figure 1.2-b), ce régime d'écoulement est appelé «régime mixte séparé».

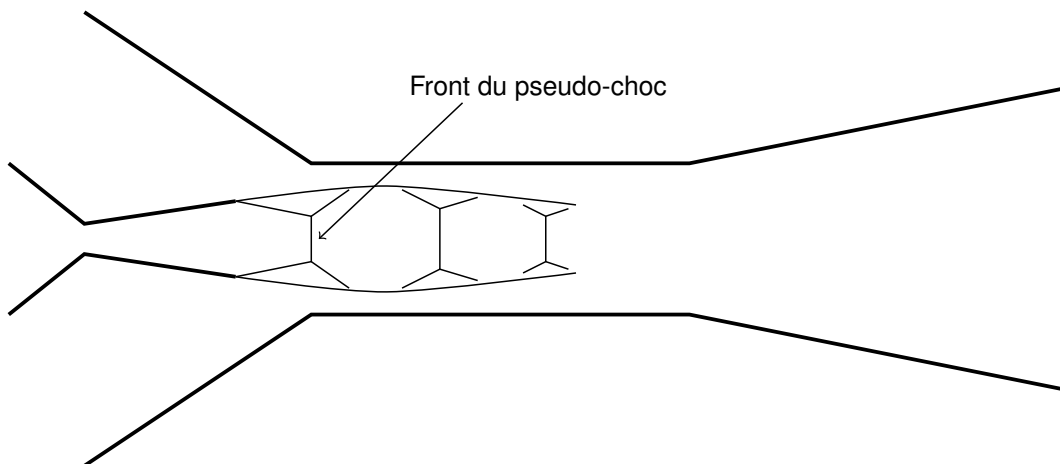


FIGURE 1.5 – Régime mixte

Régime supersonique avec double col sonique

Ce régime apparaît pour les faibles valeurs de la section de la chambre de mélange de l'éjecteur (rapport géométrique A faible). L'écoulement est caractérisé par la présence d'un double col sonique. On observe alors la formation de deux pseudo-chocs distincts, le premier est situé en sortie de la tuyère primaire et le second s'établit en sortie de la chambre du mélange et en entrée du diffuseur (figure 1.6).

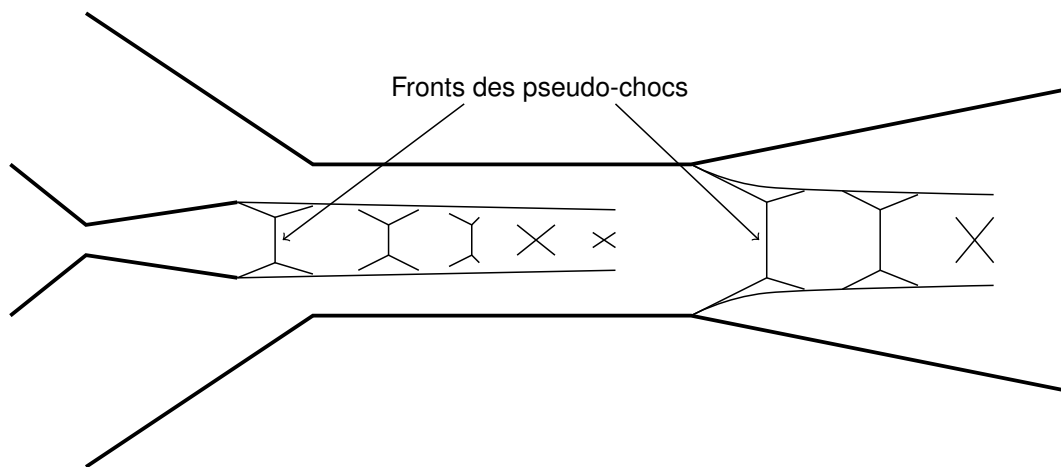


FIGURE 1.6 – Régime avec double col sonique

1.1.4/ PERFORMANCES DE L'ÉJECTEUR

Les performances des éjecteurs se mesurent par rapport à leur capacité d'aspiration (aptitude à créer une dépression), d'entraînement et de mélange. Ces performances dépendent le plus souvent du mode de fonctionnement de l'éjecteur, des conditions de pression, de la géométrie et sont finalement étroitement liées au régime d'écoulement qui s'installe au sein de l'éjecteur.

Capacité d'aspiration

Pour créer le vide, l'éjecteur opère sans flux induit (c'est-à-dire avec un taux d'entraînement $U = 0$) ou avec un très faible débit secondaire. Dans ce cas de fonctionnement, le jet primaire provoque une dépression (P_2) au niveau de la zone d'aspiration du flux secondaire. Ce mode de fonctionnement de l'éjecteur a fait l'objet de plusieurs études [17, 14]. Elles ont montré entre autre que l'évolution de la pression P_2 en fonction de la pression génératrice primaire P_1 , schématisée sur la figure 1.7, est caractérisée par la présence de trois régimes. Lorsque la tuyère primaire est le siège d'un désamorçage du régime supersonique dans son divergent, la pression secondaire décroît très faiblement. Quand la tuyère primaire délivre un jet supersonique, on observe une diminution sensible et quasi linéaire de la pression d'aspiration avec la pression P_1 . L'éjecteur fonctionne alors en régime mixte, sans amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire. La dépression atteint son maximum à une pression optimale P_{1opt} correspondant à la transition entre le régime mixte et le régime supersonique dans la tuyère secondaire. Pour des pressions génératrices supérieures à cette valeur optimale P_{1opt} , on constate une dégradation des performances d'aspiration de l'éjecteur.

Capacité d'entraînement

Dans le cas du fonctionnement de l'éjecteur à flux induit non nul ($U \neq 0$), l'aspiration et l'entraînement du flux secondaire sont dus aux effets visqueux des fluides utilisés. Le critère de performance devient alors le débit induit m_2 ou le taux d'entraînement U . De nombreux travaux se sont attachés à étudier ce mode fonctionnement le plus fréquemment utilisé et à analyser les performances d'entraînement [18, 9]. La figure 1.8 schématise l'évolution du débit secondaire avec la pression génératrice primaire relevée

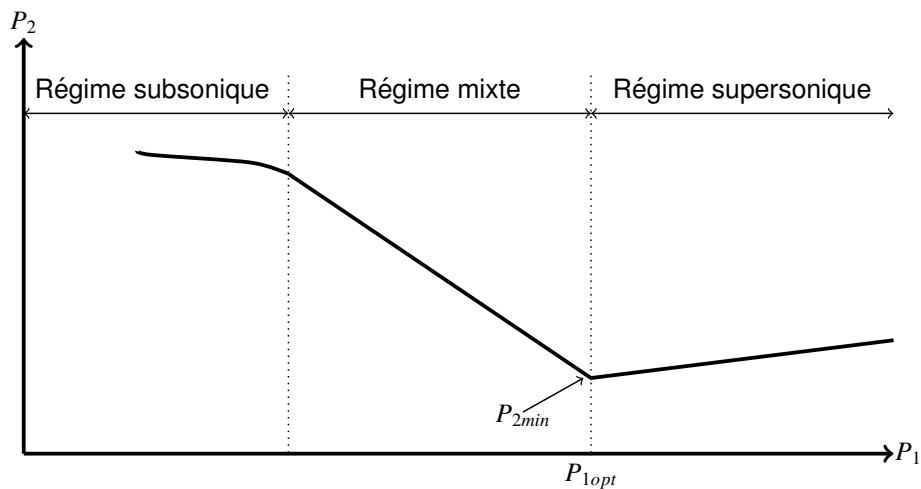


FIGURE 1.7 – Evolution schématique de la pression d'aspiration avec la pression génératrice primaire

dans la plupart de ces travaux. On remarque, pour les pressions P_1 faibles, une augmentation du débit induit avec la pression génératrice. Cette augmentation passe par un maximum obtenu à une pression génératrice optimale P_{1opt} correspondant ici aussi à l'amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire. Ce point optimal est parfois appelé point critique [19]. Au-delà de cette pression optimale, on observe une dégradation des performances d'entraînement de l'éjecteur.

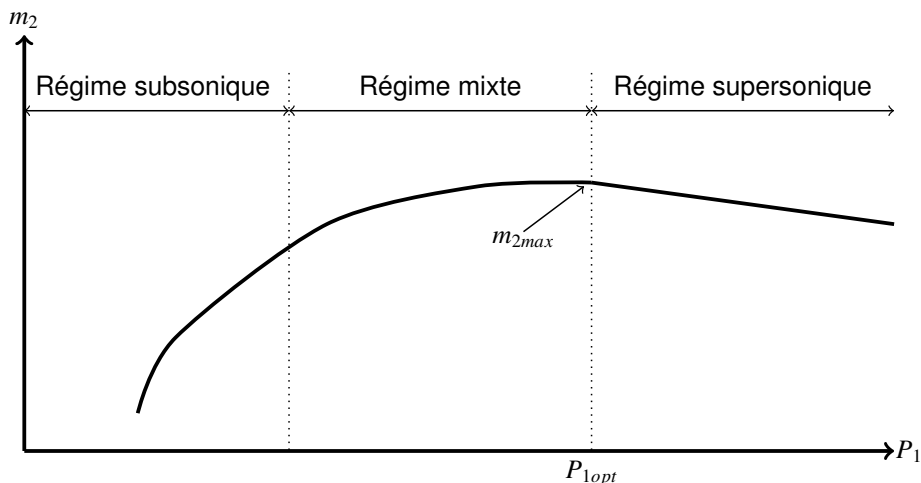


FIGURE 1.8 – Evolution schématique du débit induit en fonction de la pression primaire

Capacité de mélange

La capacité de mélange d'un éjecteur est une propriété difficilement quantifiable. La simple observation de grandeurs classiques telles que pressions et débits s'avère insuffisante. L'obtention d'informations sur le mélange nécessite alors une analyse plus détaillée de l'écoulement dans l'éjecteur. Nous reviendrons sur cet aspect dans la suite du mémoire lorsque nous décrirons les travaux portant sur l'étude des écoulements en éjecteurs.

1.2/ ÉTUDES EXPÉRIMENTALES DE L'ÉCOULEMENT DANS LES ÉJECTEURS

Il est bon tout d'abord de remarquer que l'éjecteur n'est souvent vu que comme un organe (souvent essentiel) d'un système plus global. Il n'est donc pas surprenant de constater d'une part que les études traitant des systèmes à éjecteurs sont nettement plus nombreuses que les études traitant de l'éjecteur en tant que tel et d'autre part, que les travaux expérimentaux menés sur ces appareils ont largement privilégiés l'analyse globale du fonctionnement de l'éjecteur au détriment de l'analyse locale de l'écoulement. Toutefois, certains auteurs ont focalisé leur attention sur l'analyse de l'écoulement dans les éjecteurs et ce par différentes approches expérimentales.

1.2.1/ MESURE DE PRESSION

Parmi les travaux portant sur l'écoulement dans les éjecteurs, beaucoup traitent du processus de recompression qui se met en place le long de la chambre de mélange. Cela a notamment permis à [20, 21] d'optimiser la longueur de cet élément nécessaire à une complète recompression en fonction du régime d'écoulement.

La méthode la plus classique permettant de suivre le processus de recompression le long de la tuyère secondaire consiste à implanter à la paroi de la chambre de mélange un certain nombre de prises de pression [17, 22]. Les mesures de pression pariétales sont également souvent utilisées pour la validation de modèles numériques CFD [23]. Or cette technique de mesure, si elle est très simple à mettre en œuvre, présente certaines limites [24, 25]. Tout d'abord, la pression relevée est une pression pariétale et non la pression au sein de l'écoulement. L'évolution de la pression statique dans le jet primaire supersonique ne peut donc pas être obtenue de façon rigoureuse lorsque celui-ci est entouré d'un flux secondaire. D'autre part, on ne mesure la pression qu'en un nombre fini et limité de points. Cette technique ne permet donc pas de suivre de façon continue l'évolution de la pression à travers la structure de chocs obliques qui s'installe généralement en sortie de tuyère motrice.

[26] a quant à lui utilisé un tube de Pitot pour mesurer la pression dans l'écoulement et étudier les zones de mélange. Il a suivi notamment l'évolution radiale de la pression dans l'éjecteur pour définir expérimentalement la zone de cisaillement entre les flux primaire et secondaire et a pu, à partir de ces mesures, reconstruire les zones non mélangées et les zones avec mélange. L'auteur ne s'est cependant pas attardé sur les éventuelles perturbations sur l'écoulement causées par le tube de Pitot qui reste une sonde particulièrement intrusive.

Afin de réduire cet aspect intrusif dans la mesure de pression, d'autres auteurs [27] ont eu recours à l'utilisation de peintures sensibles à la pression (Pressure Sensitive Paint – PSP) pour la mesure de la pression dans un éjecteur supersonique. La figure 1.9 présente les champs de la pression obtenus par PSP en sortie de 4 tuyères disposées parallèlement. On peut distinguer les trains de chocs qui se forment en sortie de ces tuyères. Un des points forts de cette technique est de permettre la visualisation d'un champ bidimensionnel de la variation de pression. Par contre, elle présente l'inconvénient de nous informer de manière précise que sur l'écoulement près de la paroi.

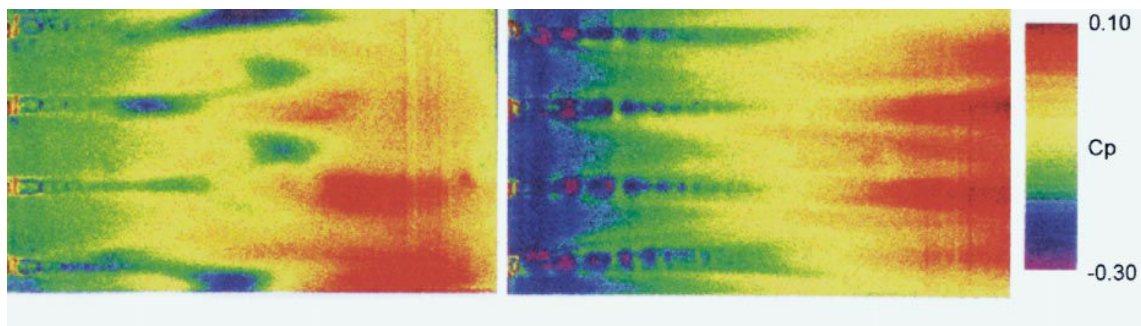


FIGURE 1.9 – Champs de pression par PSP [27]

Pour pallier en partie les limites des méthodes vues précédemment, certains auteurs ont développé des dispositifs mobiles de mesure de la pression sur l'axe de l'éjecteur [17, 28, 19, 29]. Ces dispositifs consistent en un long tube capillaire, placé sur l'axe de l'éjecteur et le traversant de part en part. La pression statique est captée soit par petit trou percé radialement et transmise à un élément sensible situé en dehors de l'écoulement [24], soit à l'aide d'un élément sensible (capteur piézo-électrique) directement collé sur le tube capillaire [30].

Les distributions axiales de pression obtenues par ces dispositifs permettent de suivre fidèlement le processus de recompression par chocs obliques qui prend place dans la chambre de mélange. Elles ont été comparées avec succès à des visualisations de la structure de chocs [24] et ont permis de valider des simulations numériques CFD, en particulier dans le cas d'un éjecteur opérant en régime mixte [31]. Ce dispositif a également été utilisé pour suivre l'évolution de la pression dans la tuyère primaire [25] et dans la section de sortie de la tuyère motrice [24].

1.2.2/ VISUALISATION DE L'ÉCOULEMENT

Une autre approche consiste à visualiser l'écoulement dans l'éjecteur et ce par différentes méthodes de visualisation. Bien que ces méthodes soient relativement onéreuses et délicates à mettre en œuvre, elles ont l'avantage d'être quasiment non intrusives et donc de ne pas modifier l'écoulement étudié.

Les techniques de diffraction lumineuse [32, 33] sont sans doute les plus utilisées pour visualiser un écoulement compressible. Ces méthodes, qui reposent sur la variation de l'indice de réfraction en fonction de la densité, sont surtout efficaces dans le cas de forts gradients de masse volumique comme par exemple à la traversée d'une onde de choc [34, 35]. La première utilisation de ces méthodes (Schlieren photography) pour l'étude des éjecteurs remonte aux années 50 lorsque [14] les ont employées pour la visualisation des différents régimes qui peuvent apparaître dans un éjecteur supersonique. [15] a également fait appel à cette technique Schlieren pour visualiser l'écoulement dans un éjecteur de section rectangulaire fonctionnant sans flux induit (figure 1.10) et en analyser les performances.

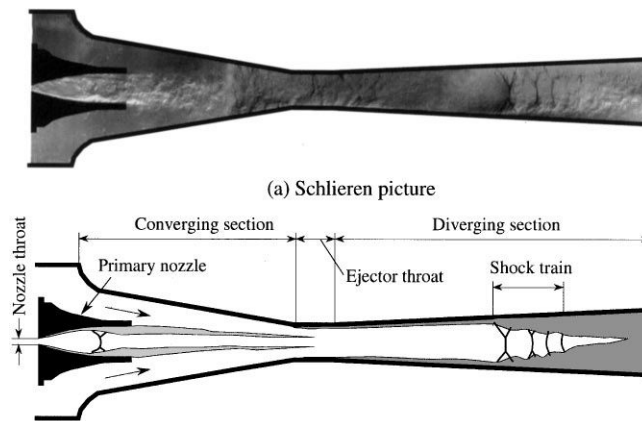


FIGURE 1.10 – Image Schlieren et schématisation de l'écoulement dans un éjecteur [15]

Plus récemment, [36] a fait appel aux visualisations Schlieren pour l'étude du mélange dans les éjecteurs supersoniques. Une image instantanée de l'écoulement au sein de l'éjecteur est présentée sur la figure 1.11. Il s'agit d'une image obtenue dans le cas d'un éjecteur fonctionnant avec flux induit et en régime mixte. La séparation entre la zone d'expansion du jet supersonique et le jet secondaire est clairement visible sur cette figure où est définie une zone de non mélange. Cette visualisation montre également l'existence d'instabilités dans l'écoulement.

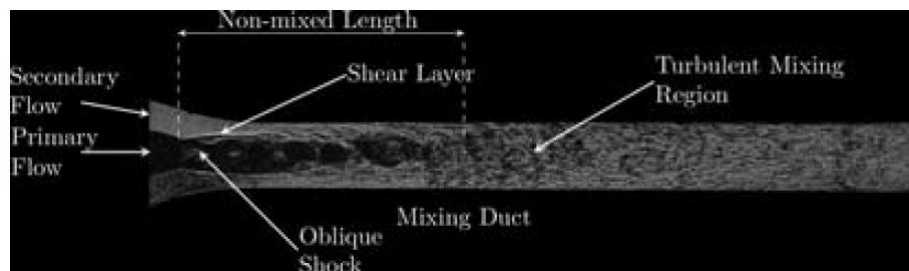


FIGURE 1.11 – Image schlieren appliquée à l'étude du mélange [36]

D'autres méthodes de visualisation par tomographie laser, basées sur le principe de la diffusion lumineuse de traceurs présents dans l'écoulement ont été utilisées dans le cadre de travaux sur les éjecteurs. [37] a fait appel à ces techniques pour visualiser l'écoulement d'un éjecteur à air induit et en particulier le développement du train de chocs qui se forme en sortie de tuyère motrice (figure 1.12). Les visualisations obtenues, si elles n'apportent pas ou peu d'informations quantitatives, sont toutefois d'une aide précieuse quant à la compréhension des phénomènes et l'analyse des transitions entre les différents régimes d'écoulement [38]. Ce principe a également été appliqué par [39, 40] pour l'analyse du mélange dans les éjecteurs. L'adjonction de traceurs dépolarisant dans le flux secondaire permet en effet de différencier visuellement la zone de non mélange entre les flux primaire et secondaire (figure 1.13) et de suivre l'évolution de la longueur sans mélange en fonction des conditions de fonctionnement de l'éjecteur.

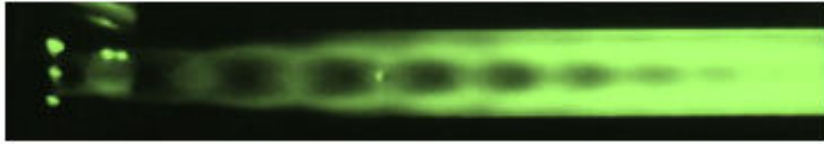


FIGURE 1.12 – Visualisation du train de chocs par tomographie laser [28]

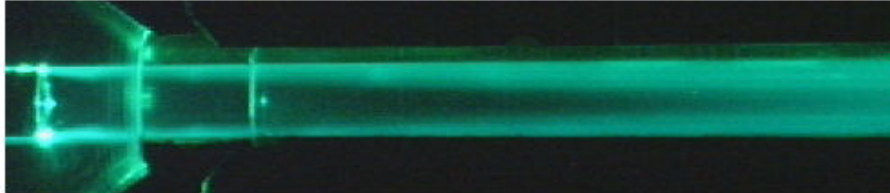


FIGURE 1.13 – Application de la tomographie laser à l'étude du mélange [28]

[41, 42] ont utilisé la technique de fluorescence induite par laser (LIF), tout comme [37], qui a pu accéder grâce à cette méthode à la région de mélange entre les flux moteur et induit.

1.2.3/ MESURE DE LA VITESSE

Bien que des mesures de vitesses dans les écoulements compressibles rapides existent [43, 44], elles sont peu exploitées dans le cadre des travaux sur les éjecteurs supersoniques à l'exception des travaux de [45] qui a réalisé avec succès des mesures de vitesses par imagerie de particules (PIV) dans un éjecteur à air. Cependant, les résultats obtenus ne concernent que des vitesses subsoniques. [46] a également réalisé des mesures de vitesses par PIV dans un éjecteur à effet Coanda dans le but de valider des résultats numériques obtenus par CFD. La vitesse maximale mesurée dans son étude est peu élevée (de l'ordre de 130 m/s), ne nécessitant donc pas l'emploi d'un système PIV rapide.

1.3/ MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES ÉJECTEURS

1.3.1/ INTÉRÊT DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

La modélisation numérique des éjecteurs représente une alternative aux investigations expérimentales souvent coûteuses. Ces modélisations sont le plus souvent orientées vers des études visant le dimensionnement des éjecteurs et l'optimisation de leurs performances. [9, 47] ont ainsi déterminé, par le biais de simulations numériques, la géométrie optimale d'un éjecteur utilisé pour une application de réfrigération solaire. [48, 49, 50] ont quant à eux fait varier les diamètres des chambres de mélange de l'éjecteur pour évaluer l'effet de la géométrie sur le taux d'entraînement U .

Le comportement de l'éjecteur peut être modélisé par des approches 0D ou 1D qui permettent la détermination des propriétés thermodynamiques caractéristiques du fonctionnement de l'éjecteur, comme par exemple le nombre de Mach à la sortie de la tuyère motrice ou la pression d'aspiration de fluide secondaire [51]. [52] a proposé un nouveau modèle 1D capable de prédire les performances optimales d'un éjecteur. Ce modèle donne une erreur de 8,6 % sur le taux d'entraînement par rapport à la valeur mesurée expérimentalement.

Contrairement aux modélisations 0D et 1D, la simulation numérique par CFD permet à la fois l'analyse locale et globale de l'éjecteur. Le principe est basé sur la résolution numérique des équations de transport (équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, d'énergie, ..), qui donne accès aux distributions spatiales des principales variables de l'écoulement dans un domaine d'étude 2D ou 3D [53, 54]. Ces simulations peuvent être réalisées moyennant des logiciels commerciaux spécialisés en CFD, tels que Ansys-Fluent, Phoenix, CFX, ou par le biais de codes spécifiquement développés en laboratoire.

Les premières simulations numériques étaient limitées par la puissance de calcul. Les maillages utilisés étaient grossiers [55] et les écoulements considérés généralement incompressibles [56, 57]. Avec le développement des moyens de calculs, l'utilisation de la CFD a pu se généraliser à l'étude d'écoulements complexes comme ceux rencontrés dans les éjecteurs supersoniques. Parmi ces études, de nombreuses traitent de l'optimisation de la géométrie des éjecteurs. [58] dans ses travaux dédiées à l'étude du mélange de fluides a ainsi porté une attention particulière à la géométrie de la chambre d'aspiration de flux secondaire. Il recommande ainsi un angle du convergent secondaire situé entre 5 et 15 degrés.

1.3.2/ PARAMÈTRES NUMÉRIQUES

La réalisation d'une simulation CFD correcte repose sur un choix judicieux de nombreux paramètres, tels que le domaine d'étude, le maillage, le solveur ou encore le schéma de discrétisation. Le choix de ces paramètres a souvent été au centre de nombreux travaux numériques sur les éjecteurs. En règle générale, le choix du domaine d'étude dépend de la configuration géométrique de l'éjecteur étudié. Il est en fait souvent conditionné par les moyens de calculs disponibles. Ainsi, la plupart des simulations numériques sur les éjecteurs ont été réalisées avec des géométries 2D axisymétriques [34, 59, 60, 61]. Cette hypothèse est parfois vérifiée, comme ce fut le cas par [62, 63]. Ces auteurs ont en effet comparé les résultats donnés par un modèle 2D axisymétrique et par un modèle 3D. Une

comparaison des profils de pressions obtenus avec des relevés de la pression pariétale ont permis à ces auteurs de conclure que l'utilisation d'un domaine axisymétrique était justifiée. Cette conclusion ne peut bien sûr pas être généralisée, en particulier lorsque les entrées de flux primaire et secondaire ne sont pas coaxiales [63, 64].

L'utilisation d'un modèle 3D s'avère par conséquent souvent nécessaire. [65] a ainsi réalisé une simulation 3D d'éjecteur mais les résultats ne furent guère probants à cause du maillage grossier utilisé. D'autres auteurs [63] ont réalisé une investigation numérique en testant et comparant plusieurs domaines (Figure 1.14). Le premier domaine concerne une géométrie 3D réduite avec des entrées de flux secondaire et primaire coaxiales. Le second, plus réaliste, inclue la chambre d'aspiration et a nécessité un maillage d'environ 700000 cellules. Les simulations ont mis en évidence de fortes différences dans les résultats, comme l'installation du régime supersonique dans la chambre de mélange lors de l'utilisation du domaine réduit alors que le régime est mixte avec le domaine complet. Cela se traduit par une surestimation des capacités d'aspiration de flux secondaire lorsque les simulations sont conduites avec le domaine réduit.

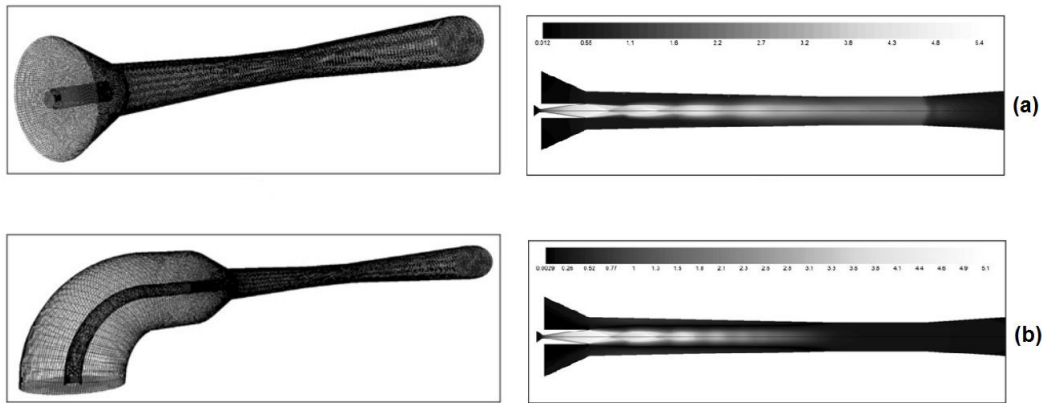


FIGURE 1.14 – Comparaison des domaines d'étude et des iso-Mach [63]
a- 3D avec domaine réduit , b- 3D avec domaine complet

Plusieurs auteurs ont abordé la problématique de la sensibilité du modèle numérique au maillage [62, 29]. Certains recommandent une optimisation du maillage dans le but de garantir une simulation correcte tout en évitant les temps de calculs trop longs et inutiles. [66, 67] ont testé deux maillages (8500 et 22400 cellules) afin de vérifier l'indépendance de leurs résultats numériques au maillage. Une des solutions adoptée par de nombreux auteurs [62, 57, 18] pour limiter le nombre de CPU consiste à réaliser une adaptation du maillage en raffinant uniquement les zones soumises à d'importants gradients de vitesse ou de pression, en particulier près des parois ou à la traversée de chocs. D'autres ont utilisé une solution d'adaptation dynamique du maillage qui se fait automatiquement au cours des calculs en fonction de critères définis [68].

Le solveur le plus utilisé pour la modélisation des éjecteurs est le solveur de type density-based [60, 29, 19]. Ce solveur, qui propose un couplage fort entre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie est tout particulièrement adapté à la simulation des écoulements fortement compressibles. Il est toutefois très gourmand en temps de calcul et est sujet à des difficultés de convergence [69, 70].

Le solveur pressure-based, qui propose un couplage uniquement entre les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, a été également souvent utilisé pour la simulation de l'écoulement dans les éjecteurs supersoniques, avec des résultats satisfaisants [71, 72].

En ce qui concerne le schéma et l'ordre de discrétisation généralement considérés pour la modélisation de ce type d'écoulements, un compromis doit être fait entre la densité du maillage et l'ordre de discrétisation [60]. Il est toutefois conseillé, pour le début des calculs, de privilégier une discrétisation du premier ordre afin de faciliter la convergence et de choisir ensuite un ordre plus élevé pour la fin de la simulation.

1.3.3/ MODÈLE DE TURBULENCE

La modélisation de la turbulence reste un problème crucial dans la modélisation des écoulements. La simulation des écoulements supersoniques n'échappe pas à cette problématique et de nombreux modèles de turbulence ont été utilisés dans les études numériques sur les éjecteurs [73, 29, 61]. Les conclusions de ces travaux quant à l'aptitude de tel ou modèle à prédire correctement l'écoulement turbulent dans un éjecteur supersonique sont souvent contradictoires.

En comparant les résultats de leurs simulations avec des mesures de la pression sur l'axe de l'éjecteur, [74, 31] ont conclu que le modèle $k - \epsilon$ *Standard* était adapté à la simulation de l'écoulement dans un éjecteur à air fonctionnant sans flux induit (figure 1.15).

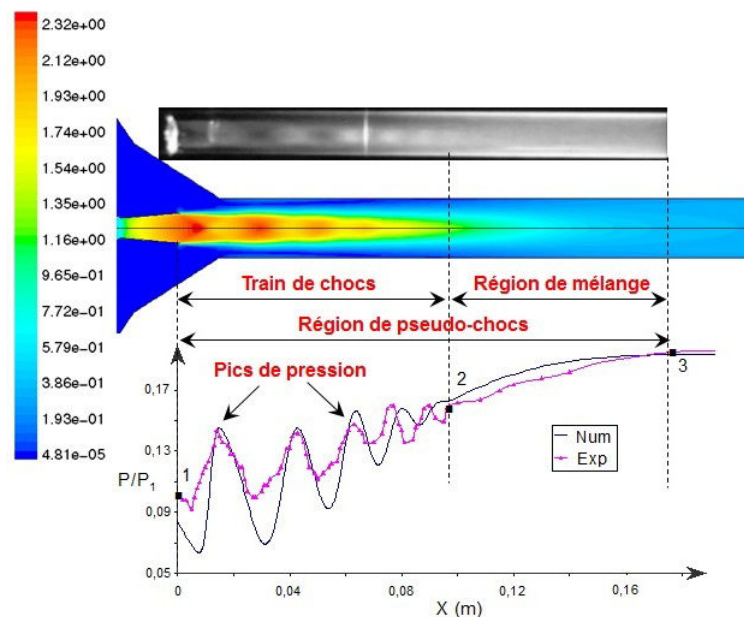


FIGURE 1.15 – Confrontation expérimental vs numérique dans le cas d'un fonctionnement de l'éjecteur à flux induit nul [74]
 a - Tomographie laser, b - Champs des iso-Mach (CFD)
 c - Distributions expérimentale et numérique de la pression sur l'axe

[29] a remarqué une différence significative sur la valeur du taux d'entraînement entre les modèles $k - \epsilon Standard$, $k - \epsilon RNG$ et $k - \omega SST$. Cette différence peut atteindre 65 % entre les prédictions obtenues avec les modèles $k - \epsilon Standard$ et $k - \omega SST$. De son côté, [75] recommande le modèle $k - \omega SST$ pour la simulation de l'interaction de deux flux dans un éjecteur et cela à cause de la présence des instabilités dues au flux secondaire. L'utilisation des modèles $k - \omega SST$ et RSM est discutée par [76] qui a comparé les résultats numériques obtenus avec ces modèles à des visualisations expérimentales et à des mesures de la pression pariétale. Il a constaté un bon accord au niveau des pressions pariétales alors que les visualisations de l'écoulement révèlent des chocs plus prononcés dans le cas de la simulation avec le modèle RSM .

[76] a également mis en évidence l'apparition d'une dissymétrie du jet (figure 1.16), nettement surestimée par la simulation numérique en instationnaire obtenue avec le modèle $k - \omega SST$.

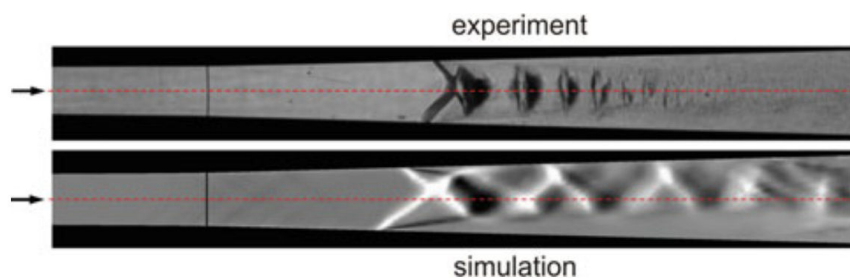


FIGURE 1.16 – Visualisations expérimentale et numérique de l'écoulement [76]

[66, 67] ont quant à eux comparé les modèles $k - \epsilon Standard$ et $k - \epsilon RNG$. La comparaison du débit induit avec l'expérimentation a montré que le modèle RNG donnait de bons résultats. Ce modèle est aussi capable de prédire le premier choc en sortie de tuyère primaire, ainsi que la succession de choc de recompression qui se forme ensuite, contrairement au modèle $k - \epsilon Standard$. [77] a obtenu de son côté des résultats quasi identiques entre les modèles $k - \epsilon RNG$ et RSM .

Un modèle de turbulence à une équation a été utilisé par [78]. Il s'agit du modèle $S\text{palart} - Allmaras$ qui a été testé et comparé à des résultats issus de la littérature [79]. La simulation menée avec ce modèle s'est avérée sous estimer le débit aspiré de 37,7 %

1.3.4/ VALIDATION DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

La grande majorité des validations de simulations numériques sur les éjecteurs repose sur une comparaison avec l'expérimental des paramètres globaux tels que les différents débits ou les pressions à l'entrée et en sortie de l'éjecteur [23, 9, 47]. [77] a comparé les valeurs du taux d'entraînement issues des simulations à des mesures expérimentales, et ce pour plusieurs pressions d'alimentation de l'éjecteur. Il a constaté de fortes différences entre les valeurs calculées et mesurées pouvant atteindre 50 %. Le modèle numérique utilisé était un modèle incapable de détecter les chocs et donc inadapté à un éjecteur supersonique.

[80] a repris les résultats expérimentaux obtenus par [81] concernant la détermination d'un taux d'entraînement optimal, pour les confronter à des simulations numériques 2D. La différence entre les résultats expérimentaux et numériques n'était que de 3,3 %. [62]

ont trouvé quant à eux une erreur de 16 % sur le taux d'entraînement et une erreur comprise entre 5 et 11 % sur les différentes pressions mesurées. [22] a analysé l'influence des conditions aux limites et de la géométrie sur le taux d'entraînement. Pour les différents éjecteurs qu'il a testés, les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux varient de 30 % à 52 % suivant les conditions de fonctionnement de l'éjecteur.

Les études de validation de modèles numériques basées sur des mesures locales dans l'écoulement sont plus rares du fait de la difficulté de mettre en œuvre ce type d'investigation expérimentale. Quant elles existent, ces validations reposent principalement sur la comparaison des distributions de la pression le long de l'éjecteur ou sur des visualisations de l'écoulement dans la tuyère secondaire. [22, 22] ont utilisé 12 capteurs positionnés en paroi de la chambre de mélange pour mesurer la distribution de la pression statique et la comparer aux distributions issues de leurs simulations. [31, 82] ont affiné les mesures de pression en relevant la pression statique sur l'axe de l'éjecteur. Les distributions de la pression ainsi obtenues ont été utilisées comme base de données expérimentales pour la validation de leurs simulations CFD.

[28, 35] ont fait appel à la visualisation de l'écoulement pour qualifier leurs modèles numériques. Les champs des iso-Mach issues des simulations ont été comparés à des visualisations expérimentales. Ces visualisations permettent notamment une comparaison des résultats au niveau de la structure de chocs qui se forme en sortie de tuyère motrice. La comparaison visuelle peut également se faire sur la longueur sans mélange, c'est-à-dire la longueur avant le mélange complet entre les flux primaire et secondaire. Cette longueur peut être visualisée expérimentalement [38] et numériquement [29] au moyens de traceurs ou de colorants (figure 1.17). [24, 2, 29] ont utilisé cette approche pour valider leurs simulations CFD.

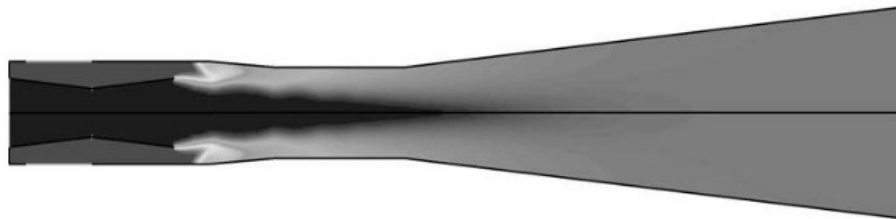


FIGURE 1.17 – Visualisation numérique du mélange dans un éjecteur [29]

1.3.5/ CONCLUSION

Pour conclure cette brève étude bibliographique sur les simulations numériques de l'écoulement au sein des éjecteurs, il apparaît que la plupart des travaux considèrent un domaine 2D axisymétrique. Cette hypothèse peut s'avérer inadaptée à de nombreuses configurations géométriques d'éjecteur. Par ailleurs, les études relevées dans la littérature ne permettent pas de statuer de manière définitive sur l'influence de certains paramètres numériques sur les résultats de simulation. C'est le cas notamment du domaine d'étude ou encore du modèle de turbulence utilisé. Les conditions aux limites en particulier au niveau de l'entrée du fluide secondaire doivent également être considérées avec soin. Enfin, il ressort que de gros progrès sont encore à réaliser quant à la validation des simulations numériques, notamment en s'appuyant sur des mesures expérimentales de qualité.

1.3.6/ ORIENTATION DES TRAVAUX

La démarche scientifique retenue pour cette thèse repose sur une analyse locale de l'écoulement dans les éjecteurs, conduite en associant la modélisation numérique de l'écoulement par CFD à des techniques d'investigations expérimentales éprouvées ou originales. Les expérimentations seront menées sur le banc d'essai d'éjecteur à air disponible au Département ENERGIE.

Les principaux objectifs de ce travail sont les suivants :

- Développer des outils d'investigation expérimentaux permettant l'analyse approfondie de l'écoulement dans l'éjecteur, notamment la mesure la pression au sein de l'écoulement et la mesure de vitesse par PIV. Pour la mesure de la pression, il s'agira de reprendre le concept de tube d'exploration axial de la pression déjà développé au sein du laboratoire en l'améliorant pour le rendre moins intrusif et plus fiable. La technique de mesure de vitesse par PIV devra quant à elle être adaptée à nos conditions difficiles d'expérimentation.
- Utiliser les outils et techniques développés pour obtenir des données expérimentales de qualité nécessaires à la compréhension des phénomènes mis en jeu et à la validation de simulations numériques.
- Développer et valider un modèle CFD fiable permettant, non pas de simuler de façon rigoureuse le fonctionnement de l'éjecteur, mais de modéliser fidèlement l'interaction entre les flux moteur et induit dans notre configuration géométrique d'éjecteur. Le développement de ce modèle s'appuiera sur une étude de sensibilité des résultats à différents paramètres (domaine d'étude, maillage, solveur, modèle de turbulence) intervenant dans le modèle et encore mal maîtrisés dans le cadre des simulations CFD sur les éjecteurs supersoniques.
- Utiliser le modèle CFD développé ainsi que les résultats expérimentaux obtenus pour l'étude détaillée de l'interaction entre les flux moteur et induit (processus de recompression par chocs, mélange, instabilités). Une tentative de modélisation par LES sera réalisée.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental principalement dédié à la validation des simulations numériques. L'installation doit permettre notamment l'exploration de divers régimes d'écoulement dans l'éjecteur. Il présente également l'instrumentation utilisée pour l'investigation expérimentale, en détaillant le principe de mesure de la pression sur l'axe de l'éjecteur et les méthodes optiques utilisées pour la visualisation de l'écoulement et la mesure des vitesses.

2.1/ BANC D'ESSAI

Les travaux expérimentaux ont été menés sur le banc d'essai destiné à l'étude des éjecteurs disponible au département ENERGIE de l'institut FEMTO-ST. Cette installation (figure 2.1) est composée de l'éjecteur à étudier fixé sur un bâti, de l'instrumentation fixe et du circuit d'alimentation en air comprimé.

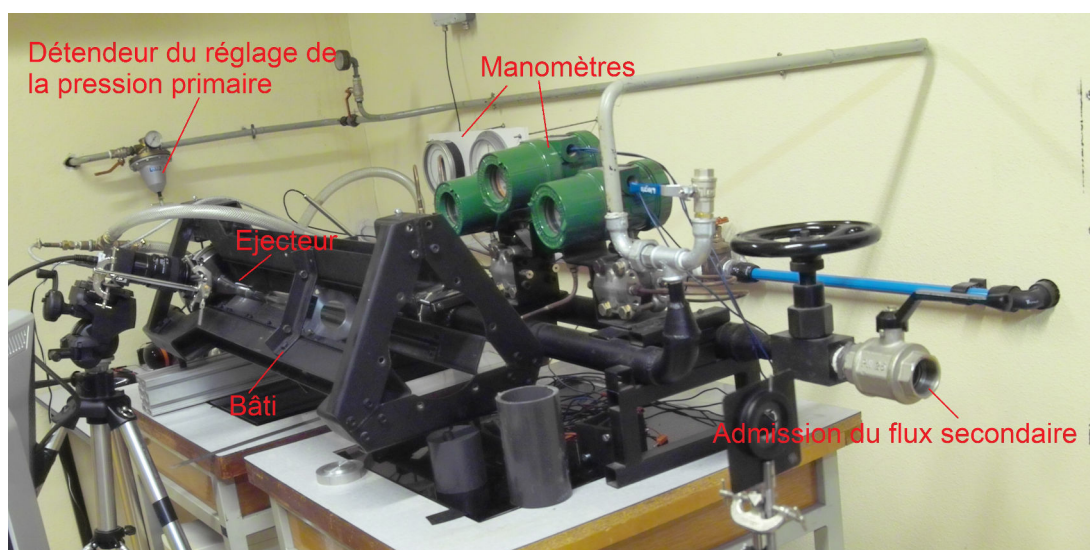


FIGURE 2.1 – Banc d'essai éjecteur

Le diagramme fonctionnel de l'installation est présenté sur la figure 2.2. Un compresseur à vis refoule de l'air sous une pression de 6 bar dans une série de filtres qui le débarrassent de ses impuretés (poussières, traces d'huile, ...). L'air est ensuite stocké

dans un réservoir tampon. En sortie de ce réservoir, l'air est dirigé vers un sécheur à adsorption permettant d'alimenter la tuyère primaire de l'éjecteur en air sec. Un by-pass permet de court-circuiter ce sécheur et donc d'alimenter si besoin la tuyère primaire de l'éjecteur en air humide. Le réglage de la pression génératrice à l'entrée de la tuyère primaire est assuré par une série de mano-détendeurs.

Le fluide induit est quant à lui de l'air directement puisé dans le milieu ambiant, sans filtrage ni déshumidification. Il est acheminé vers l'éjecteur à travers une canalisation équipée d'une vanne pointeau située à son extrémité permettant le contrôle du débit aspiré. L'air traversant cette canalisation est ensuite dirigé vers la tuyère secondaire par le biais de 3 entrées réparties à 120° autour de la chambre de tranquillisation secondaire.

L'appareillage de mesure est mis en place sur les différents circuits d'air afin de caractériser en pression et débit les flux d'air primaire et secondaire. La pression génératrice primaire est lue sur un manomètre, alors que la pression de l'air induit, mesurée au niveau de la chambre de tranquillisation secondaire, est lue sur un vacuomètre (échelle -1 à $1,5$ bar). La précision de ces appareils peut être estimée à environ $\pm 2\%$ de leur étendue de mesure. Les mesures de débit sont effectuées à l'aide de deux diaphragmes insérés dans les conduites d'arrivée d'air en amont de l'éjecteur. Les différences de pression engendrées sont lues sur deux transmetteurs électroniques de pression différentielle. Le calcul des débits massiques est ensuite effectué à partir de la norme AFNOR. La précision sur ces mesures de débit est estimée à environ $\pm 10\%$.

Il est à noter que des prises de pression ont également été implantées en paroi de la chambre de mélange cylindrique. Ces prises sont au nombre de 8 et distantes de 20 mm l'une de l'autre.

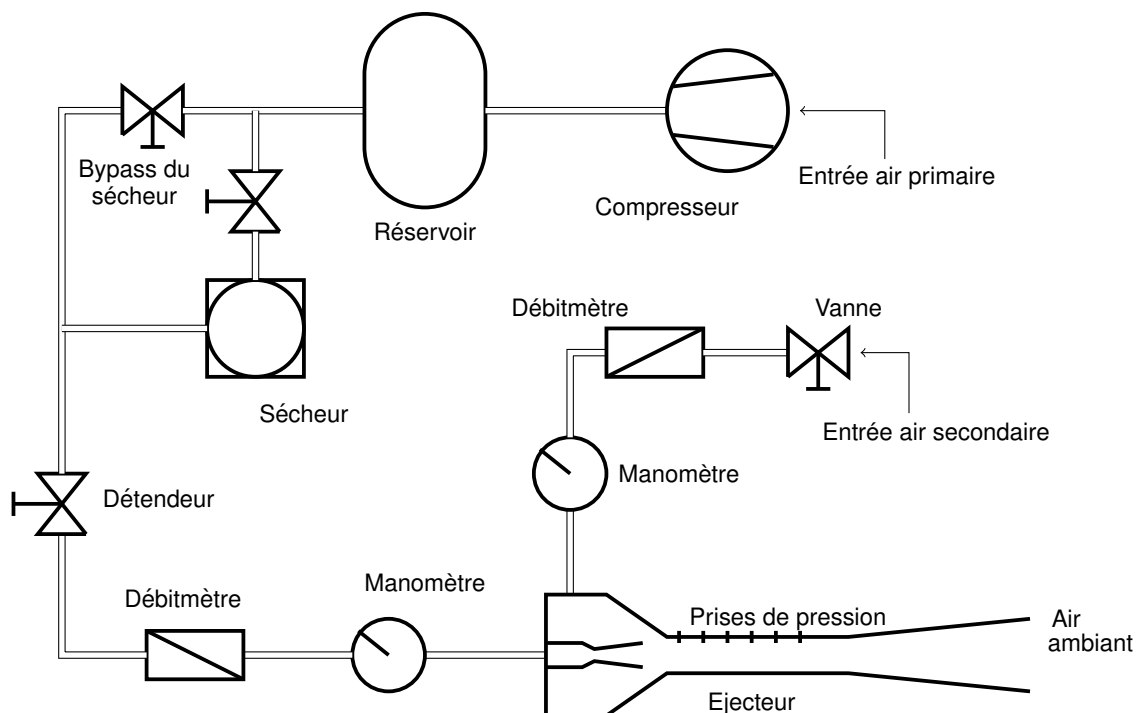


FIGURE 2.2 – Schéma fonctionnel de l'installation

2.2/ CONFIGURATION GÉOMÉTRIQUE DE L'ÉJECTEUR

L'éjecteur considéré lors de cette étude est constitué de deux tuyères coaxiales (figure 2.3). La tuyère primaire est du type convergent-divergent. L'air sous pression alimentant cette tuyère se détend jusqu'à atteindre une vitesse supersonique provoquant ainsi l'entraînement d'un second flux d'air (flux secondaire ou induit). Ce flux induit est aspiré au travers de 3 entrées disposées à 120° autour de la chambre de tranquillisation. Les deux flux d'air se mélangent ensuite le long de la chambre de mélange cylindrique avant d'être refoulés dans l'atmosphère par le diffuseur.

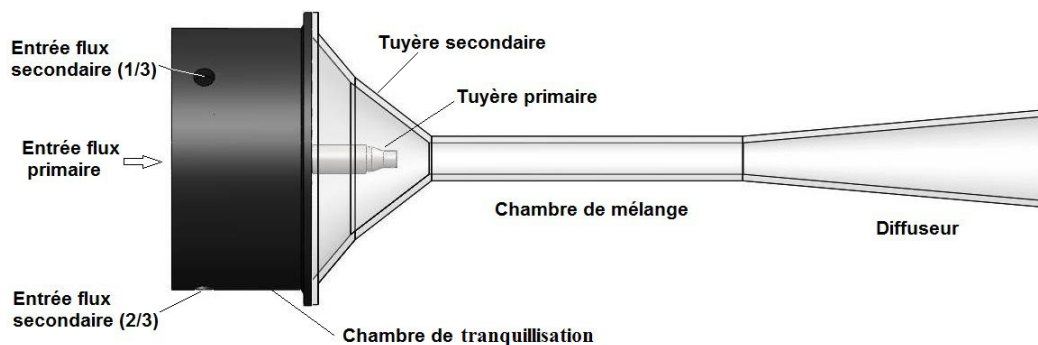


FIGURE 2.3 – Configuration de l'éjecteur

Cet éjecteur est conçu de manière à permettre l'analyse de l'écoulement qui s'y développe. La tuyère primaire et la chambre de tranquillisation sont fabriquées en acier mais la tuyère secondaire ainsi que la chambre de mélange et le diffuseur sont réalisés en matière transparente (altuglas) afin de rendre possible la visualisation de l'écoulement et l'analyse de l'interaction entre les flux primaire et secondaire (figures 2.4-a et 2.4-b).

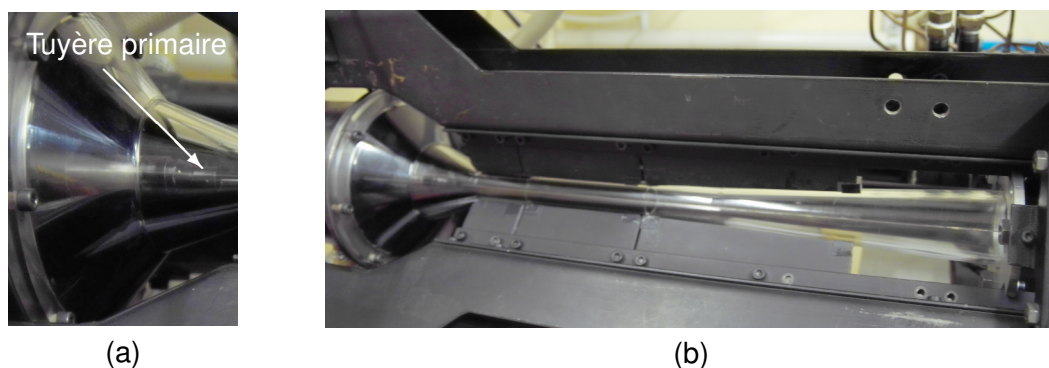


FIGURE 2.4 – Vues de l'éjecteur
a- Tuyère primaire, b- Tuyère secondaire

La configuration géométrique avec les principales dimensions de l'éjecteur sont indiquées sur la figure 2.5. La figure 2.5-b concerne plus précisément la tuyère primaire. Cette tuyère est constituée d'un convergent de 7 mm de longueur et d'un divergent de 23 mm. Elle possède un diamètre au col égal à 8 mm et un diamètre de sortie de 12 mm. Avec ces dimensions, la tuyère est supposée délivrer un jet supersonique à sa sortie avec un nombre de Mach de 2,33 [24].

Afin de permettre l'étude des différents régimes d'écoulement discutés au cours du chapitre précédent (subsonique, mixte et supersonique) qui peuvent apparaître au sein des éjecteurs à flux induit [14, 17, 15], plusieurs géométries de la tuyère secondaire ont été utilisées. En effet, pour obtenir ces régimes avec le banc d'essai disponible (pression génératrice limitée à 6 bar), l'éjecteur doit posséder un rapport géométrique A relativement faible comme l'ont montré de précédents travaux et, plus spécialement, ceux de [15]. En s'appuyant sur les conclusions de ces auteurs, deux prototypes d'éjecteurs, utilisant la même tuyère primaire mais des tuyères secondaires différentes, ont été conçus pour deux valeurs différentes du rapport A ($A = 9$ et $A = 4$). A titre indicatif, la valeur de $A = 4$ doit permettre l'installation du régime supersonique dans la tuyère secondaire, et toujours d'après les travaux de [15] pour une pression génératrice primaire inférieure à 5 bar, compatible avec notre banc d'essai.

Les principales dimensions relatives à ces deux géométries de tuyère secondaire sont résumées dans le tableau 2.1. Enfin, un système vis-écrou permet d'avancer ou de reculer la tuyère primaire, ce qui permet de modifier la distance X_p entre la sortie de la tuyère primaire et l'entrée de la chambre de mélange. Cette distance X_p , appelée également pénétration de la tuyère primaire, peut varier sur notre installation entre 0 et 70 mm. Dans la suite de ce travail, cette longueur de pénétration sera fixée à 30 mm.

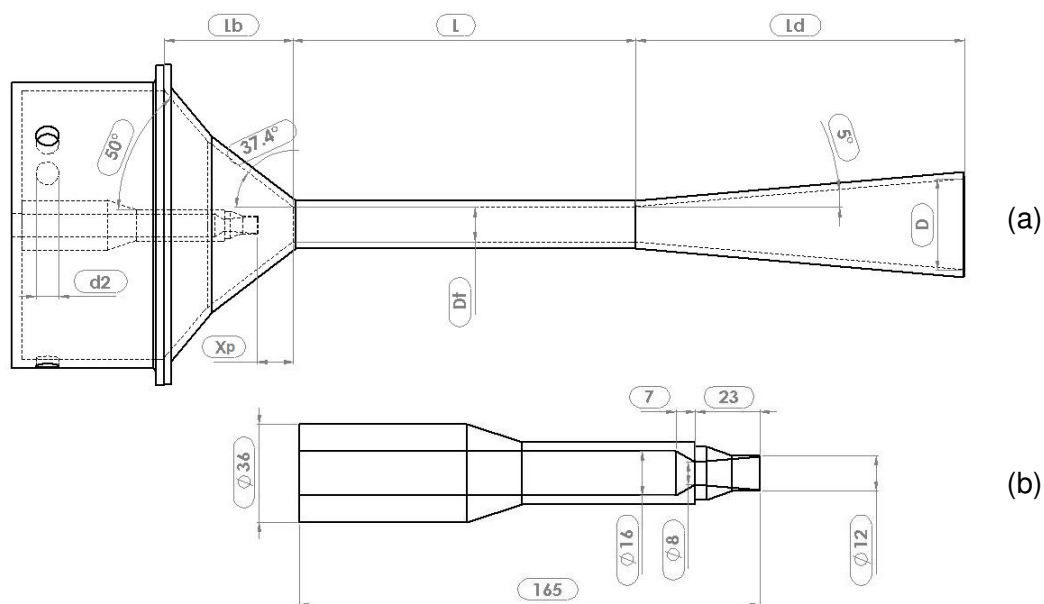


FIGURE 2.5 – Géométrie de l'éjecteur (unités en mm)
a- Tuyère secondaire, b- Tuyère primaire

Rapport A	X_p (mm)	D (mm)	D_t (mm)	d_2 (mm)	L_b (mm)	L (mm)	L_d (mm)
4	30	48	16	16	90	200	190
9	30	50	24	16	90	240	230

TABLE 2.1 – Données géométriques de l'éjecteur

2.3/ INSTALLATION POUR LA MESURE DE PRESSION

2.3.1/ PRINCIPE DE MESURE

En complément des prises de pression implantées à la paroi du tube de mélange, un appareillage de mesure de la pression statique au sein de l'éjecteur a été spécifiquement développé. Il s'agit d'un long tube capillaire, placé sur l'axe de l'éjecteur et traversant de part en part l'éjecteur (figure 2.6). Ce tube capillaire possède un diamètre extérieur de 1 mm et un diamètre intérieur de 0,66 mm, ce qui offre un taux d'obstruction maximal au col de la tuyère primaire inférieur à 2 % de la section de passage. Pour limiter cette obstruction, nous avons opté pour une solution de mesure déportée de la mesure de pression consistant à placer l'élément sensible à l'extérieur de l'éjecteur. La pression statique est alors captée par un trou de diamètre de 0,3 mm percé radialement et transmise à l'élément sensible situé à une extrémité du tube capillaire.

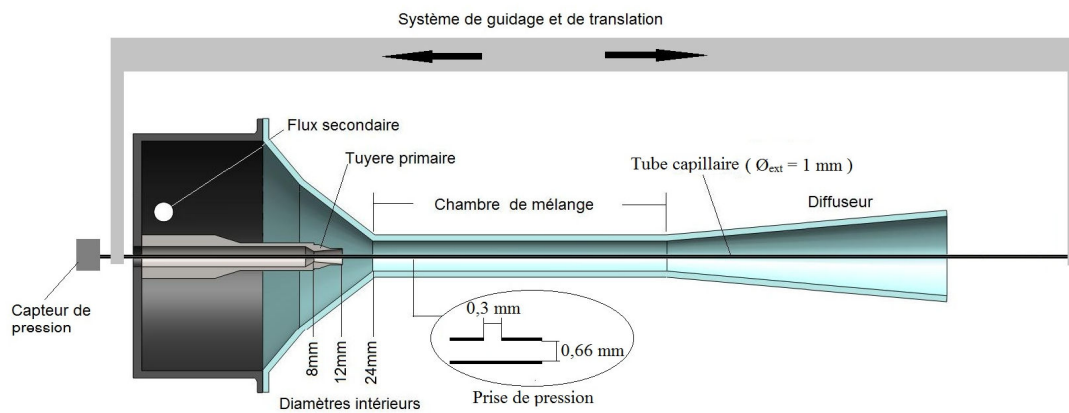


FIGURE 2.6 – Principe de mesure de la pression axiale

Le dimensionnement du tube (notamment de son diamètre) a été guidé par des considérations de rigidité et en s'appuyant sur une analyse des perturbations causées par la présence de la sonde dans l'écoulement. Cette analyse préalable a été menée numériquement par CFD et est présentée au paragraphe 2.3.4.

2.3.2/ CAPTEUR DE PRESSION

La mesure de la pression statique est réalisée par un capteur de type piézo-résistif déporté à l'extérieur de l'éjecteur. Il s'agit d'un capteur Intersema de la gamme MS5407 permettant la mesure de la pression absolue entre 0 et 7 bar. Ce capteur possède un élément sensible piézoélectrique de petite surface (environ 2 mm²). Ce capteur associé à un pont de Wheatstone dispose de quatre plots de connexion : deux pour l'alimentation et deux pour la mesure (signal et masse).

La partie sensible est fixée sur son support comme le montre la figure 2.7-a. Ce support comporte des plots facilitant la connexion au circuit électronique d'alimentation (figures 2.7-b et 2.7-c) et au système de mesures.

Les capteurs utilisés dans cette étude ont été étalonnés au préalable en utilisant un calibrateur de pression. Les courbes d'étalonnage sont présentées en annexe A.

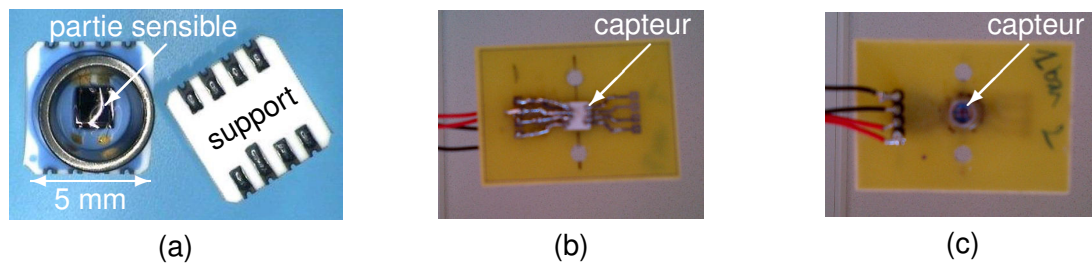


FIGURE 2.7 – Montage du capteur sur le circuit de connexion
a- Capteur, b- Côté cuivre, c- Côté composant

2.3.3/ APPAREILLAGE DE MESURE

L'appareillage mis en place pour la mesure des pressions est présenté sur la figure 2.8. Le tube est maintenu sur l'axe de l'éjecteur via un système de maintien et de centrage limitant les oscillations provoquées par la vitesse élevée du fluide. Il sert également au guidage du tube lors de sa translation le long de l'axe de l'éjecteur. Cette translation permet ainsi le déplacement du point de mesure sur une plage de 300 mm couvrant la totalité de la tuyère primaire et la chambre du mélange jusqu'à l'entrée du diffuseur. A l'une de ses extrémités, le tube capillaire est relié à une enceinte étanche (figure 2.8-a) sur laquelle sont fixés le capteur et son circuit électronique. Cette enceinte facilement détachable permet de relier le capteur au système d'étalonnage.

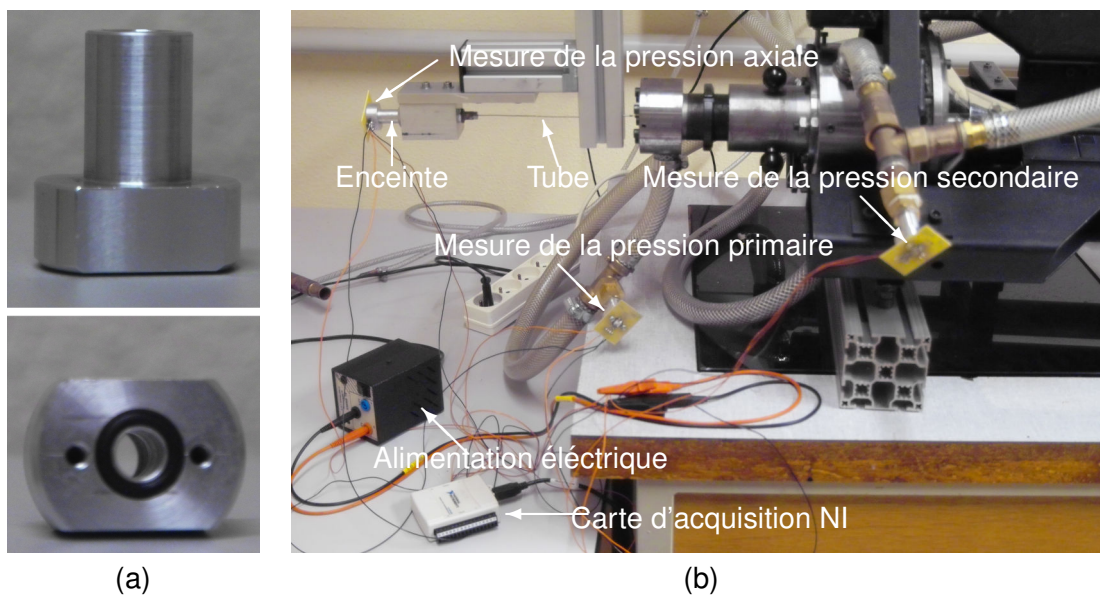


FIGURE 2.8 – Mesure de pression
a- Enceinte de connexion, b- Appareillage de mesure des pressions

Le capteur (figures 2.7-b et 2.7-c) est connecté à une carte d'acquisition National Instruments NI 6008 portant jusqu'à 8 voies pour une fréquence d'échantillonnage max de 10 kHz. Cette carte est pilotée à l'aide du logiciel LabVIEW (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench). Deux autres capteurs ont été utilisés : l'un pour relever la pression d'aspiration du flux secondaire et le deuxième, placé juste avant l'entrée de la tuyère primaire, pour la mesure de la pression génératrice primaire (figure 2.8).

2.3.4/ DIMENSIONNEMENT DE LA SONDE

Une pré-étude numérique en vue de prédire les perturbations engendrées sur l'écoulement, par la présence du tube capillaire constituant la sonde, a été menée. Un des objectifs de cette étude est de guider le dimensionnement du système de mesure, notamment du tube capillaire. Les simulations numériques ont été réalisées en intégrant ou pas la sonde dans le domaine d'étude (figure 2.9). Le modèle CFD est celui utilisé dans la suite de ces travaux de thèse. Il sera décrit en détail dans le chapitre 3 dédié à la modélisation numérique de l'écoulement dans l'éjecteur.

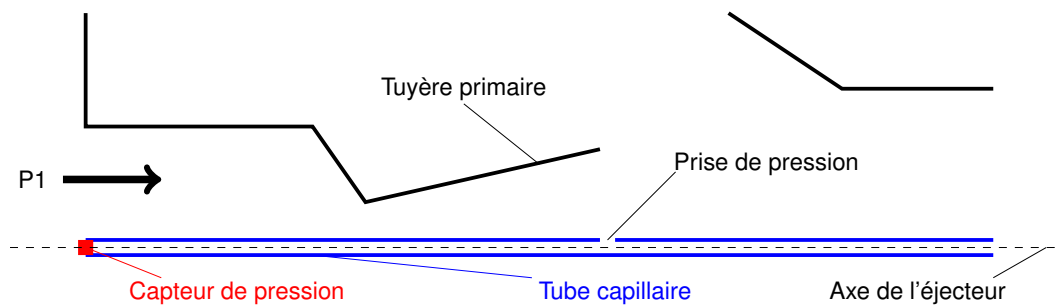


FIGURE 2.9 – Schématisation du domaine d'étude

Cette étude numérique consiste à comparer les champs de pression autour de sondes de diamètres extérieurs différents (0,5 mm, 1 mm, 1,5 mm et 2 mm) et de les confronter aux résultats obtenus numériquement sans sonde dans l'écoulement. La sonde est modélisée par un conduit creux placé sur l'axe de l'éjecteur. L'orifice permettant la capture de la pression est positionné au niveau de la sortie de la tuyère primaire. Dans cette étude, le capteur de pression est supposé être placé à l'extrémité du tube capillaire. Les simulations ont été conduites sur l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$, fonctionnant sans flux induit et pour plusieurs valeurs de la pression génératrice primaire. Les résultats présentés dans ce paragraphe concernent des pressions de 2 et 4 bar. La première pression correspond à un écoulement avec désamorçage du régime supersonique dans le divergent de la tuyère primaire. Pour la pression de 4 bar, l'écoulement est supersonique dans la totalité de la tuyère primaire et subit une recompression par chocs obliques en sortie de cette tuyère. La figure 2.10 donne une vue partielle du domaine d'étude et de son maillage.

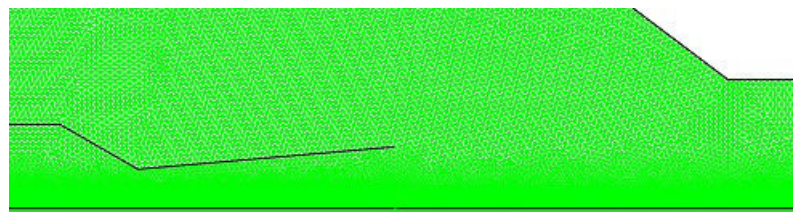
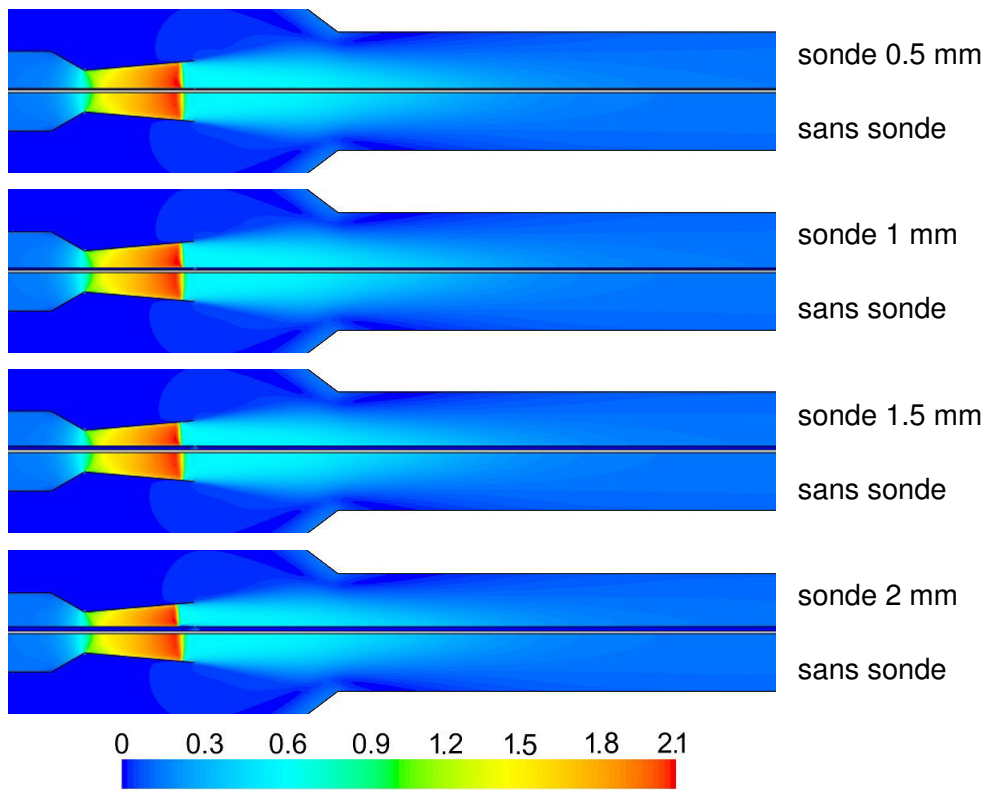
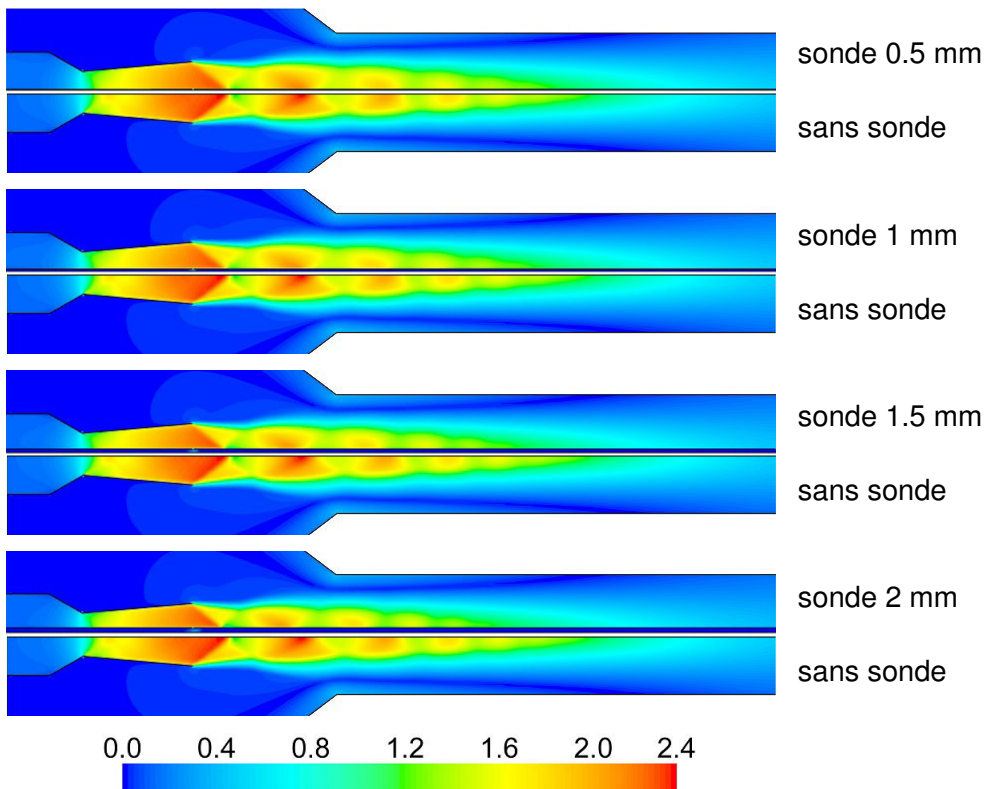


FIGURE 2.10 – Maillage d'une partie du domaine d'étude

Les premiers résultats présentés sur les figures 2.11 et 2.12 comparent les champs des iso-Mach dans la tuyère primaire et dans la première moitié de la chambre de mélange, obtenus avec différents diamètres de sonde. Chaque image confronte les résultats obtenus avec la sonde considérée (demi-image supérieure) et les résultats obtenus, dans les mêmes conditions, mais sans sonde (demi-image inférieure). On constate

FIGURE 2.11 – Représentations des iso-Mach ($P_1 = 2$ bar)FIGURE 2.12 – Représentations des iso-Mach ($P_1 = 4$ bar)

que la présence de la sonde n'engendre quasiment aucune perturbation visible lorsque l'éjecteur est alimenté avec une faible pression ($P_1 = 2$ bar). Pour cette valeur, le régime supersonique se désamorce dans le divergent de la tuyère primaire via un choc droit occasionnant le retour à un régime subsonique. Ce choc droit est visible sur la figure 2.11 pour tous les diamètres de sonde testés et pour le cas sans sonde. La sonde affecte peu l'écoulement avec seulement une légère tendance à avancer l'apparition du choc. Dans le cas d'une pression génératrice de 4 bar (figure 2.12), la structure de chocs qui se crée en sortie de tuyère primaire est sensiblement affectée par la présence de la sonde. On observe ainsi un décalage dans la position des chocs obliques ainsi qu'une atténuation de l'intensité de ces chocs. Ces perturbations sont naturellement liées au diamètre de la sonde. Elles sont d'autant plus significatives que ce diamètre est important.

Les distributions de la pression statique le long de l'axe de l'éjecteur permettent d'analyser plus finement ces perturbations. Les figures 2.13 et 2.14 présentent respectivement, pour les deux pressions génératrices considérées, les distributions de la pression relevée à une distance de 1,5 mm de l'axe. L'abscisse X est comptée à partir d'une origine située 8 mm en amont de la section d'entrée du convergent de la tuyère primaire. La figure 2.13 relative à la pression génératrice de 2 bar confirme l'influence négligeable dans ce cas de la sonde sur l'écoulement, et ce quel que soit le diamètre du tube. La détente dans la tuyère primaire, le saut de recompression à travers le choc droit et l'évolution de la pression dans la chambre de mélange ne sont quasiment pas affectés par la présence de la sonde.

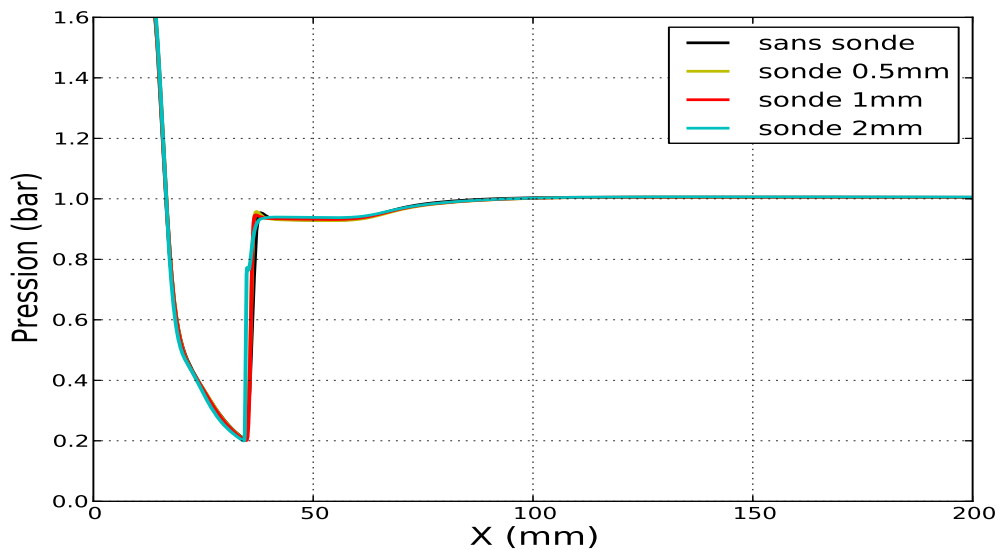


FIGURE 2.13 – Distributions axiales de la pression ($P_1 = 2$ bar)

Pour la pression génératrice 4 bar (figure 2.14), les distributions de la pression confirment l'impact de la sonde sur le processus de recompression par chocs obliques successifs. Cet impact se fait ressentir aussi bien au niveau de la localisation des chocs que de leur intensité et dépend de façon sensible du diamètre du tube. Ainsi, pour les sondes de diamètre 0,5 mm et 1 mm, le premier pic de recompression présente une intensité proche de celui obtenu sans introduction de sonde dans l'écoulement. Le décalage en termes de position et d'intensité devient plus significatif pour les chocs suivants. On constate alors que la sonde atténue le système de chocs. Cette atténuation est nettement plus prononcée pour la sonde de diamètre 2 mm pour laquelle l'amplitude du premier pic de recompression chute d'environ 30 %.

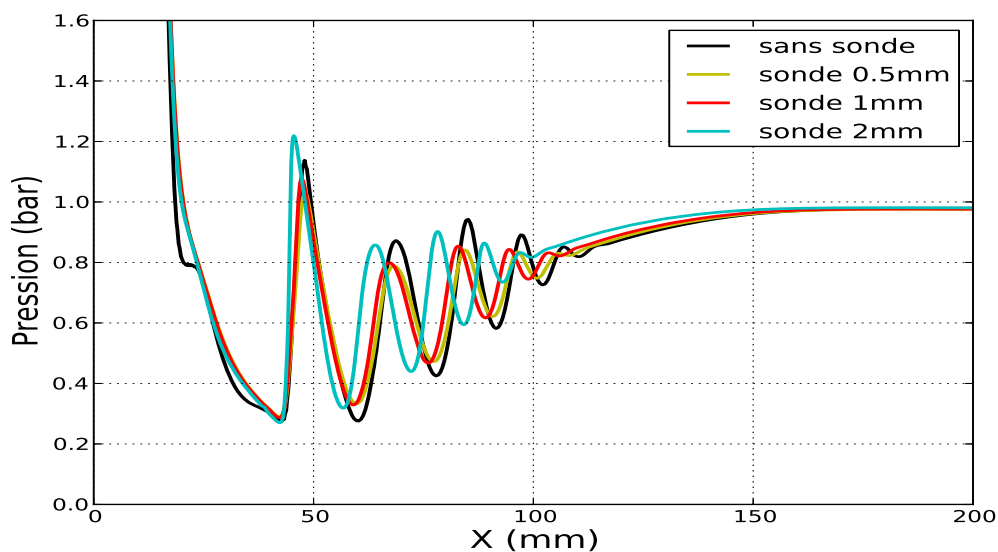


FIGURE 2.14 – Distributions axiales de la pression ($P_1 = 4$ bar)

Nous nous sommes intéressés ensuite au champ de pression à proximité de l'orifice percé sur la sonde pour la capture de la pression. Rappelons que lors de ces simulations, cet orifice est situé au niveau de la section de sortie de la tuyère primaire. Les figures 2.15-a et 2.15-b présentent des visualisations numériques de ce champ de pression autour de cet orifice pour les deux pressions génératrices considérées. Pour la pression génératrice de 2 bar, on constate que la sonde provoque un léger décalage de la position du choc qui se forme dans ces conditions dans le divergent de la tuyère primaire en anticipant son apparition. Ce décalage vers le col s'accroît légèrement quand le diamètre du tube augmente. De plus, la présence de la sonde tend à déformer ce choc à la surface du tube capillaire et ce de façon plus significative lorsque le diamètre de la sonde est important. Cela a pour effet, dans le cas de la sonde de diamètre 2 mm, de modifier la pression à l'interface choc-capillaire. Si l'orifice de capture de la pression est situé dans cette région, la valeur de la pression mesurée par la sonde sera donc faussée. Pour la pression génératrice de 4 bar (figure 2.15-b), l'orifice de prise de pression est situé dans une région d'écoulement plus stable. On n'observe pas visuellement de différence significative entre la pression régnant dans l'écoulement aux environs proches du trou et la pression au niveau du trou. On observe également que la sonde ne modifie pas l'angle du choc oblique à la sortie de la tuyère primaire mais qu'elle modifie le choc à l'interface avec le capillaire.

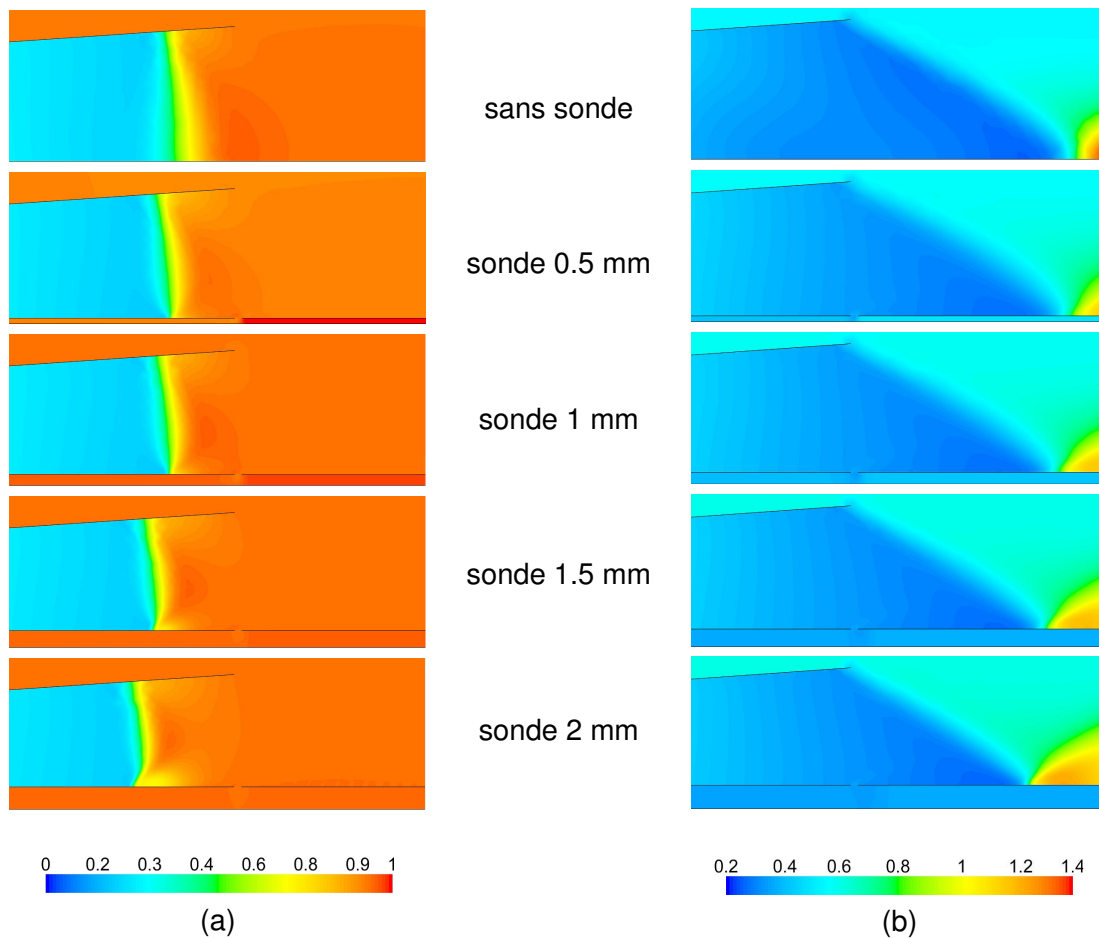


FIGURE 2.15 – Champs de pression à proximité de l’orifice de prise de pression
a- $P_1 = 2 \text{ bar}$, b- $P_1 = 4 \text{ bar}$

Le tableau 2.2 présente un récapitulatif des résultats obtenus pour les deux pressions d’alimentation. Outre le pourcentage d’obstruction causée par chaque sonde, ce tableau donne les valeurs du nombre de Mach maximal relevées dans l’écoulement, de la pression statique à proximité du trou et de la pression à l’intérieur du tube capillaire au niveau du capteur déporté. Le cas se référant à un tube de diamètre nul correspond bien évidemment à la simulation sans sonde dans l’écoulement. On constate pour les deux pressions génératrices considérées que les valeurs relevées au niveau de l’orifice de prise de pression sur le tube sont proches de la valeur obtenue au même endroit sans insertion de sonde dans l’écoulement. L’écart le plus important (de l’ordre de 10 %) est observé lorsqu’on introduit la sonde de diamètre 2 mm. Il est intéressant également de comparer la valeur de la pression au niveau de l’orifice de prise de pression avec la valeur de la pression obtenue à l’intérieur du tube au niveau du capteur. Les différences peuvent être importantes, notamment pour la pression génératrice de 4 bar et la sonde de plus petit diamètre (0,41 bar au niveau du capteur pour 0,33 bar au niveau de l’orifice de prise de pression). Cette différence s’estompe quand le diamètre de la sonde augmente.

En examinant les valeurs du nombre de Mach maximal relevées dans l’écoulement, on constate une diminution de cette grandeur quand le diamètre du tube augmente. Cela

s'explique par le fait que le débit moteur diminue avec la section de passage. Cette différence au niveau du nombre de Mach est plus prononcée à $P_1 = 4$ bar. Elle reste toutefois acceptable puisqu'elle ne représente au maximum (pour la sonde de diamètre 2 mm) que 7 % de la valeur obtenue sans sonde.

D_{sonde} mm	Obstruction %	$P_1 = 2$ bar			$P_1 = 4$ bar		
		P_{trou} bar	$P_{capteur}$ bar	Mach -	P_{trou} bar	$P_{capteur}$ bar	Mach -
0	0	0,96	-	2,1	0,33	-	2,4
0,5	0,4	0,95	0,93	2,1	0,34	0,41	2,32
1	1,6	0,94	0,95	2,09	0,34	0,39	2,29
1,5	3,5	0,94	0,95	2,09	0,33	0,37	2,26
2	6,25	0,93	0,93	2,08	0,32	0,35	2,24

TABLE 2.2 – Comparaison des résultats obtenus avec différents diamètres des sondes

Cette étude numérique n'a porté que sur quelques diamètres de sondes et n'a concerné que deux pressions de fonctionnement de l'éjecteur. L'étude n'a également été menée que pour une position donnée de l'orifice de prise de pression de la sonde. Malgré cela, cette étude a permis de mettre en évidence les perturbations engendrées par la présence de la sonde dans l'écoulement. Elle a également été très utile dans le choix du diamètre du tube capillaire. En effet, il résulte des différentes simulations que la sonde de diamètre 2 mm perturbe sensiblement l'écoulement, notamment la structure de choc qui apparaît en sortie de tuyère primaire, contrairement aux sondes de diamètre 0,5 et 1 mm qui se révèlent moins intrusives. Par contre, la sonde de diamètre 0,5 mm, sans doute de par son très faible diamètre intérieur, fait apparaître une différence notable entre la valeur de la pression au niveau de la prise de pression et la valeur au niveau du capteur à l'intérieur du tube. Ce diamètre de sonde ne semble donc pas approprié à une mesure déportée de la pression. Au final et compte tenu également de la nécessaire rigidité du tube, c'est vers la valeur de compromis de 1 mm que notre choix s'est tourné pour le diamètre du tube capillaire.

2.4/ MÉTHODES OPTIQUES POUR L'ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT

L'éjecteur supersonique est le siège d'écoulements fortement turbulents avec formation d'ondes de chocs selon le régime de fonctionnement. La mesure des vitesses d'écoulement dans ces appareils est donc très délicate. Parmi les techniques de mesure de vitesse, les plus performantes sont l'anémométrie à fil chaud, l'anémométrie laser doppler (LDV) et la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). Pour les mesures de vitesse dans l'éjecteur, l'anémométrie à fil chaud fut vite écartée à cause de la forte intrusivité provoquée par la présence de la sonde dans l'écoulement. Les deux autres techniques sont quasi non-intrusives mais elles sont très coûteuses et délicates à mettre en œuvre dans ce genre d'écoulements. Nous avons opté pour la PIV qui s'appuie sur la technique de visualisation par tomographie laser habituellement utilisée par notre équipe de recherche qui permet d'obtenir des informations quantitatives quant aux vitesses rencontrées. En complément à ces mesures de vitesses par PIV, des visualisations par tomographie laser ont également été réalisées.

2.4.1/ DISPOSITIF OPTIQUE DE TOMOGRAPHIE

Pour la visualisation de l'écoulement dans la tuyère secondaire et la chambre de mélange, la technique de tomographie laser repose sur l'utilisation d'un laser continu à Argon, d'une puissance maximale de 4 W en toutes raies, émettant une lumière polarisée verticalement. Le montage optique utilisé dans notre étude (figure 2.16) consiste à transformer le faisceau laser en une nappe de lumière à bords parallèles en utilisant une lentille cylindrique (focale de 150 mm) et une lentille sphérique (focale de 1 m). La nappe lumineuse, de largeur légèrement inférieure au diamètre de la chambre de mélange, est renvoyée le long de l'axe de l'éjecteur au moyen de prismes de renvoi. La lentille sphérique de longue focale permet de focaliser le faisceau sur la zone d'étude (région située entre la sortie de la tuyère primaire et l'entrée du diffuseur). Le montage optique comprend également un rotateur de polarisation permettant de modifier si besoin la direction de polarisation de la lumière incidente. L'acquisition des images est réalisée au moyen d'un appareil photo de la gamme SIGMA SD14, doté d'un capteur optique Foveon et d'une résolution de 14 Mpixels. L'appareil est positionné perpendiculairement à la nappe de lumière pour une acquisition optimale. Un logiciel d'analyse d'images permet si besoin de traiter les images.

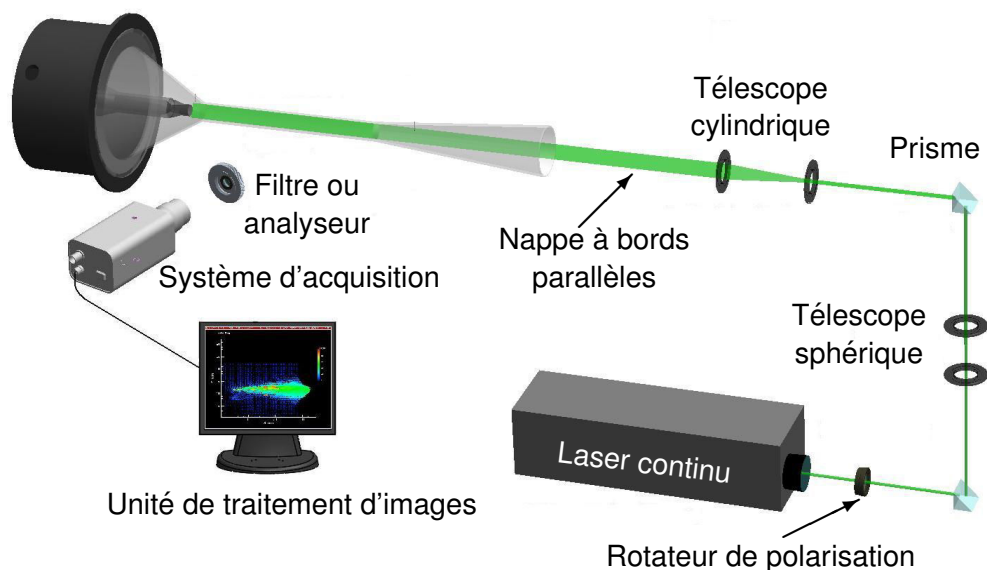


FIGURE 2.16 – Installation de tomographie laser

2.4.2/ DISPOSITIF DE PIV

Contrairement aux visualisations par tomographie laser qui ne donnent accès généralement qu'à des informations qualitatives sur un écoulement (présence de vortex, décollement, ondes de chocs, . . .), la vélocimétrie par imagerie de particules permet d'obtenir des champs de vitesses instantanées au sein du fluide [83]. Cette technique quasi non-intrusive peut être appliquée à un écoulement liquide, gazeux ou diphasique, ensemençé naturellement ou artificiellement. Son principe est simple : une première nappe lumineuse éclaire la zone de l'écoulement à étudier à l'instant t et une seconde nappe est générée dans le même plan à un instant $t + \Delta t$. La lumière diffusée par les particules

présentes dans l'écoulement est recueillie par une caméra placée perpendiculairement au plan d'écoulement étudié et cela pour les deux nappes générées. L'inter-corrélation des deux images permet de déterminer l'évolution de la position des particules durant l'intervalle de temps Δt .

Le système PIV est schématisé sur la figure 2.17. Il est composé des organes suivants : une source laser, un montage optique de transformation de la nappe, un dispositif d'enregistrement, un système de synchronisation et un logiciel d'acquisition et de traitement des images.

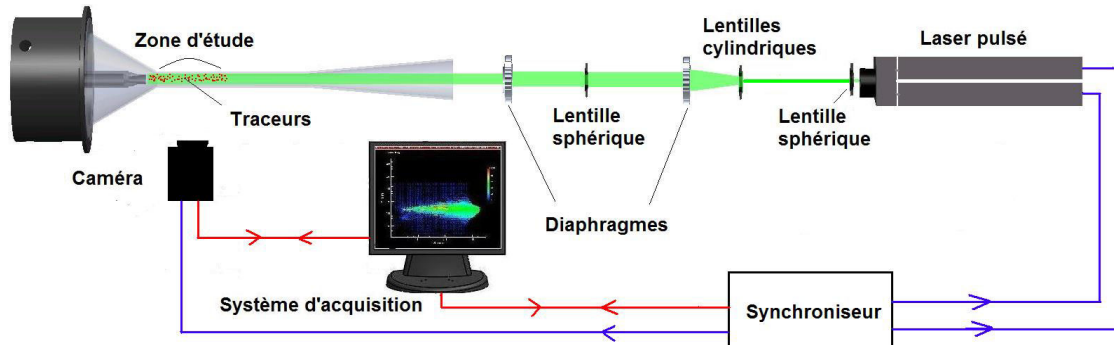


FIGURE 2.17 – Installation de PIV

La source laser utilisée est un laser Néodyme-YAG double cavité de la gamme "Quantel - Evergreen". La première cavité délivre une énergie nominale de 202,2 mJ pendant une durée de pulse de 8,5 ns et la seconde cavité délivre une énergie de 203,1 mJ pour une durée de 9 ns. Ces impulsions intenses et très brèves correspondent à des faisceaux laser hautement énergétiques (puissance moyenne d'environ 25 mégawatts sur la durée de l'impulsion) à une fréquence maximale de 15 Hz. L'émission laser se fait dans le visible à une longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, avec un diamètre de faisceau $\varnothing = 4,6$ mm.

Comme lors des visualisations par tomographie laser, la transformation du faisceau en une nappe laser à bords parallèles est réalisée moyennant un système optique comprenant une lentille cylindrique qui étale le faisceau suivant une seule direction et une lentille sphérique qui focalise le faisceau dans la zone d'étude. La nappe de lumière ainsi générée possède une épaisseur de l'ordre du millimètre pour une hauteur légèrement inférieure au diamètre de la chambre de mélange. Le système d'enregistrement utilisé doit pouvoir acquérir et stocker séparément deux images successives avec un intervalle de temps court. Les caméras numériques dites doubles trames permettent cet enregistrement et la caméra utilisée (caméra POWERVIEW PLUS) possède une matrice CCD de 4008 x 2672 pixels de 9 μm de côté (soit 11 millions de pixels). Le temps entre la fin de la première trame et le début de la deuxième trame est de 200 ns et la fréquence maximale d'acquisition des paires d'images est de 8 Hz.

Par ailleurs, l'utilisation d'un système de commande et d'acquisition, relié au laser et à la caméra rapide, permet la synchronisation des prises de vues et des pulses laser suivant une séquence temporelle (figure 2.18). La commande du synchroniseur des pulses et de l'ouverture de la caméra CCD se fait à l'aide du code "Insight" qui permet le réglage de l'intervalle Δt correspondant au moment où l'on fige les deux pulses. En général, cet intervalle Δt dépend de la résolution de la caméra. Il définit la calibration temporelle

pour le calcul des vitesses des traceurs présents dans l'écoulement. En présence d'un écoulement très rapide, il est nécessaire de travailler avec un intervalle Δt très court. Lors de nos essais un intervalle Δt de 250 ns correspondant à la limite de notre système à été utilisé.

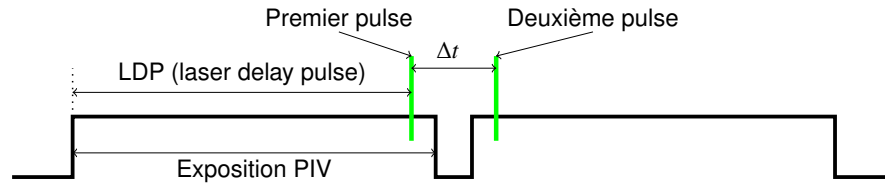


FIGURE 2.18 – Séquence temporelle PIV

Quel que le soit le mode d'ensemencement utilisé lors de nos essais, la calibration spatiale reste identique lors de l'analyse des images. Le logiciel Insight utilise l'algorithme d'inter-corrélation d'images (figure 2.19). Une fenêtre de calcul est définie au même endroit sur les deux images. Cette fenêtre d'interrogation est de 32 pixels x 32 pixels, ce qui correspond à une résolution de 0,6 mm x 0,6 mm. Le résultat de l'inter-corrélation se traduit par la présence d'un pic qui correspond au déplacement moyen. Le champ de vitesse par PIV est obtenu en répétant l'inter-corrélation sur l'ensemble de l'image. Les vecteurs vitesses sont issus du regroupement des calculs de différentes fenêtres d'interrogation.

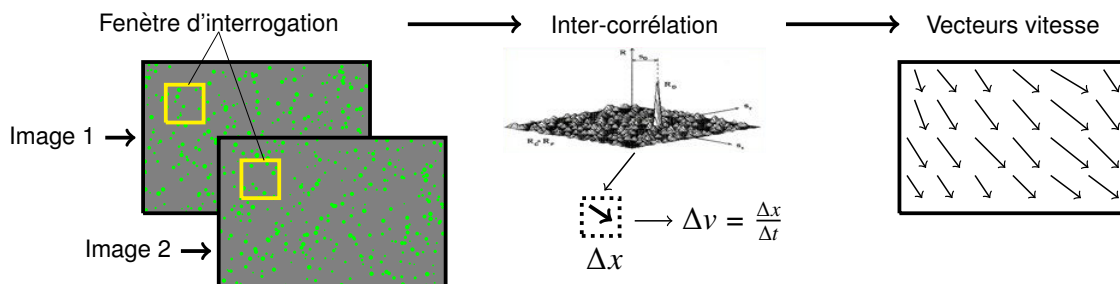


FIGURE 2.19 – Procédure de calcul des vecteurs vitesse par inter-corrélation

2.4.3/ ENSEMENCEMENT

Les techniques de tomographie laser et de PIV reposent sur la présence de traceurs diffusants au sein de l'écoulement étudié [38]. Le choix de ces traceurs est un facteur important dans l'application de ces techniques. Il est notamment nécessaire de choisir des particules ayant une masse volumique proche de celle du fluide, une taille suffisamment petite pour suivre correctement l'écoulement et de bonnes caractéristiques de diffusion de la lumière, en particulier pour un écoulement supersonique [84, 85]. Un autre aspect important concerne la méthode d'introduction de ces particules dans l'écoulement. Lors de nos essais, nous avons testé deux méthodes d'ensemencement : la première dite "naturelle" consiste à utiliser les gouttelettes issues de la condensation de l'humidité résiduelle contenue dans les airs primaire et secondaire. La seconde méthode, qualifiée "d'artificielle" repose sur l'introduction de fines particules dans l'écoulement secondaire. Le tableau 2.3 donne un comparatif de ces deux modes d'ensemencement.

	Ensemencement naturel	Ensemencement artificiel
Nature des traceurs	Gouttelettes d'eau	Particules DEHS
Diamètre des particules	< 100 nm	0,3 μm
Diffusion de la lumière	Lumière polarisée réémise dans le régime de Rayleigh	Lumière dépolarisée réémise dans le régime de Mie
Ensemencement	Condensation de l'humidité contenue dans l'air	Traceurs additionnels introduits dans le flux secondaire
Avantages	Ensemencement global pour la visualisation du jet primaire et des zones de mélange	Ensemencement partiel permettant l'estimation de la longueur de mélange

TABLE 2.3 – Comparatif des modes d'ensemencement

- **Ensemencement naturel** : L'air comprimé qui alimente la tuyère primaire est un air qui peut être asséché ou non. L'air induit est pour sa part de l'air humide. Lorsqu'on alimente la tuyère primaire avec de l'air humide, la détente du jet supersonique provoque la formation de micro-gouttelettes d'eau de très petite taille [86]. L'humidité contenue dans l'air induit participe également à l'ensemencement naturel de l'écoulement dans l'éjecteur. Des micro-gouttelettes d'eau peuvent en effet se former par condensation dans les zones de mélange entre le flux primaire supersonique et le flux induit. Une analyse de la polarisation de la lumière diffusée par ces micro-gouttelettes [37] a permis d'estimer leur diamètre à une valeur moyenne n'excédant pas 100 nm. Ces micro-gouttelettes diffusent alors la lumière dans le régime de diffusion de Rayleigh.

- **Ensemencement artificiel** : La seconde méthode d'ensemencement consiste à introduire des traceurs additionnels dans l'écoulement. Ces traceurs, qualifiés "d'artificiels" par opposition aux traceurs naturels, doivent avoir les caractéristiques optico-physiques adéquates pour une visualisation de qualité. Lors de nos essais, nous avons privilégié l'emploi de particules de DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat). Il s'agit d'une huile végétale, sous forme d'un aérosol de gouttelettes d'environ 0,3 μm de diamètre. La diffusion lumineuse de ces particules s'effectue alors dans le régime de diffusion de Mie. Les particules DEHS sont introduites dans le flux induit en amont de la chambre de traquillisation secondaire pour être entraînées et mélangées dans l'écoulement au sein de l'éjecteur.

MODÈLE NUMÉRIQUE POUR LE FONCTIONNEMENT À ENTRAINEMENT NUL

Ce chapitre concerne l'approche numérique utilisée pour la modélisation de l'écoulement dans l'éjecteur à l'aide du code commercial Ansys Fluent. Ce chapitre est tout particulièrement dédié au paramétrage du modèle numérique. Pour cela, une étude de sensibilité est menée en 2D axisymétrique dans le cas d'un éjecteur fonctionnant sans flux induit afin d'évaluer l'influence de certains paramètres (solveur, ordre de discrétisation, maillage, modèle de turbulence). L'influence du modèle de turbulence est plus finement analysée par le biais d'une comparaison des résultats CFD avec des mesures de vitesses par PIV.

3.1/ INTRODUCTION

Comme l'a montré l'étude bibliographique menée au chapitre 1, les simulations numériques, notamment par CFD, de l'écoulement au sein des éjecteurs supersoniques, bien que nombreuses, ne permettent pas de définir de façon définitive les paramètres d'une bonne simulation. En effet, les paramètres numériques entrant en jeu dans une simulation sont multiples et déterminants vu l'influence directe qu'ils ont sur la convergence des calculs, le temps de simulation et les résultats. Il est donc nécessaire de maîtriser au mieux l'ensemble des paramètres numériques régissant la simulation. La méthodologie retenue pour cette étude de sensibilité est résumée sur la figure 3.1. Les paramètres numériques considérés sont le solveur, le schéma de discrétisation, le maillage ainsi que le modèle de turbulence. Cette étude se contentera dans un premier temps d'évaluer l'influence de ces paramètres en comparant entre eux les divers résultats numériques obtenus. L'influence du modèle de turbulence sera plus finement analysée par le biais d'une comparaison des résultats CFD avec des mesures de vitesses obtenues par PIV. Il est à noter que cette étude de sensibilité numérique est conduite dans le cas d'un éjecteur fonctionnant sans flux induit. Cette configuration a été retenue pour cette première étude car elle permet de s'astreindre du paramètre important qu'est le débit secondaire aspiré. Elle permet également de considérer un domaine d'étude 2D axisymétrique. Le fonctionnement avec flux induit sera examiné au chapitre suivant.

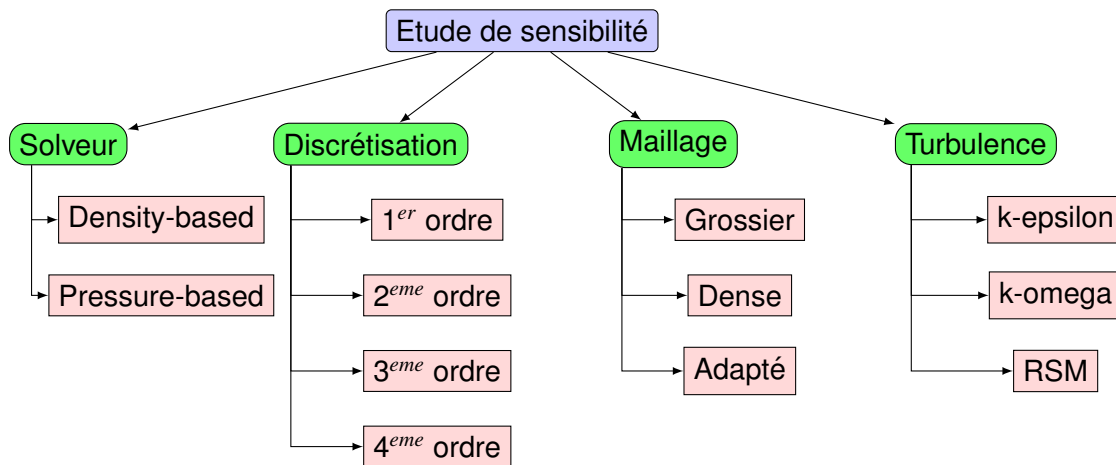


FIGURE 3.1 – Organigramme de l'étude de sensibilité

3.2/ MODÈLE NUMÉRIQUE DE BASE

3.2.1/ LES ÉQUATIONS GOUVERNANTES

La dynamique des fluides numériques (CFD) est un outil de simulation dédié à l'étude du mouvement des fluides, évitant de faire appel à des méthodes expérimentales souvent onéreuses. Elle consiste à résoudre les équations gouvernantes de l'écoulement, à savoir les équations de transport usuellement connues sous le nom d'équations de Navier-stokes. Ces équations sont :

L'équation de la continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.1)$$

L'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

L'équation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i(\rho E + P)) = \vec{\nabla}(\alpha_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} + u_j(\tau_{ij})) \quad (3.3)$$

avec :

$$\tau_{ij} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.4)$$

et dans le cas d'un gaz parfait l'équation d'état :

$$\rho = \frac{P}{rT} \quad (3.5)$$

Ces équations sont transformées en un système d'équations linéaires résolu par la méthode de discrétisation en volumes finis. Cette méthode consiste à subdiviser le domaine d'étude en petits volumes et à calculer la solution approchée pour chaque volume.

La dimension et le nombre de ces volumes ainsi que la complexité de l'écoulement étudié conditionnent en grande partie la puissance de l'outil de calcul. Ainsi, lors de cette étude menée sur un domaine purement 2D axisymétrique, les simulations sont réalisées sur un PC Intel Core i5 de 4 Gigaoctets de mémoire vive.

3.2.2/ HYPOTHÈSES ET CONDITIONS NUMÉRIQUES PRINCIPALES

La configuration sans flux induit permet de modéliser l'éjecteur à l'aide d'un domaine 2D axisymétrique. La géométrie simplifiée de l'éjecteur est présentée sur la figure 3.2 et correspond à un éjecteur de rapport géométrique $A = 9$. La géométrie et le maillage sont générés à l'aide du logiciel de pré-traitement Gambit. Le domaine utilisé dans ce modèle de base contient un maillage global d'environ 50 000 mailles triangulaires non structurées. Les simulations sont réalisées en régime permanent. Le régime d'écoulement étudié est considéré sans amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire. Ce régime, avec recompression du jet supersonique par succession de chocs obliques en sortie de la tuyère motrice, est un régime d'écoulement très sensible [87]. Il se prête donc parfaitement à une telle étude de sensibilité. Le fluide utilisé est de l'air sec considéré comme un gaz parfait. Les conditions imposées aux limites du domaine sont schématisées sur la figure 3.2.

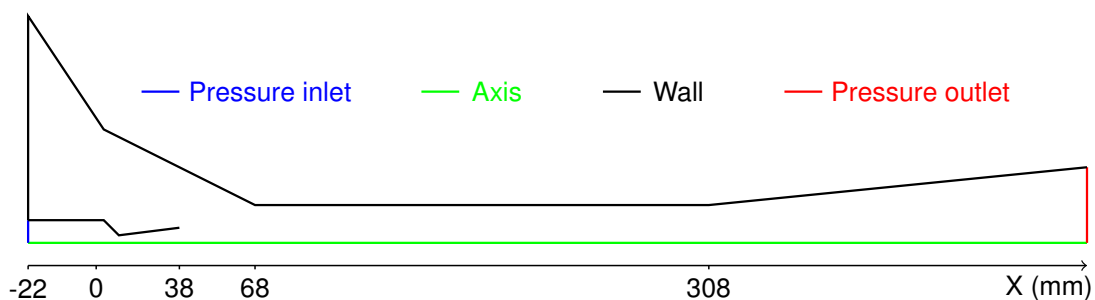


FIGURE 3.2 – Domaine d'étude 2D axisymétrique

Ces conditions aux limites sont :

- Pressure Inlet : Correspond à une condition de pression motrice P_1 à l'entrée de la tuyère primaire
- Pressure Outlet : Correspond à une condition de pression en sortie du domaine, en l'occurrence en sortie du diffuseur. Cette pression P_4 est maintenue égale à la pression atmosphérique
- Wall : Les parois sont considérées adiabatiques et sans glissement
- Axis : Condition d'axisymétrie du domaine

Il est à noter que la pression génératrice P_1 est imposée graduellement, par échelon de 0,5 bar, à partir d'une valeur de 1,5 bar jusqu'à la pression voulue. Cette stratégie, qui utilise les solutions d'un calcul comme données initiales pour la simulation à la pression supérieure, a pour intérêt de faciliter la convergence des calculs.

Une étude sur la validité de la condition de sortie a été réalisée. Elle a consisté à comparer les simulations menées avec le domaine de la figure 3.2 et les simulations avec un domaine étendu en sortie de l'éjecteur permettant de repousser la condition aux limites de la sortie. Les résultats obtenus avec les deux domaines n'ont pas montré de

différences notables. Par conséquent, les simulations présentées dans la suite de ce chapitre ont toutes été menées avec le domaine schématisé sur la figure 3.2.

En ce qui concerne les critères de convergence des simulations, ils sont au nombre de deux. Le premier porte sur les résidus qui doivent se stabiliser et passer en dessous d'une valeur de 10^{-5} . Le second concerne la vérification de la conservation du débit massique. La différence entre les débits sortant et entrant doit être inférieure à 0,01%. Une simulation est considérée comme convergée quand ces deux conditions sont vérifiées.

3.3/ CHOIX DU SOLVEUR

3.3.1/ SOLVEURS DISPONIBLES

Lors d'un calcul CFD, le couplage des équations de transport peut être réalisé suivant plusieurs algorithmes. Les solveurs utilisés par le code Ansys Fluent sont résumés sur la figure 3.3.

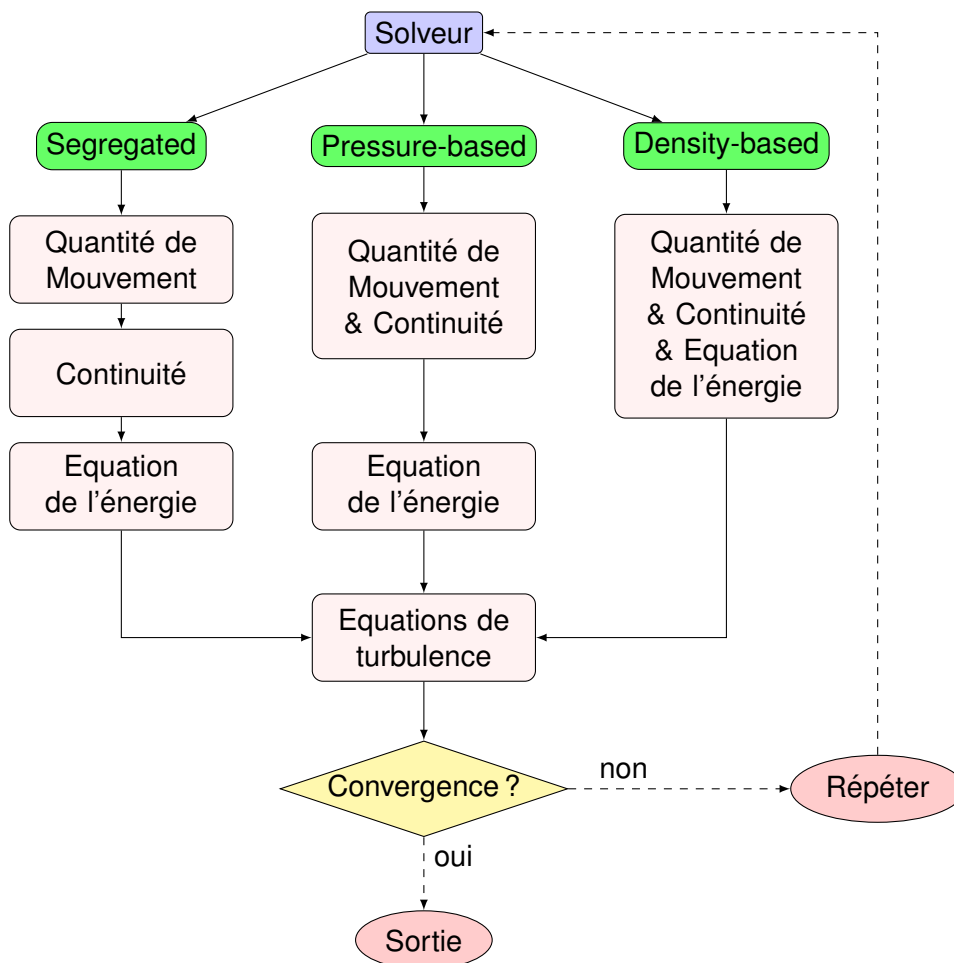


FIGURE 3.3 – Organigramme de couplage des équations de transport

- Le solveur segregated (ou encore pressure-based segregated) résout les équations de transport de façon séquentielle. Il découple les équations de quantité de mouvement, de continuité, d'énergie, et n'est pas adapté à la modélisation d'écoulements fortement compressibles [69]. Il n'a donc pas été considéré dans cette étude.
- Le solveur density-based résout simultanément les équations de quantité de mouvement, de continuité et d'énergie avant de traiter les équations de la turbulence. Il est idéalement adapté aux écoulements soumis à une forte interdépendance entre les équations de quantité de mouvement et d'énergie comme c'est le cas pour les écoulements supersoniques avec chocs [88, 18, 77].
- Le solveur pressure-based (ou encore pressure-based coupled) découple l'équation d'énergie des équations de continuité et de quantité de mouvement. Outre sa robustesse et sa rapidité de convergence [70, 88, 89], le solveur pressure-based présente l'avantage d'être relativement peu sensible au maillage [70, 89]. Il a récemment été utilisé pour la simulation de l'écoulement au sein d'éjecteurs supersoniques [71, 72]. Il s'est révélé capable de capturer de façon satisfaisante les chocs créés dans l'écoulement.

3.3.2/ CONFRONTATION DES SOLVEURS PRESSURE-BASED ET DENSITY-BASED

Une étude comparative des solveurs pressure-based et density-based a été menée dans le cadre de la simulation de l'écoulement dans l'éjecteur. Cette étude est réalisée pour deux valeurs de pression génératrice primaire P_1 , à savoir 2 et 4 bar. La comparaison des deux solveurs s'effectue au niveau des champs des iso-Mach, des distributions axiales de la pression statique et du nombre de Mach mais également du temps de calcul requis pour atteindre la convergence. Les simulations sont conduites en utilisant le modèle de turbulence $k - \epsilon$ Standard avec un maillage de 50000 mailles. La pression de sortie P_4 est égale à la pression atmosphérique tandis que la pression P_1 imposée à l'entrée de la tuyère motrice est incrémentée graduellement entre 1,5 et 4 bar avec un pas de 0,5 bar. Cette procédure permet de faire converger les calculs aisément quel que soit le solveur utilisé.

Le tableau 3.1 compare les temps de calcul observés avec les deux solveurs dans les mêmes conditions de simulations. On constate que 1000 itérations suffisent au solveur pressure-based pour satisfaire nos critères de convergence alors que 20000 sont nécessaires avec le solveur density-based. Cela se ressent directement sur le temps de calcul qui est multiplié par 20 dans le cas d'une simulation avec le solveur density-based, passant de 3 à 60 minutes.

solveur	Nombre d'itérations	Temps par itération	Temps de calcul
pressure-based	1000	0,2 s	3 min
density-based	20000	0,2 s	60 min

TABLE 3.1 – Comparaison du temps de calcul

Les figures 3.4 à 3.6 permettent une comparaison des résultats obtenus pour une pression $P_1 = 2$ bar. La figure 3.4 compare les distributions de la pression statique le long de l'axe de l'éjecteur obtenues avec les deux solveurs. Sur ce graphique, les indices A, B et C indiquent respectivement les sections au col et à la sortie de la tuyère motrice et à l'entrée de la chambre de mélange cylindrique.

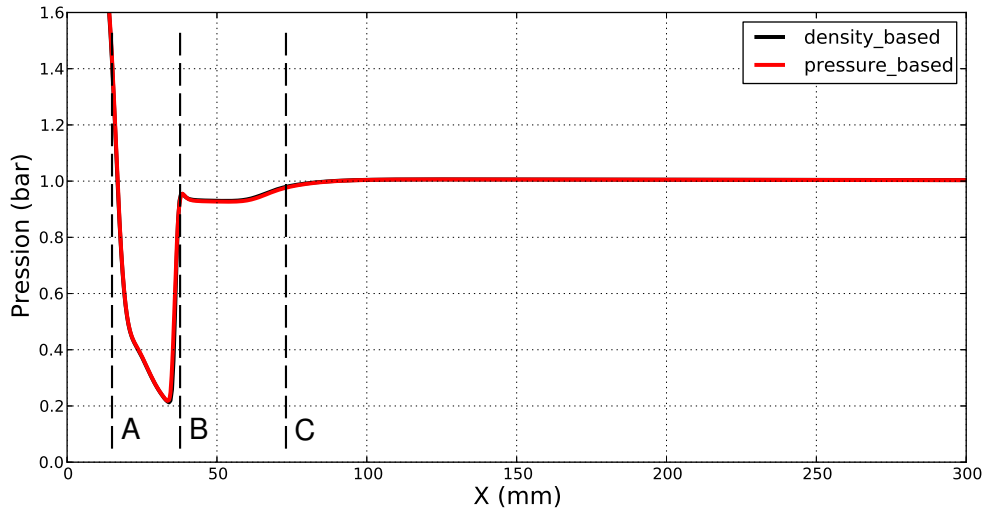


FIGURE 3.4 – Distribution de la pression le long de l'axe de l'éjecteur
Comparaison des solveurs pour $P_1 = 2$ bar

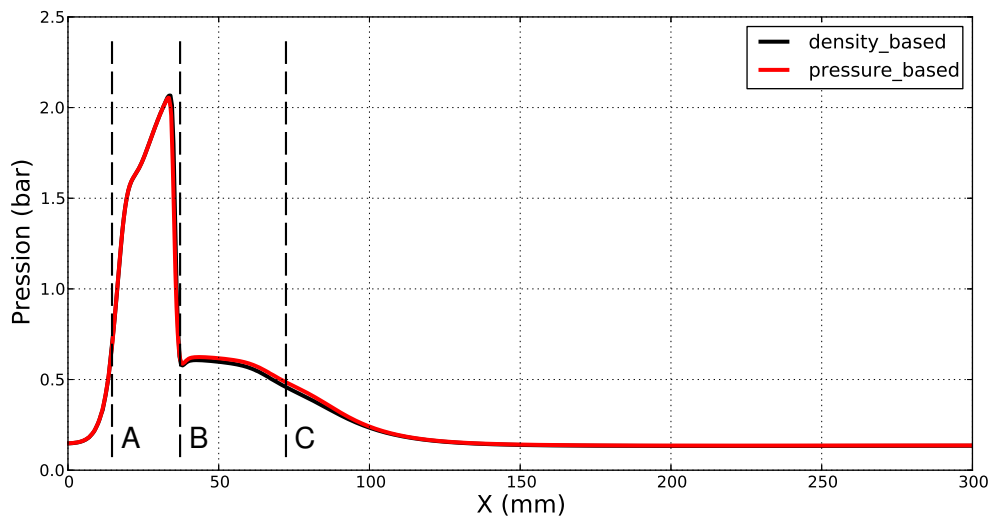


FIGURE 3.5 – Distribution du nombre de Mach le long de l'axe de l'éjecteur
Comparaison des solveurs pour $P_1 = 2$ bar

Les évolutions de la pression sont quasiment confondues. Elles mettent toutes les deux en évidence une diminution de la pression lors de la détente dans la tuyère primaire avant une brusque recompression juste avant la sortie du divergent. Cette brusque recompression, qui se produit pour un nombre de Mach de l'écoulement d'environ 2,1 (figure 3.5) est caractéristique de la traversée d'un choc. Celui-ci est un choc quasi droit comme on peut le visualiser sur les représentations des iso-Mach de la figure 3.6. Ce choc provoque le désamorçage du régime supersonique, le nombre de Mach en aval du choc chutant à une valeur d'environ 0,6 comme le montre l'évolution du nombre de Mach de la figure 3.5.

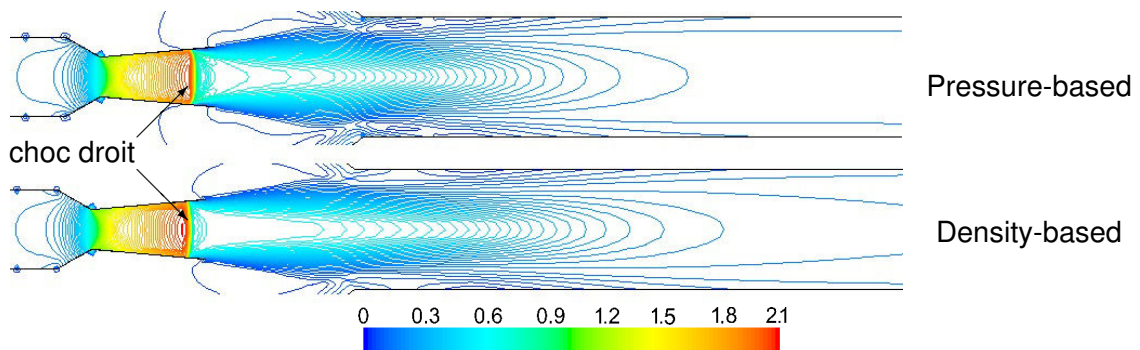


FIGURE 3.6 – Lignes des iso-Mach pour $P_1 = 2$ bar
Comparaison des solveurs

Les résultats obtenus lorsqu'on impose une pression génératrice plus importante ($P_1 = 4$ bar) en entrée de tuyère motrice sont présentés sur les figures 3.7 à 3.9. Dans ces conditions, la pression amont est suffisante pour éviter tout désamorçage dans le divergent primaire. L'écoulement reste donc supersonique tout au long de la tuyère primaire pour en déboucher avec un nombre de Mach voisin de 2,3 (figure 3.8) très proche de la valeur de 2,33 prédite par la théorie des écoulements quasi-monodimensionnels [24]. L'écoulement subit ensuite une recompression à travers une succession de chocs obliques parfaitement visibles sur les représentations des iso-Mach de la figure 3.9. Pour cette pression également, les résultats obtenus avec les solveurs pressure-based et density-based sont quasiment identiques.

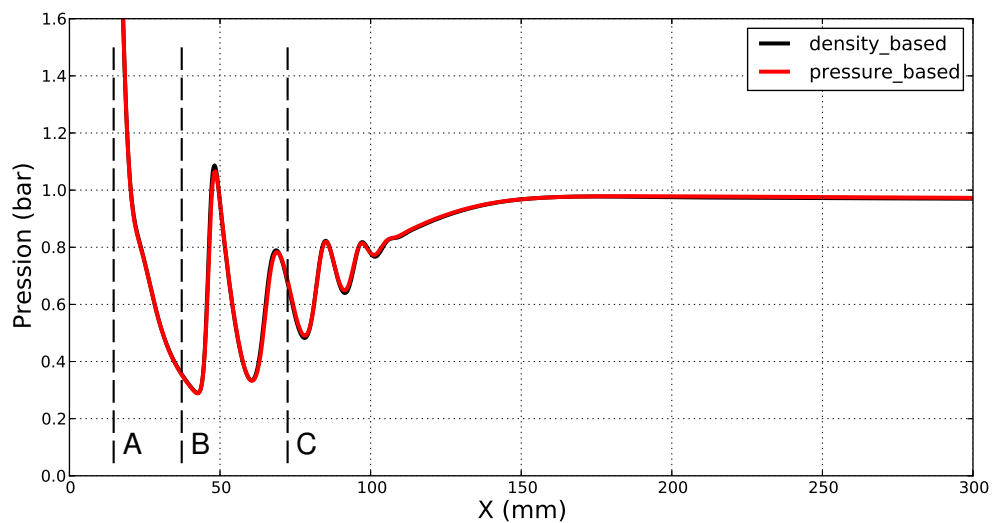


FIGURE 3.7 – Distribution de la pression le long de l'axe de l'éjecteur
Comparaison des solveurs pour $P_1 = 4$ bar

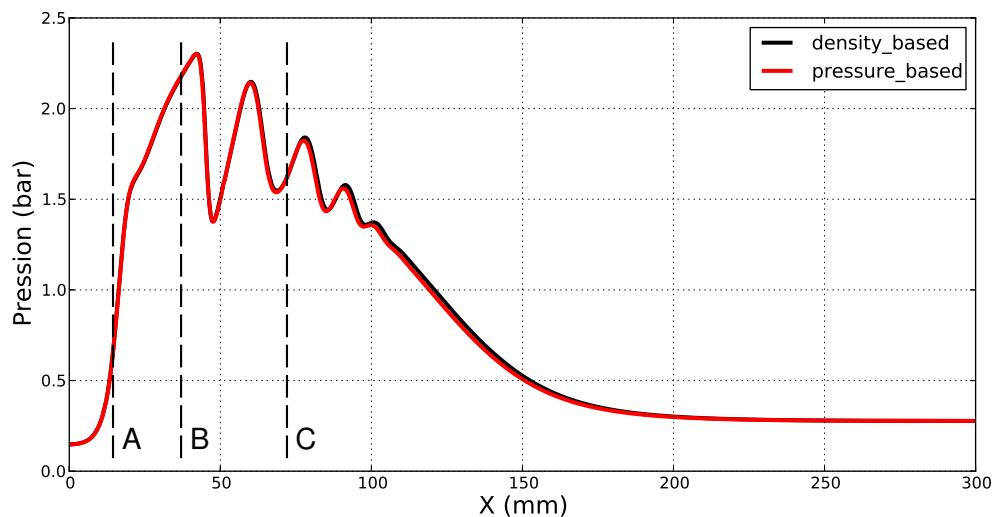


FIGURE 3.8 – Distribution du nombre de Mach le long de l'axe de l'éjecteur
Comparaison des solveurs pour $P_1 = 4$ bar

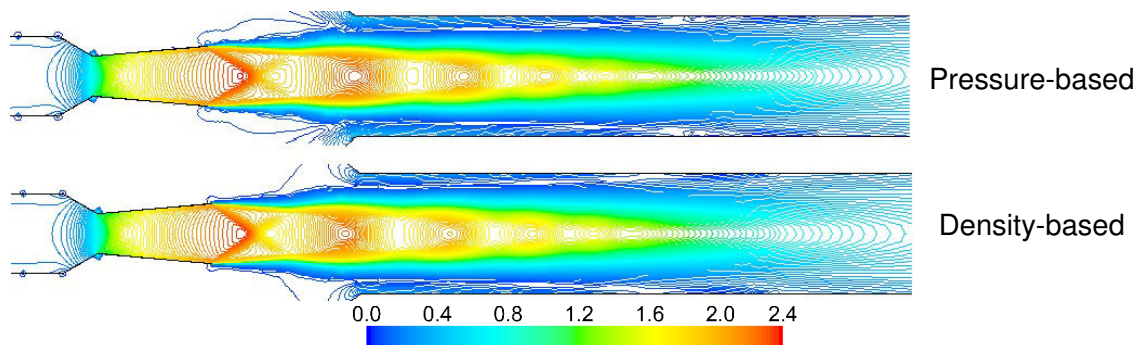


FIGURE 3.9 – Lignes des iso-Mach pour $P_1 = 4$ bar
Comparaison des solveurs

Au final, les deux solveurs se révèlent tout aussi performants pour capturer les brusques variations des grandeurs de l'écoulement engendrées par les chocs. Les résultats obtenus sur nos deux cas tests sont très proches, voire quasi identiques entre les deux solveurs. Par contre, l'utilisation du solveur pressure-based facilite la convergence des simulations et offre un gain considérable sur le temps de calcul. Ces avantages peuvent s'avérer prépondérants lors de simulations 3D ou en instationnaire par exemple. C'est donc ce solveur qui sera choisi pour la suite de nos simulations numériques.

3.4/ SCHÉMA DE DISCRÉTISATION

L'ordre de discrétisation du schéma numérique utilisé s'avère essentiel à la justesse et à la précision des calculs notamment dans le cas d'écoulements complexes avec écoulements secondaires ou variations brusques des caractéristiques de l'écoulement. Pour la modélisation d'écoulements compressibles, il est généralement conseillé d'utiliser un schéma numérique de second ordre afin d'éviter le phénomène de fausse diffusion numérique causé par la discrétisation au 1^{er} ordre [90]. Quatre schémas numériques ont été testés afin d'évaluer leur influence sur la simulation de l'écoulement dans l'éjecteur

La figure 3.10 compare les iso-Mach (iso-Mach supérieurs à 1) obtenus avec des discrétisations aux premier et second ordres sur l'ensemble des équations traitées, pour les mêmes conditions numériques et de fonctionnement de l'éjecteur ($P_1 = 4$ bar).

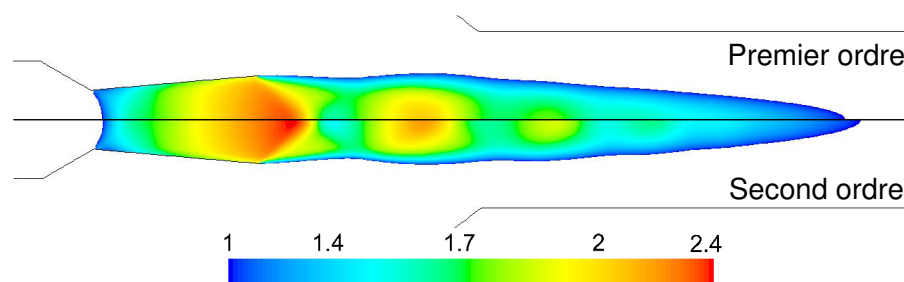


FIGURE 3.10 – Champs des iso-Mach supérieurs à 1 ($P_1 = 4$ bar)
Comparaison de l'ordre de discrétisation

On constate de légères différences entre la visualisation du train de chocs sur le demi-domaine supérieur correspondant au schéma du 1^{er} ordre et celle de la partie inférieure obtenue avec le schéma du second ordre. La simulation au second ordre semble accentuer très légèrement l'intensité des chocs ainsi que le développement de la structure de chocs.

Ceci est confirmé par la figure 3.11 qui regroupe les distributions de la pression statique le long de l'axe de l'éjecteur, calculées avec des schémas de discrétisation d'ordre 1, 2, 3 et 4. Il est à préciser que lors de ces calculs, une simulation à un ordre de discrétisation donné implique la résolution de l'ensemble des équations de transport à cet ordre. Les variations de pression sont sensiblement plus marquées lorsqu'on passe de l'ordre 1 à l'ordre 2. La localisation des chocs est quant à elle beaucoup moins impactée par le choix du schéma numérique. Les résultats obtenus avec des schémas d'ordre 3 et 4 sont quasiment identiques à ceux obtenus avec le schéma du deuxième ordre et ne semblent donc pas apporter dans notre cas de précision supplémentaire.

Il est à noter qu'une discrétisation au deuxième ordre peut être envisagée sur toutes les équations traitées ou partiellement sur certaines équations seulement. Ainsi, [2], pour ses simulations de l'écoulement au sein d'éjecteurs, a choisi le schéma de discrétisation au second ordre pour les équations de continuité, de quantité de mouvement et des grandeurs turbulentes k et ϵ , et a maintenu la résolution de l'équation d'énergie au 1^{er} ordre. Nous avons donc réalisé des simulations en modifiant l'ordre de discrétisation équation par équation.

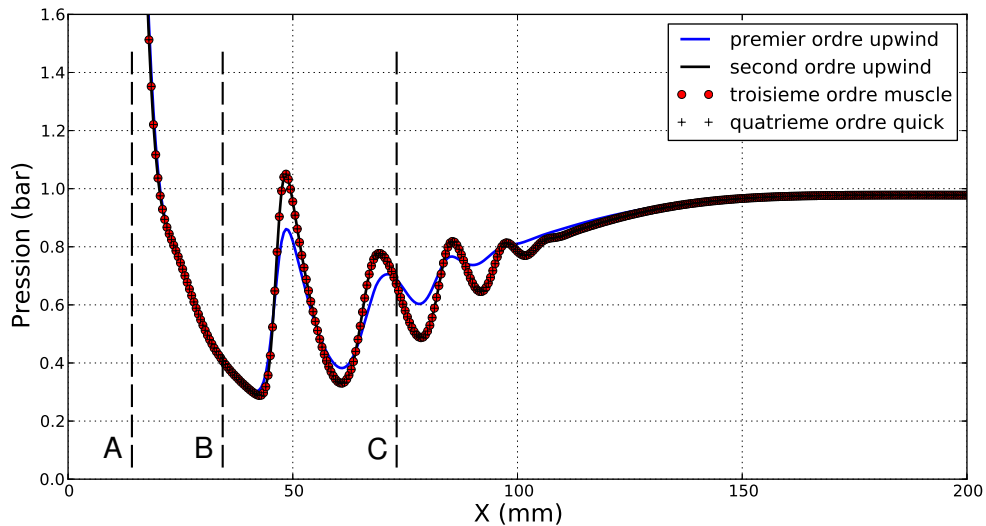


FIGURE 3.11 – Distribution axiale de la pression statique ($P_1 = 4$ bar)
Comparaison de l'ordre de discrétisation

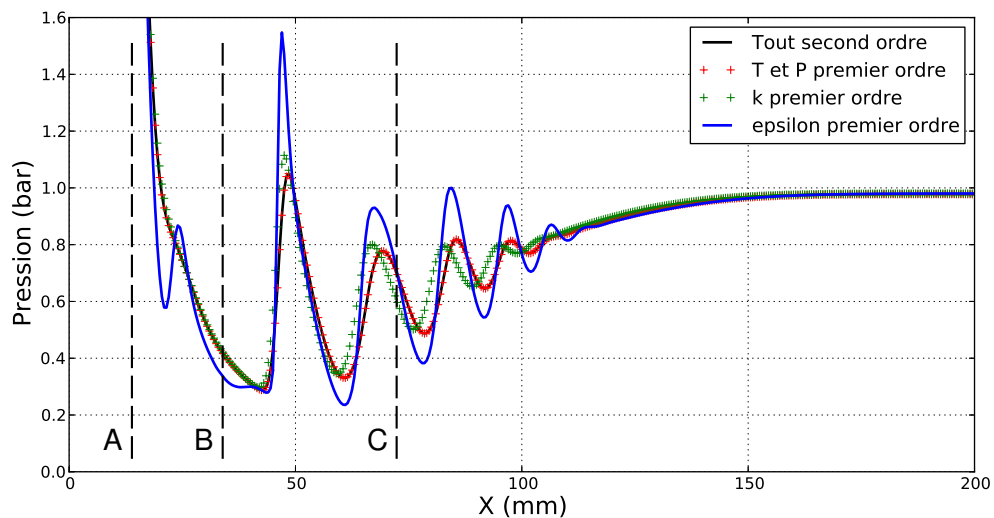


FIGURE 3.12 – Distribution axiale de la pression statique ($P_1 = 4$ bar)
Influence de l'ordre de discrétisation des équations

Les résultats sont regroupés sur la figure 3.12. Considérons comme référence l'évolution de pression obtenue lorsque toutes les équations sont résolues au second ordre (courbe continue rouge). On constate que le passage au 1^{er} ordre des termes de pression et d'énergie (courbe discontinue rouge) n'engendre aucune différence notable sur les résultats. Lorsque ce sont les équations des grandeurs turbulentes qui sont traitées au 1^{er} ordre, des différences sensibles apparaissent. C'est le cas notamment quand on se contente d'une résolution à l'ordre 1 de l'équation du taux de dissipation de l'énergie

cinétique turbulente. On observe alors un léger décalage dans la position des chocs successifs et surtout une très forte surestimation de l'intensité de ces chocs due à une fausse modélisation des termes de diffusion [90]. Concernant le traitement de l'énergie cinétique de turbulence k , le passage à l'ordre 1 provoque une augmentation plus légère de l'amplitude des chocs (moins de 5 % de la pression maximale) mais un décalage plus prononcé de leurs positions. Par contre, il est à noter que les évolutions de la pression convergent toutes vers une même valeur à la fin du train de chocs, et ce quel que soit le schéma numérique utilisé.

En conclusion, le schéma numérique et l'ordre de discrétisation sont des paramètres essentiels d'une simulation CFD. Il ressort de cette étude que les termes de l'énergie et de pression peuvent se contenter d'une résolution à l'ordre 1 sans conséquence sur la précision des simulations dans l'éjecteur. Par contre, la simulation de l'écoulement supersonique avec chocs requiert une résolution à l'ordre 2 pour les autres équations (quantité de mouvement, grandeurs turbulentes).

3.5/ SENSIBILITÉ AU MAILLAGE

Plusieurs études [70, 88, 69] ont montré que les simulations menées avec le solveur de type pressure-based sont relativement peu sensibles au maillage utilisé. Une rapide étude de ce paramètre est toutefois proposée dans ce paragraphe. Les maillages testés sont tous de type triangulaire. La dimension moyenne des mailles varie entre 2 mm pour le maillage le plus grossier et 0,3 mm pour le plus fin. Le maillage dit grossier ne représente que 6500 mailles et offre des temps de calcul très bas contrairement au maillage le plus dense (0,3 mm) qui contient 285000 mailles et nécessite une puissance de calcul plus importante. Les principales caractéristiques des maillages testés sont récapitulées dans le tableau 3.2.

Maillage	1	2	3	4	5
Taille de la maille	2 mm	1,5 mm	1 mm	0,5 mm	0,3 mm
Nombre de mailles	6500	12000	26000	1012000	285500

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des maillages testés

La comparaison des résultats s'effectue au niveau de la distribution axiale de la pression (figure 3.13) dans le cas d'une pression génératrice de 4 bar.

On constate que les maillages les plus grossiers (1,5 mm et 2 mm) ne permettent pas de capturer finement les chocs. On observe en effet une différence sensible tant au niveau de l'amplitude des chocs que de leurs positions par rapport aux résultats obtenus avec des maillages plus denses. A partir du maillage de 1 mm, correspondant à nombre de 26000 mailles, les distributions de pression sont quasiment identiques. L'écart entre les résultats obtenus avec le maillage de 1 mm et ceux obtenus des plus denses ne dépasse pas 1 % sur la pression.

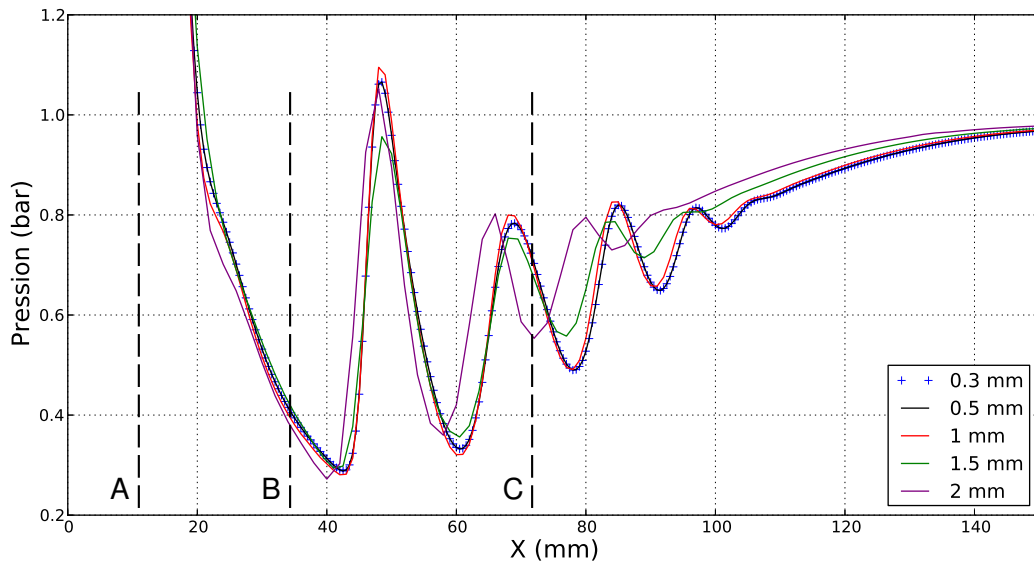


FIGURE 3.13 – Distribution axiale de la pression statique ($P_1 = 4$ bar)
Comparaison de la finesse des maillages

Une amélioration des résultats obtenus initialement avec un maillage grossier est envisageable en réalisant une adaptation de ce maillage. Cette adaptation, effectuée après convergence du calcul, permet de raffiner le maillage localement, en particulier dans les zones soumises à de forts gradients de pression. La figure 3.14 présente un exemple de maillage adapté de la zone soumise à recompression par chocs en sortie de tuyère motrice. Cette adaptation, réalisée sur le gradient de pression, densifie considérablement le maillage au niveau des discontinuités causées par les chocs obliques.

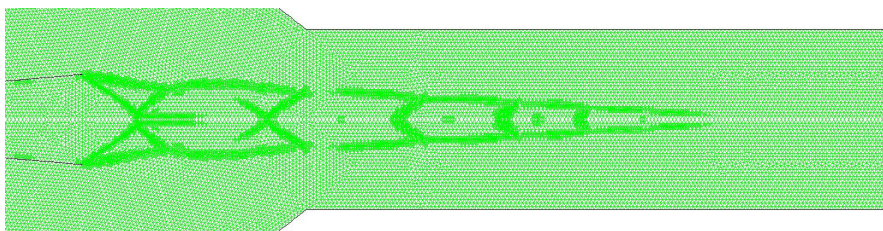


FIGURE 3.14 – Exemple de maillage adapté

La figure 3.15 illustre l'intérêt de cette technique appliquée sur un maillage initial de 1,5 mm. On voit qu'une première adaptation permet une capture plus précise des chocs. Une seconde adaptation consécutive améliore encore les résultats et permet d'obtenir des résultats quasiment identiques à ceux obtenus avec un maillage initial de 0,5 mm.

Un autre aspect important à ne pas négliger lors des simulations concerne la couche limite et le raffinement des régions sensibles. La représentation des champs de vitesse permet de mettre en évidence l'importance du maillage près des parois. La figure 3.16 compare les champs de vitesses le long de la tuyère primaire et à sa sortie. On constate ainsi que l'utilisation d'un maillage raffiné le long de la paroi de la tuyère motrice offre une

modélisation plus fine de la couche limite à la paroi. Il est également important de raffiner le maillage au niveau de la sortie de la tuyère afin de rendre compte de façon précise de l'interaction entre le jet primaire supersonique et le milieu environnant.

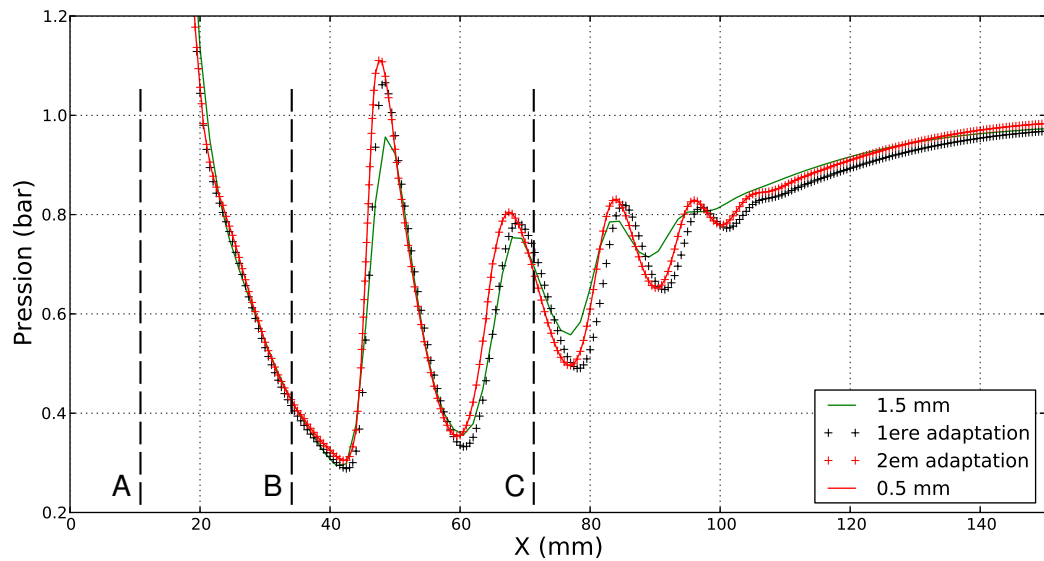


FIGURE 3.15 – Distribution axiale de la pression statique ($P_1 = 4$ bar)
Effet de l'adaptation du maillage

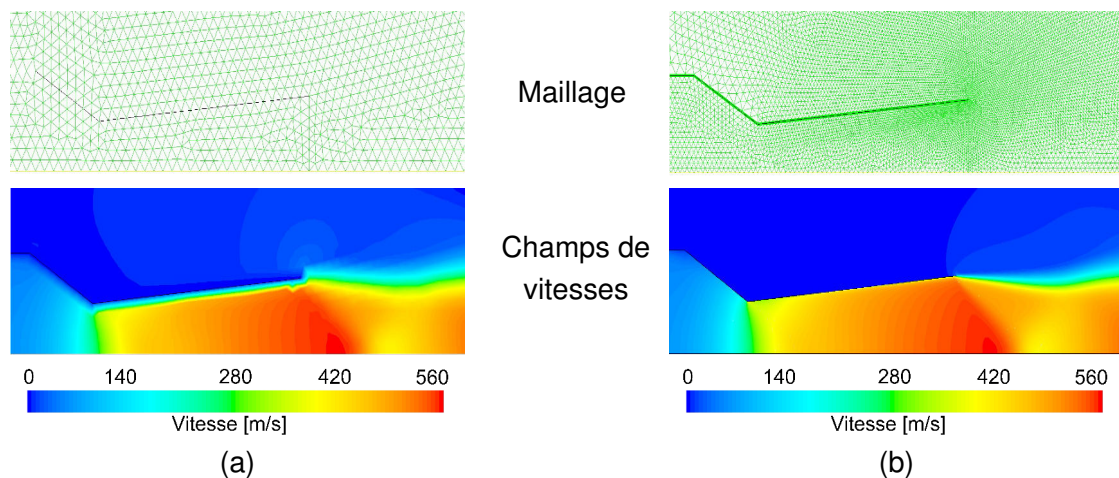


FIGURE 3.16 – Champs de vitesse dans la tuyère primaire ($P_1 = 4$ bar)
a- sans maillage type couche limite, b- avec maillage type couche limite

Au final, le maillage retenu pour la suite de notre étude est le maillage constitué de cellules de 1 mm en moyenne, avec un raffinement local au niveau de la tuyère et de la zone d'interaction ainsi que dans la chambre de mélange. Le nombre de mailles résultant n'excède pas 50000 et de ce fait ne demande pas de puissance de calcul trop important.

3.6/ MODÈLE DE TURBULENCE

La modélisation de la turbulence reste un point sensible et encore mal maîtrisé des simulations CFD de l'écoulement au sein d'éjecteurs supersoniques. Le travail mené ici consiste à tester et à comparer divers modèles RANS afin d'essayer d'identifier le ou les modèles les plus adaptés à notre problématique. Cette analyse dépassant le cadre d'une simple étude de sensibilité, une confrontation des résultats numériques avec l'expérimental s'avère nécessaire. Pour cela, les simulations seront comparées à des mesures de vitesse obtenues par PIV sur notre banc d'essai.

3.6.1/ LES MODÈLES UTILISÉS

Les modèles de turbulence considérés dans cette étude sont des modèles de fermeture du second ordre. Des informations détaillées sur ces modèles peuvent être trouvés dans la littérature [91, 92, 69] Nous nous contenterons ci-après de passer en revue les différents modèles RANS utilisés dans ce travail.

Le modèle $k - \epsilon$ Standard

C'est le plus utilisé des modèles de turbulence grâce à sa stabilité et sa robustesse numérique. Ce modèle permet des études cohérentes sur la plupart des écoulements industriels. Les lacunes de ce modèle pour la simulation des écoulements à proximité des parois sont palliées par l'utilisation de lois de paroi. Ce modèle est défini par l'expression :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i}) \delta_{ij} \quad (3.6)$$

k est l'énergie cinétique de turbulence définie par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.7)$$

La viscosité turbulente μ_t s'exprime par la relation suivante, liant k au taux de dissipation de l'énergie turbulente, ϵ :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.8)$$

Ce modèle n'est pas adapté aux écoulements avec séparation, présentant des zones avec recirculations.

Le modèle $k - \epsilon$ Realizable

L'équation de transport pour k est définie dans ce modèle par la relation :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b + \rho \epsilon - Y_m + S - k \quad (3.9)$$

Le terme "Realizable" implique que le modèle satisfait certaines contraintes sur les efforts normaux, en tenant compte de la physique des écoulements turbulents.

Le modèle $k - \epsilon$ RNG

Le modèle $k - \epsilon$ RNG est dérivé du modèle $k - \epsilon$ Standard. Il utilise une technique mathématique appelée "ReNormalization Group". L'équation de transport pour le taux de dissipation est définie par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\epsilon \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R_\epsilon \quad (3.10)$$

Le modèle RNG est plus adapté que le modèle $k - \epsilon$ standard aux écoulements avec recirculation.

Le modèle $k - \omega$ Standard

Contrairement au modèle $k - \epsilon$ Standard, ce modèle n'a pas besoin de l'incorporation de fonctions non-linéaires pour la simulation d'écoulements à faibles nombres de Reynolds. Néanmoins, l'implémentation de ce modèle exige une taille de maille près des parois très fine ($y^+ < 2$). Une fonction de proximité des parois est généralement incorporée. Elle garantit une transition lissée à partir de la formulation à bas nombre de Reynolds vers la loi de paroi.

L'équation du terme ω est la suivante :

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega + Y_\omega \quad (3.11)$$

Y_k et Y_ω représentent respectivement les termes de dissipation de k et de ω .

Ce modèle, efficace près des parois, semble par contre inadapté pour les études de jets libres [93]

Le modèle $k - \omega$ SST

En incorporant les effets de transport dans la formulation de la viscosité turbulente, ce modèle améliore considérablement la prédiction des écoulements avec séparation. Par un jeu de permutation, ce modèle se comporte comme un modèle $k - \epsilon$ loin des parois et comme le modèle $k - \omega$ SST près des parois.

L'équation du taux de dissipation s'écrit dans ce cas :

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega Y_\omega + (1 - F_1) D_\omega \quad (3.12)$$

avec :

$$D_\omega = \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (3.13)$$

Le modèle RSM

Le modèle RSM (Reynolds Stress Model) résout toutes les équations de transport décrivant les tensions de Reynolds. 5 équations supplémentaires sont donc nécessaires dans le cas d'un calcul 2D et 7 équations pour un calcul 3D, ce qui alourdit sensiblement le temps de calcul.

Ce modèle est particulièrement adapté aux écoulements avec fortes recirculations et fluctuations.

3.6.2/ COMPARAISON DES RÉSULTATS

La confrontation des résultats s'est portée dans un premier temps sur les paramètres globaux caractérisant le fonctionnement de l'éjecteur, à savoir le débit moteur et la pression d'aspiration. La figure 3.17 compare les évolutions du débit moteur m_1 avec la pression génératrice primaire P_1 obtenues expérimentalement et numériquement à l'aide des différents modèles de turbulence. Un bon accord est observé entre les différentes courbes. On constate ainsi que, conformément à la théorie des écoulements quasi-1D en tuyère, le débit massique évolue toujours linéairement avec la pression génératrice [2] suivant la loi donnée par l'équation suivante :

$$m_1 = P_1 S_* \sqrt{\frac{\gamma}{r T_1} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (3.14)$$

Avec :

$$S_* \sqrt{\frac{\gamma}{r T_1} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} = \text{constante} \quad (3.15)$$

Les résultats expérimentaux respectent également cette évolution théorique. En effet, la courbe expérimentale présentée sur la figure 3.17 montre que les débits mesurés sur notre banc d'essai sont très proches des prédictions numériques. Il apparaît que le modèle $k-\epsilon$ *Standard* surestime légèrement ce débit (d'environ 2 %). Les autres modèles, à l'exception du modèle $k-\omega$ *Standard*, ont tendance à sous-estimer la valeur du débit d'environ 2 %. Les résultats numériques les plus proches des valeurs expérimentales sont finalement obtenus avec le modèle $k-\omega$ *Standard*.

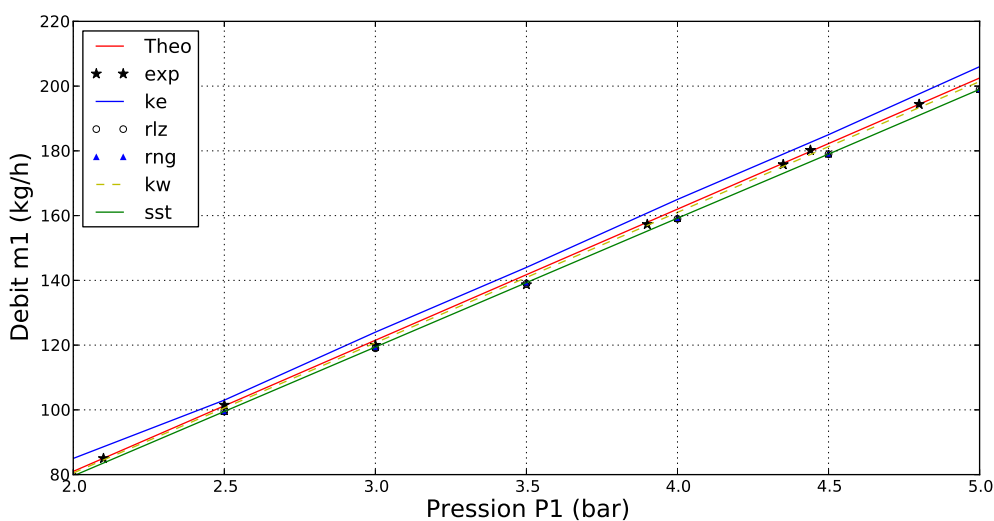


FIGURE 3.17 – Évolution du débit moteur avec la pression génératrice
Comparaison de différents modèle de turbulence

La figure 3.18 compare les évolutions de la pression d'aspiration P_2 (mesurée dans la chambre de tranquillisation secondaire) avec la pression génératrice primaire. L'ensemble des évolutions présente une allure linéaire, la pression d'aspiration diminuant au fur et à mesure que la pression P_1 augmente. Cette évolution linéaire est conforme avec les travaux sur les éjecteurs et est caractéristique d'un fonctionnement sans amorçage supersonique de la tuyère secondaire. Les résultats obtenus numériquement avec les différents modèles de turbulence testés sont proches des relevés expérimentaux. Les différences observées n'excèdent pas 5 % de la valeur mesurée.

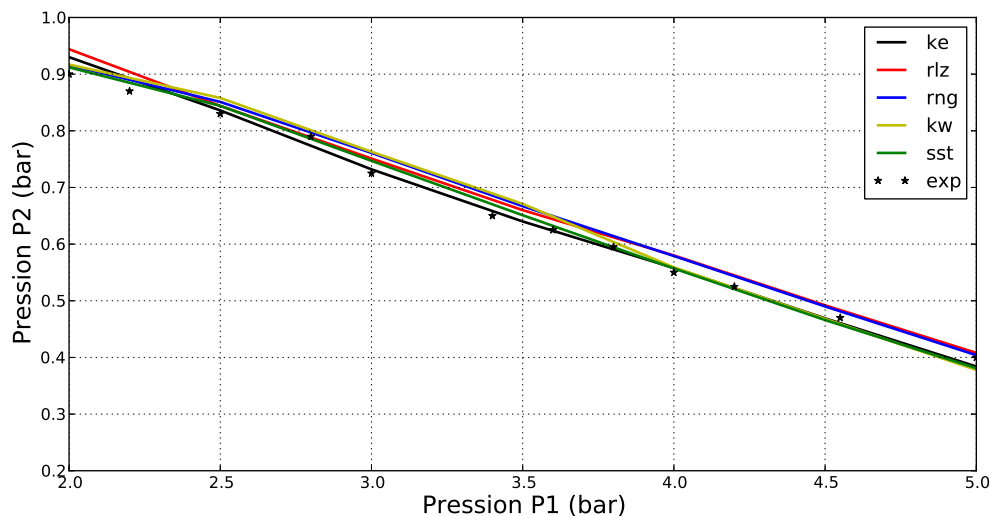


FIGURE 3.18 – Évolution de la pression d'aspiration avec la pression génératrice
Comparaison de différents modèles de turbulence

A partir de l'analyse de ces résultats globaux, il semble bien difficile de se prononcer quant au choix du modèle de turbulence. Tous les modèles testés semblent à même de prédire correctement les paramètres globaux caractérisant le fonctionnement de l'éjecteur. Une étude plus fine, basée sur l'analyse locale de l'écoulement, a été menée dans un second temps. Cette étude repose sur la comparaison des champs de vitesse obtenus numériquement et par PIV. La figure 3.19 indique la région d'écoulement étudiée. Cette région, qui s'étend sur 82 mm à partir de l'entrée de la chambre de mélange, a été choisie car elle représente une zone très sensible de l'écoulement soumise à de forts gradients de vitesse lors de la traversée des chocs. La figure 3.19 compare un champ de vitesse PIV obtenu pour une pression génératrice primaire de 4 bar avec une tomographie laser obtenue dans les mêmes conditions. La visualisation PIV de l'écoulement fait apparaître quelques défauts de représentation correspondant à des zones où des réflexions lumineuses parasites ont perturbé la mesure de vitesse par PIV (exemple à l'abscisse 130 mm). Elle reste cependant en très bon accord avec l'image de l'écoulement obtenue par tomographie laser avec un éclairage laser continu.

La figure 3.20 compare les champs de vitesses obtenus pour une pression primaire de 4 bar. En comparant les différentes images, on observe visuellement de nettes différences dans la modélisation du train de chocs. Il apparaît ainsi clairement que les modèles $k - \epsilon$ *Standard* et *Realizable* sous-estiment la formation des chocs. Les autres modèles testés donnent des résultats plus en accord avec l'expérimentation, au moins concernant le

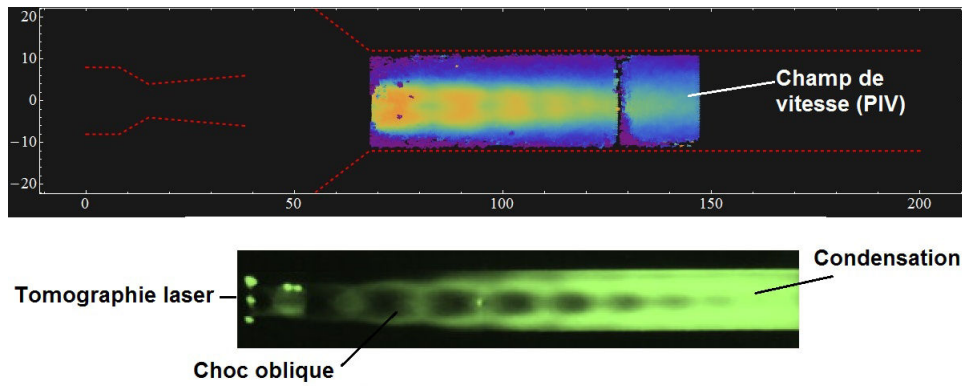


FIGURE 3.19 – Zone d'étude PIV et tomographie laser ($P_1 = 4$ bar)

nombre de chocs et leurs positions. Le modèle *RSM* est le modèle le plus sensible aux gradients de vitesses dus aux chocs alors que le modèle *k - ω SST*, connu pour sa forte diffusivité [75], donne des chocs moins marqués et semble être celui qui fournit les résultats les plus proches visuellement de l'expérimental.

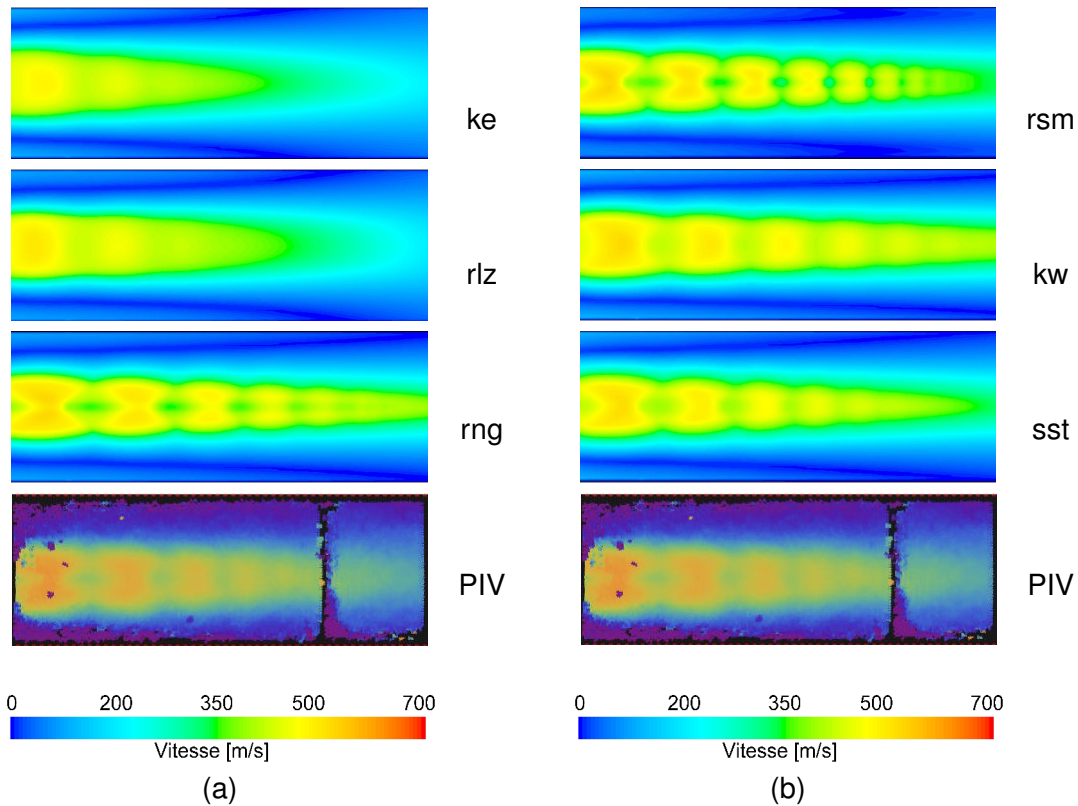


FIGURE 3.20 – Champs de vitesses PIV dans la zone d'étude ($P_1 = 4$ bar)
 Comparaison des différents modèles de turbulence

Nous avons ensuite comparé les distributions de la vitesse sur l'axe de l'éjecteur, toujours sur le domaine d'étude considéré. Les résultats présentés sur les figures 3.21 et 3.22 concernent les modèles $k - \epsilon$ *Standard*, $k - \epsilon$ *Realizable* et $k - \epsilon$ *RNG*. On constate là aussi que les modèles $k - \epsilon$ *Standard* et *Realizable* donnent des résultats proches l'un de l'autre mais échouent dans la prédiction des chocs quand on les confronte à l'expérimentation. On observe ainsi des écarts de vitesse avec l'expérimental atteignant 50 m/s, soit environ 10 % de la valeur mesurée. Le modèle $k - \epsilon$ *RNG* ne fournit pas de résultats plus probants. Certes, ce modèle semble plus sensible aux gradients de vitesse provoqués par les différents chocs, mais leur nombre, leur amplitude et leur position ne sont pas en accord avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, l'évolution de la vitesse moyenne n'est pas non plus conforme aux mesures par PIV.

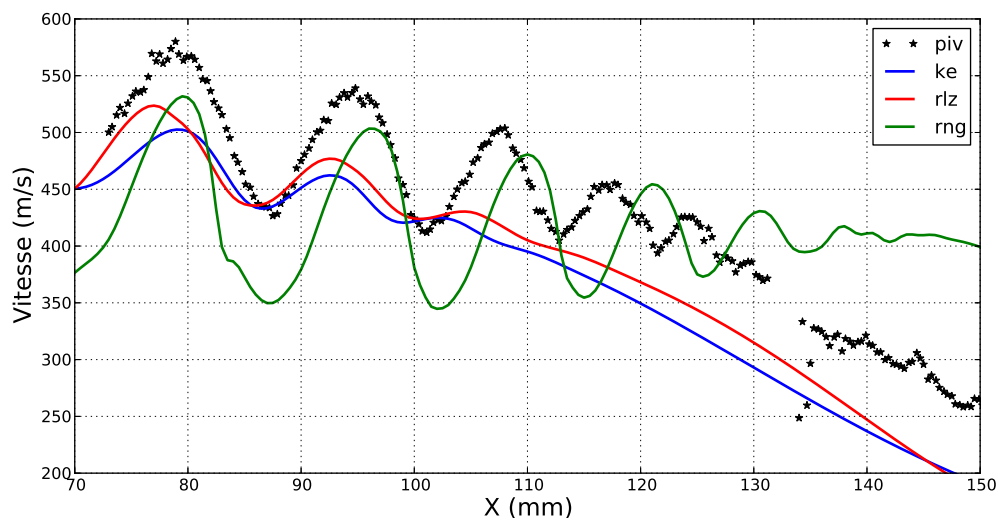


FIGURE 3.21 – Distribution axiale de la vitesse le long de la zone d'étude ($P_1 = 4$ bar)
Comparaison des modèles de turbulence $k - \epsilon$ *Standard*, *Realizable* et *RNG*

La seconde famille de courbes présentée sur la figure 3.22 concerne les modèles de turbulence $k - \omega$ *Standard*, $k - \omega$ *SST* et *RSM*. Conformément aux visualisations du champ de vitesse, le modèle *RSM* conduit à une forte surestimation des chocs en amplitude et en nombre. Les deux modèles $k - \omega$ présentent des résultats assez proches en entrée de la zone de recompression. Par contre, les résultats divergent vers la fin du train de chocs et c'est finalement le modèle $k - \omega$ *SST* qui offre la meilleure concordance avec l'expérimental. Les positions de pics de pression correspondent aux positions relevées expérimentalement avec un écart sur la vitesse au niveau des extremums de pression n'excédant pas 6 % de la valeur mesurée. La différence au niveau de la valeur de la vitesse moyenne reste importante après la fin de structure de chocs. La simulation obtenue avec ce modèle de turbulence surestime la vitesse mais donne une évolution comparable à l'expérimental.

Au final, on constate la forte influence du modèle de turbulence utilisé sur la modélisation de l'écoulement au sein de l'éjecteur. Le choix d'un modèle est donc très délicat même si lors de cette étude, le modèle $k - \omega$ *SST* semble se démarquer. Une récente étude numérique et expérimentale a d'ailleurs montré la bonne aptitude de ce modèle pour simuler des écoulements supersoniques internes [94].

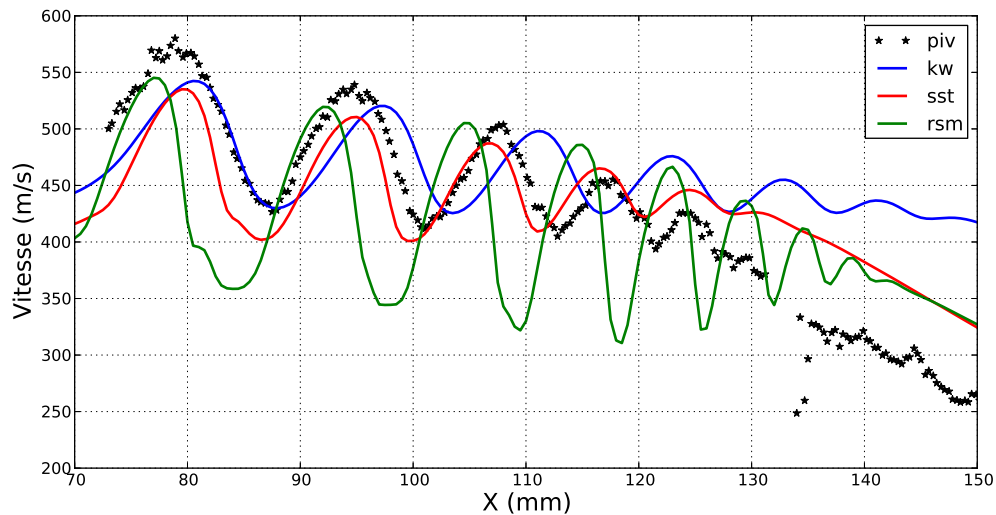


FIGURE 3.22 – Distribution des vitesses le long de l'axe de l'éjecteur ($P_1 = 4$ bar)
 Comparaison des modèles de turbulence $k - \omega$ Standard, SST et RSM

La problématique liée au choix du modèle de turbulence est toutefois à relativiser car son influence sur la prédiction des paramètres globaux tels que débit et pression d'aspiration par exemple est moins critique et affecte donc beaucoup moins la pertinence de simulations CFD dédiées à l'analyse du comportement global de l'éjecteur. Si par contre on recherche une simulation rigoureuse de l'écoulement, du processus de recompression par chocs ou du processus de mélange entre les flux primaire et secondaire par exemple, une attention toute particulière devra être portée au choix du modèle de turbulence.

MODÈLE NUMÉRIQUE POUR LE FONCTIONNEMENT AVEC ENTRAÎNEMENT

Ce chapitre est consacré à la modélisation de l'éjecteur fonctionnant avec entraînement libre d'air secondaire. L'aspiration du flux induit est un phénomène difficile à simuler, le choix de la condition limite à l'entrée secondaire étant en particulier un problème délicat, notamment lorsque les entrées d'air moteur et induit ne sont pas rigoureusement coaxiales comme dans le cas de l'éjecteur étudié. Face à cette problématique, plusieurs solutions sont envisagées allant de l'utilisation d'un modèle 2D axisymétrique avec section d'entrée équivalente à celle d'un modèle CFD 3D plus réaliste. Les paramètres numériques utilisés dans ce chapitre sont ceux issus des conclusions de l'étude de sensibilité numérique précédente. Les résultats numériques sont comparés aux mesures de débit secondaire et aux vitesses mesurées par PIV sur banc d'essai

4.1/ PROBLÉMATIQUE

La majorité des applications des éjecteurs utilisent un éjecteur supersonique fonctionnant avec entraînement de flux induit. Dans ce cas, le flux primaire supersonique permet l'aspiration et l'entraînement d'un second flux à sa périphérie. Du fait de l'interaction entre les deux fluides, la simulation numérique devient plus complexe que dans le cas d'un fonctionnement sans flux induit. Elle nécessite en particulier la connaissance de la condition limite à l'entrée du flux secondaire. En général, les simulations numériques considèrent une condition de pression (qui peut être la pression atmosphérique par exemple) à l'entrée du flux secondaire [2]. L'aspiration et l'entraînement en flux induit sont donc directement modélisés.

Cette approche convient parfaitement aux éjecteurs dont la configuration géométrique présente des entrées de flux primaire et secondaire coaxiales autorisant la simplification du domaine d'étude en un domaine 2D axisymétrique.

Dans le cas d'éjecteurs de configuration géométrique différente, cette approche peut s'avérer non satisfaisante. C'est le cas entre autre de la géométrie d'éjecteur étudiée dans ce travail qui présente non pas une entrée de flux secondaire coaxiale au flux primaire, mais une aspiration par le biais de trois entrées à section circulaire disposées radialement à la périphérie de la chambre de tranquillisation secondaire (figure 4.1). Ces

trois entrées, comme indiqué dans le chapitre 2, sont réparties à 120° l'une de l'autre. L'écoulement secondaire est donc aspiré radialement avant d'être entraîné dans la direction du flux primaire.

Face à cette problématique, plusieurs solutions sont envisagées dans ce chapitre pour répondre à la question du choix de la condition limite à l'entrée du flux secondaire, en commençant par une simplification 2D axisymétrique avec une section d'entrée équivalente pour aller vers une étude tridimensionnelle plus réaliste.

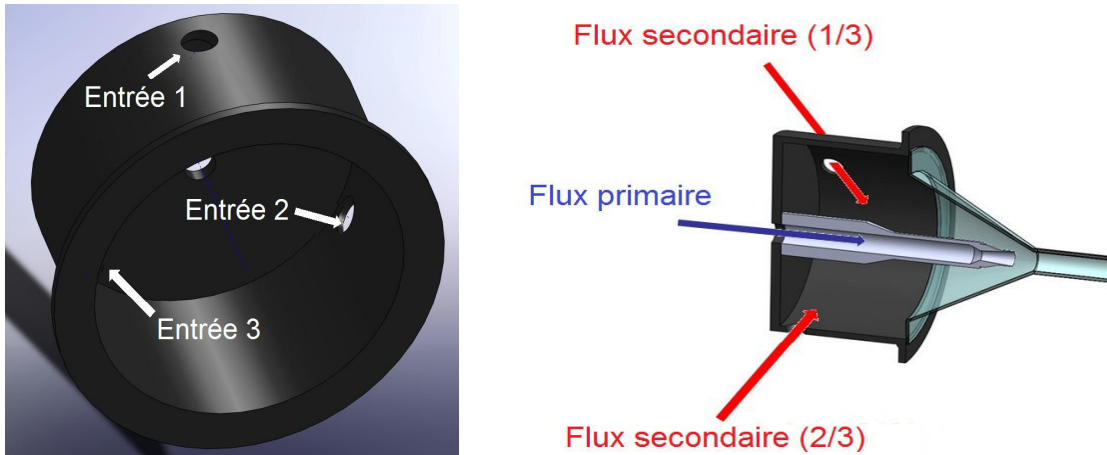


FIGURE 4.1 – Aspiration du flux secondaire sur l'éjecteur étudié

4.2/ SIMULATION 2D AVEC SECTION ANNULAIRE ÉQUIVALENTE

4.2.1/ MÉTHODOLOGIE

La solution qui paraît la plus simple et surtout la plus économe en terme de temps de calculs est celle consistant à simplifier le domaine d'étude en un domaine 2D axisymétrique comme pour la simulation de l'éjecteur fonctionnant sans flux induit. Dans ce cas, pour contourner la problématique de la condition aux limites du flux secondaire, nous utilisons une section de passage annulaire équivalente sur laquelle nous imposons une condition de pression. Une étude de sensibilité pour estimer la section de passage équivalente est menée en comparant les résultats numériques obtenus avec plusieurs sections. La première idée est d'utiliser une section égale à la section d'aspiration réelle (somme des 3 entrées) et de vérifier, pour une pression génératrice primaire donnée, si le débit aspiré correspond au débit mesuré. Si ce n'est pas le cas, la valeur de cette section est réduite jusqu'à l'obtention de la section adéquate donnant le débit réellement aspiré.

La figure 4.2 schématise les différentes configurations d'entrée annulaire testées. La dénomination e4 correspond à la plus grande section et e1 à la plus faible. La condition aux limites imposée à ces sections est de type «*pressure outlet*». La valeur de cette pression est fixée à la pression atmosphérique. Les autres conditions aux limites ainsi que les paramètres numériques (discrétisation second ordre, solveur *pressure-based* couplé, modèle de turbulence *k - omega SST*) sont conservés par rapport aux simulations sans flux induit.

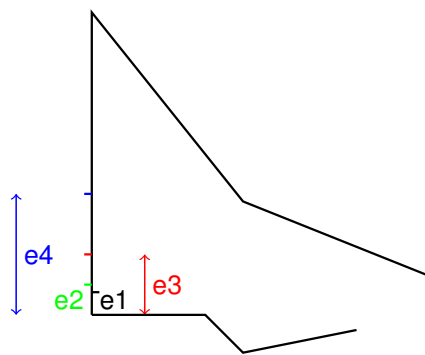


FIGURE 4.2 – Configuration des sections de passage étudiées

4.2.2/ RÉSULTATS

Le tableau 4.1 présente un récapitulatif des résultats obtenus pour les deux pressions d'alimentation considérées dans cette étude, à savoir $P_1 = 2$ bar et $P_1 = 4$ bar. Les sections de passage correspondant à chaque entrée testée sont également indiquées. Ce tableau permet de comparer les valeurs de débit induit calculées par CFD avec le débit mesuré sur banc d'essai. La configuration e4, qui correspond à une section de passage égale à la section totale réelle, surestime très largement l'aspiration d'air secondaire. Les débits induits simulés sont en effet environ 3 fois supérieurs au débit mesuré, et ce pour les deux pressions génératrices primaires considérées. La diminution de la section de passage permet de réduire le débit aspiré prédit numériquement. Les simulations réalisées avec une section de passage de 113 mm^2 (configuration e2) permettent de se rapprocher des valeurs expérimentales de débit induit, en particulier pour la pression P_1 de 4 bar où le débit induit calculé (98 kg/h) est quasiment identique à la valeur mesurée. Pour la pression $P_1 = 2$ bar, la simulation réalisée avec la configuration e2 ne donne malheureusement pas de résultats satisfaisants, le débit aspiré calculé étant supérieur de 20 % à celui relevé expérimentalement. La configuration e1 permet elle un recalage satisfaisant du débit induit calculé par rapport à l'expérimental lorsque l'éjecteur est alimenté avec la pression P_1 de 2 bar. Cette fois, la valeur de débit aspiré prédite à $P_1 = 4$ bar est largement sous-estimée par rapport à l'expérimental (70 kg/h au lieu de 99 kg/h).

	exp	e1	e2	e3	e4
Section (mm)	603	82	113	250	603
$P_1 = 2$ bar	40	37	50	99	147
$P_1 = 4$ bar	99	70	98	207	262

TABLE 4.1 – Comparaison des débits induits pour diverses sections de passage

Au final, cette rapide étude comparative démontre les limites de cette méthodologie reposant sur la détermination d'une section de passage pour l'entrée du flux secondaire par recalage avec l'expérimental du débit induit calculé. On constate que la valeur de cette section dépend notamment de la pression génératrice primaire alimentant l'éjecteur. Cette solution n'est donc pas envisageable lorsqu'on désire réaliser des simulations de l'éjecteur pouvant couvrir plusieurs plages de fonctionnement.

Il est intéressant de comparer l'allure de l'écoulement au sein de l'éjecteur obtenue avec les différentes configurations de section d'entrée secondaire testées. Les figures 4.3 et 4.4 présentent les visualisations numériques des champs des iso-Mach obtenus respectivement pour les pressions génératrices de 2 et 4 bar.

La figure 4.3 relative à la pression P_1 de 2 bar montre que le flux primaire n'est pas affecté par la section de passage du flux secondaire. Le choc droit qui se forme dans le divergent de la tuyère primaire n'est pas modifié par le choix de la section d'entrée de flux secondaire. Par contre, compte tenu des débits aspirés différents prédits pas les simulations, l'écoulement au sein de la chambre de mélange varie légèrement suivant la configuration de la section d'entrée secondaire utilisée. Ce phénomène est nettement plus visible sur les simulations réalisées à $P_1 = 4$ bar (figure 4.4). On observe en effet un étirement de la zone du jet primaire soumise à recompression par chocs obliques ainsi qu'une augmentation sensible de la vitesse de l'écoulement dans la chambre de mélange au fur et à mesure que la section de passage secondaire augmente, c'est-à-dire que le débit induit augmente. Pour les configurations e3 et e4, on constate même que les simulations prédisent un écoulement supersonique tout au long de la chambre de mélange, ne redevenant subsonique qu'à l'entrée du diffuseur. Or, comme nous le verrons dans le chapitre 5, ce régime d'écoulement avec amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire, ne peut pas se produire pour cette géométrie d'éjecteur (rapport des sections au col $A = 9$) avec une pression génératrice primaire si faible.

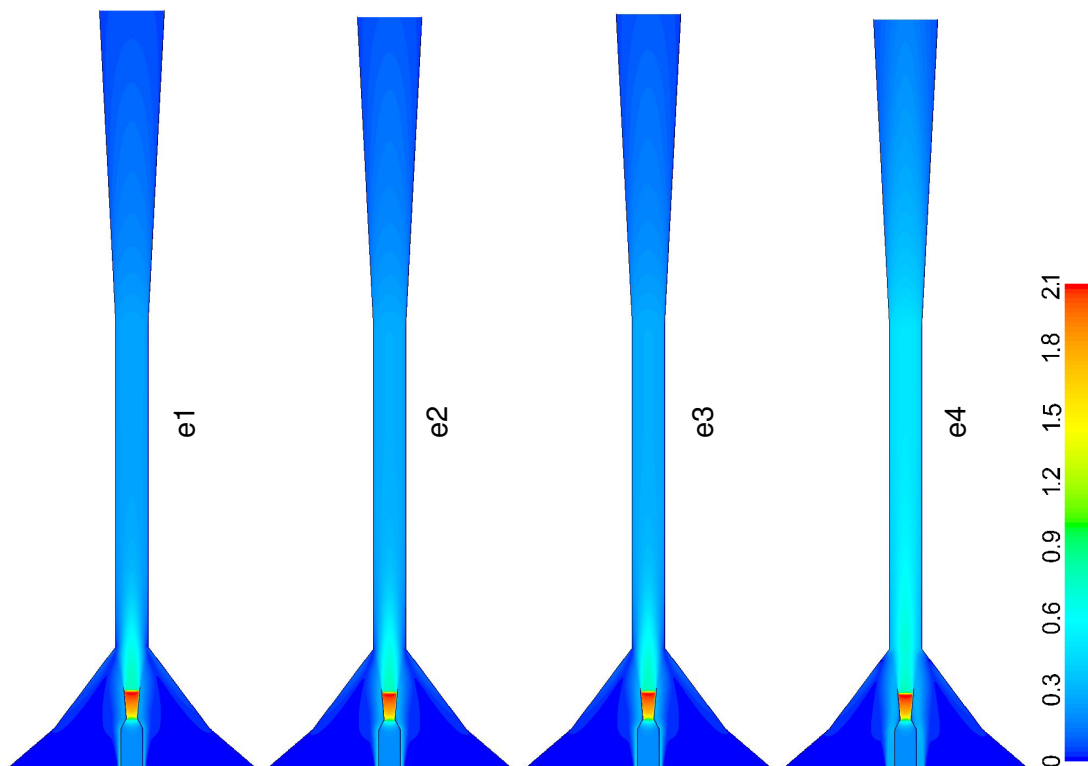


FIGURE 4.3 – Comparaison des Iso-Mach pour $P_1 = 2$ bar
Influence de la section d'entrée secondaire

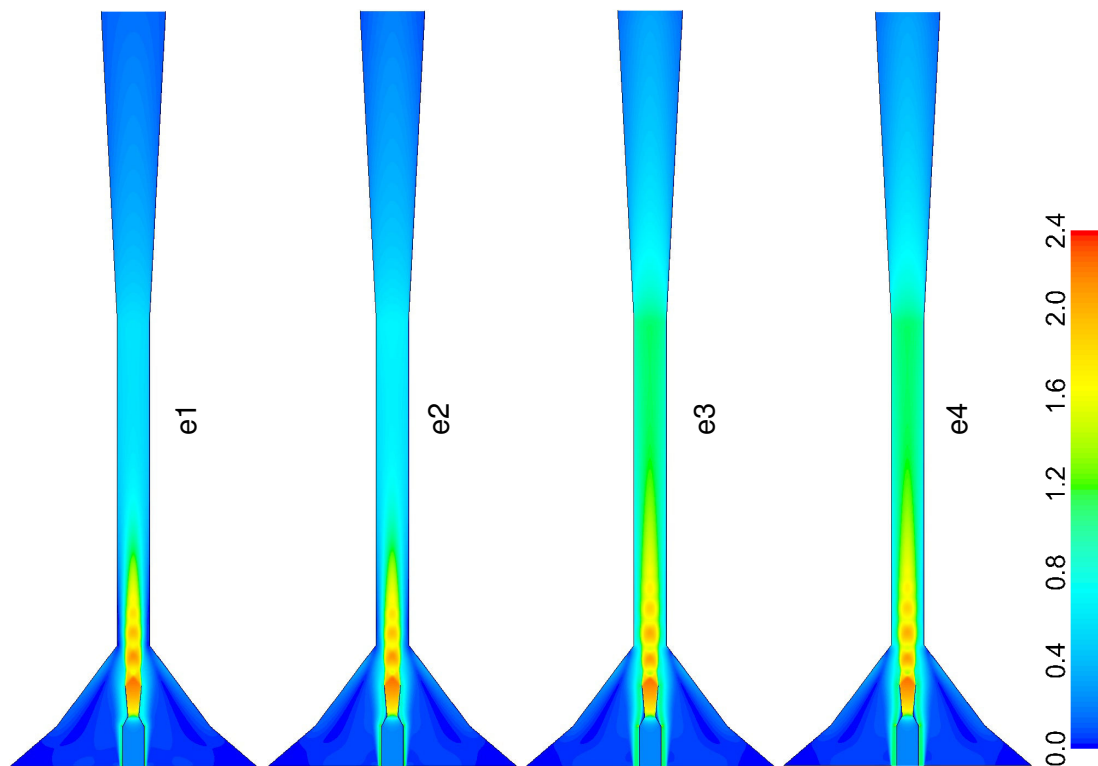


FIGURE 4.4 – Comparaison des Iso-Mach pour $P_1 = 4$ bar
Influence de la section d'entrée secondaire

4.3/ SIMULATION 2D AVEC DÉBIT SECONDAIRE IMPOSÉ

Une alternative permettant de contourner le problème de l'aspiration en fluide secondaire consiste à utiliser une condition aux limites de type «mass flow inlet» dans le cas d'une simulation 2D axisymétrique. Cette solution, qui nécessite de connaître la valeur du débit de fluide induit, est donc dépendante d'essais expérimentaux. Cette approche a donc un intérêt limité puisqu'elle ne permet pas de simuler entièrement le fonctionnement de l'éjecteur mais peut s'avérer très utile lorsque l'étude numérique se concentre sur l'analyse locale de l'écoulement au sein de l'éjecteur. Dans ce cas, le débit secondaire est imposé sur toute la section d'entrée de fluide secondaire, notée "e" sur le schéma de la figure 4.5. Les autres conditions aux limites sont quant à elles conservées.

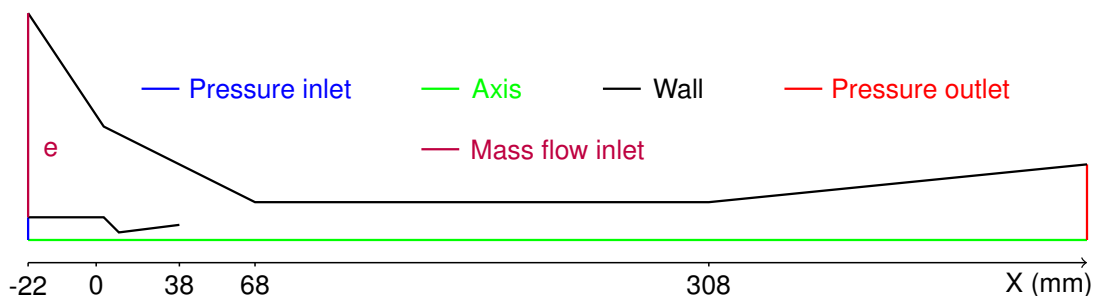


FIGURE 4.5 – Domaine d'étude 2D axisymétrique avec condition de débit à l'entrée secondaire

Les figures 4.6-a et 4.6-b comparent les champs de vitesses obtenus par CFD et PIV dans la zone définie précédemment, obtenus par CFD et PIV, respectivement pour des pressions génératrices primaires de 2 et 4 bar. Pour la pression $P_1 = 2$ bar (figure 4.6-a), les résultats expérimentaux et numériques montrent que l'écoulement est subsonique. Sa vitesse ne dépasse pas 340 m/s.

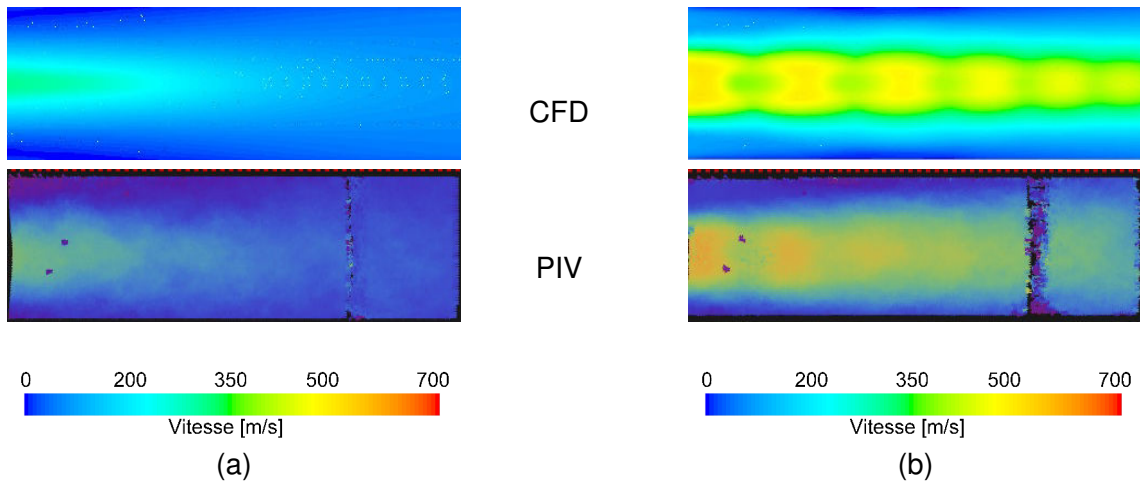
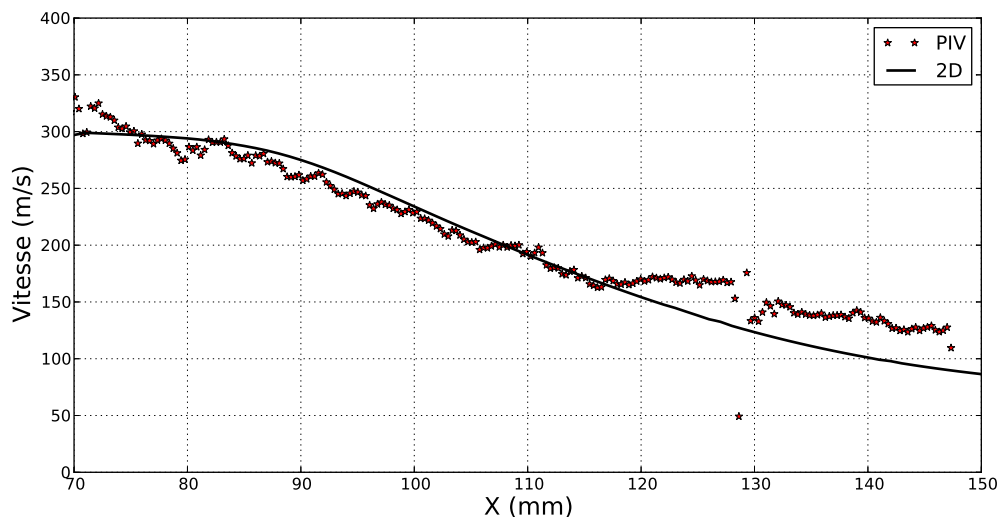
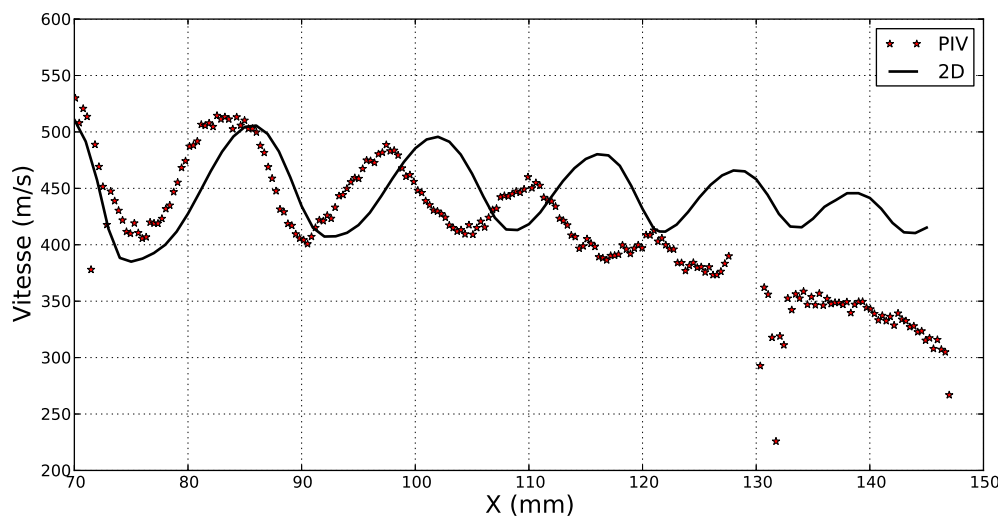


FIGURE 4.6 – Champs de vitesse dans la zone d'étude PIV
a- $P_1 = 2$ bar, b- $P_1 = 4$ bar

Dans le cas d'une pression d'alimentation de 4 bar (figure 4.6-b), on observe une nette différence dans la représentation du train de chocs. La simulation numérique a tendance à surestimer le développement de cette structure de chocs en prédisant notamment un nombre plus important de chocs que l'expérimentation. Le modèle numérique utilisé (second ordre upwind, modèle de turbulence $k - \omega SST$) avait pourtant donné des résultats satisfaisants lors de la simulation de l'éjecteur sans flux induit.

Nous avons ensuite comparé les distributions de la vitesse le long de l'axe de l'éjecteur sur le domaine d'étude considéré (figures 4.7 et 4.8). Ces figures viennent confirmer les visualisations des champs de vitesse. Ainsi, la figure 4.7 qui concerne la pression génératrice primaire de 2 bar, met en évidence l'absence de discontinuités dans l'évolution de la vitesse, confirmant ainsi l'absence de chocs dans ces conditions. Les évolutions expérimentales et numériques ont sensiblement la même allure et restent assez proches l'une de l'autre, malgré des écarts de vitesse pouvant atteindre 30 % de la valeur mesurée vers la fin de la zone d'étude.

La figure 4.8, relative à la pression génératrice de 4 bar, montre clairement une surestimation du nombre de chocs de la part du modèle numérique. L'accord entre les mesures PIV et les simulations est relativement bon en ce qui concerne les deux premiers minima de vitesse provoqués par les chocs en entrée de chambre de mélange. L'écart sur la vitesse n'excède pas 10 % de la valeur mesurée. Le décalage en position reste faible également sur les premiers chocs, pour augmenter très fortement par la suite. Les résultats numériques et expérimentaux divergent alors considérablement. Les mesures PIV montrent qu'après une structure de chocs assez courte, l'écoulement redevient subsonique et voit sa vitesse décroître régulièrement. La simulation CFD tend par contre à prolonger la phase de recompression par ondes de chocs successives. La vitesse continue alors à osciller autour d'une valeur moyenne supersonique (de l'ordre de 430 m/s).

FIGURE 4.7 – Distribution de la vitesse le long de l'axe de l'éjecteur ($P_1 = 2$ bar)FIGURE 4.8 – Distribution de la vitesse le long de l'axe de l'éjecteur ($P_1 = 4$ bar)

Au final, il apparaît qu'un modèle 2D axisymétrique n'est pas parfaitement adapté à l'étude de l'écoulement au sein de l'éjecteur fonctionnant avec aspiration d'un flux secondaire, sans doute du fait de la configuration géométrique des sections d'entrée d'air secondaire. Le modèle 2D donne des résultats plutôt satisfaisants pour les faibles pressions d'alimentation lorsque l'écoulement est totalement subsonique dans la chambre de mélange. Par contre, il échoue dans la simulation de la recompression par train de chocs obliques qui apparaît pour des pressions génératrices primaires plus élevées conduisant à l'établissement d'un régime d'écoulement mixte (jet primaire supersonique en sortie de tuyère motrice et flux induit subsonique). Une simulation 3D de l'éjecteur, plus réaliste, semble donc nécessaire pour approcher au mieux les conditions expérimentales lors d'un fonctionnement avec entrainement de flux induit.

4.4/ SIMULATION 3D AVEC DOMAINE SIMPLIFIÉ

Les premières simulations 3D ont été menées en utilisant un domaine d'étude simplifié par rapport à la géométrie réelle de l'éjecteur. Ce domaine simplifié est présenté sur la figure 4.9. Il comprend la tuyère primaire, le convergent secondaire, la chambre de mélange et le diffuseur. La chambre de tranquillisation secondaire n'est par contre pas considérée dans ce domaine simplifié. Le maillage initial comporte 2 millions de cellules. La taille moyenne des cellules est de 1 mm dans la tuyère, dans la chambre de mélange et la zone d'interaction entre les flux primaire et secondaire. Il est de 2 mm dans les autres régions. Ce maillage initial a ensuite subi une adaptation en fonction des gradients de pressions afin d'améliorer les résultats. La condition limite à l'entrée du flux secondaire est du type "Mass Flow inlet". Les autres paramètres numériques sont les mêmes que pour la simulation 2D axisymétrique.

Les résultats présentés ci-après sont ceux obtenus après adaptation du maillage. A noter que les simulations CFD en 3D ont requis une puissance de calcul nettement plus importante que les simulations 2D. Elles ont donc nécessité l'utilisation de licences Fluent parallèles sur un Cluster de calcul de 32 cœurs.

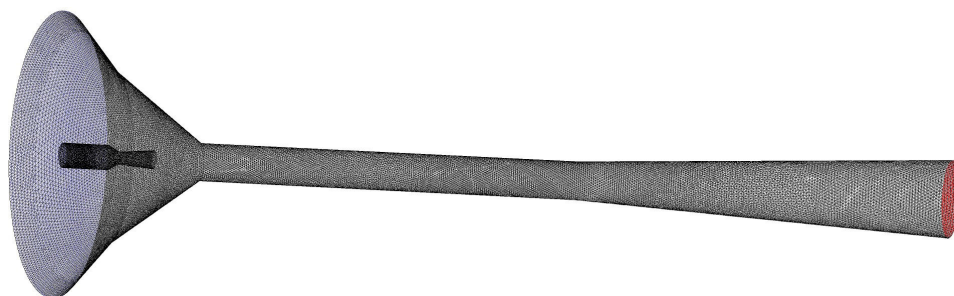
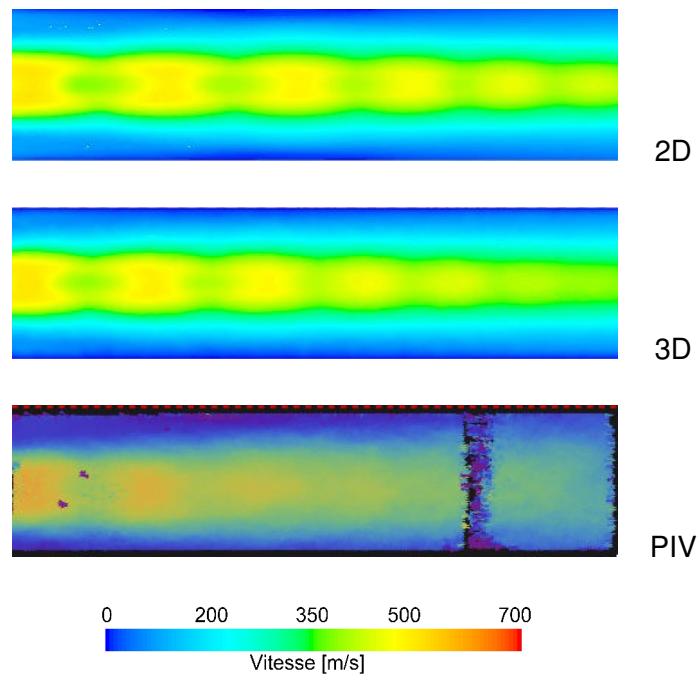
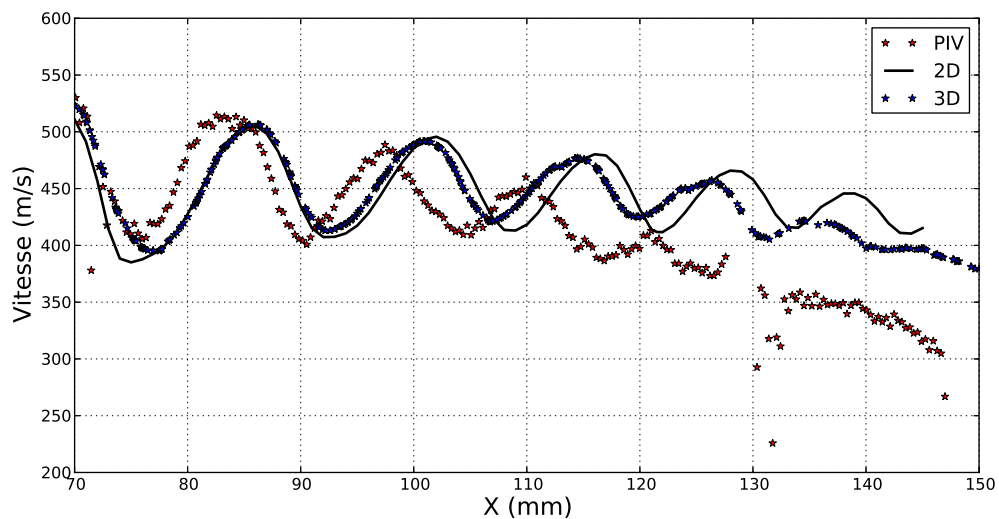


FIGURE 4.9 – Domaine CFD 3D simplifié

Les premiers résultats présentés concernent l'éjecteur fonctionnant avec entraînement et alimenté par une pression P_1 de 4 bar. La figure 4.10 compare les champs de vitesses obtenus expérimentalement par PIV et numériquement par CFD 3D et 2D axisymétrique. Ces techniques mettent toutes en évidence la formation d'une structure de chocs, composée d'une succession de chocs obliques, caractéristique d'un fonctionnement de l'éjecteur en régime mixte. Les visualisations expérimentales et numériques montrent des résultats en bon accord au niveau des deux premiers chocs. Concernant le développement du train de chocs, la simulation 3D offre des résultats plus proches de l'expérimentation que la simulation 2D axisymétrique. La simulation 3D conduit en effet à une atténuation des chocs mais surestime toujours le développement (suivant la direction principale de l'écoulement) de la structure de chocs comme en témoigne le décalage dans la position des chocs par rapport aux mesures PIV.

La figure 4.11 compare les distributions de la vitesse le long de l'axe de l'éjecteur toujours sur la même zone d'étude. Elle confirme le rapprochement des prédictions numériques avec l'expérimental, apporté par la modélisation 3D. La différence entre l'évolution de la vitesse obtenue expérimentalement et celle découlant de la simulation 3D reste encore importante. A l'abscisse 140 mm par exemple, l'écart entre les vitesses mesurées et calculées atteint 50 m/s ce qui représente environ 14 % de la valeur mesurée.

FIGURE 4.10 – Champs de vitesses dans la zone d'étude PIV ($P_1 = 4$ bar)FIGURE 4.11 – Distribution de la vitesse le long de l'axe de l'éjecteur ($P_1 = 4$ bar)

Par ailleurs, la figure 4.12 compare les profils des vecteurs vitesses obtenus numériquement et par PIV en début de la chambre de mélange. Malgré la cohérence des résultats, les profils obtenus par PIV révèlent une légère dissymétrie des vecteurs que le modèle CFD 3D ne détecte pas. En effet, bien que le modèle 3D ne soit pas un modèle axisymétrique, la nature même de la condition limite à l'entrée secondaire (flux primaire et secondaire coaxiaux) utilisée lors de nos simulations explique ce phénomène.

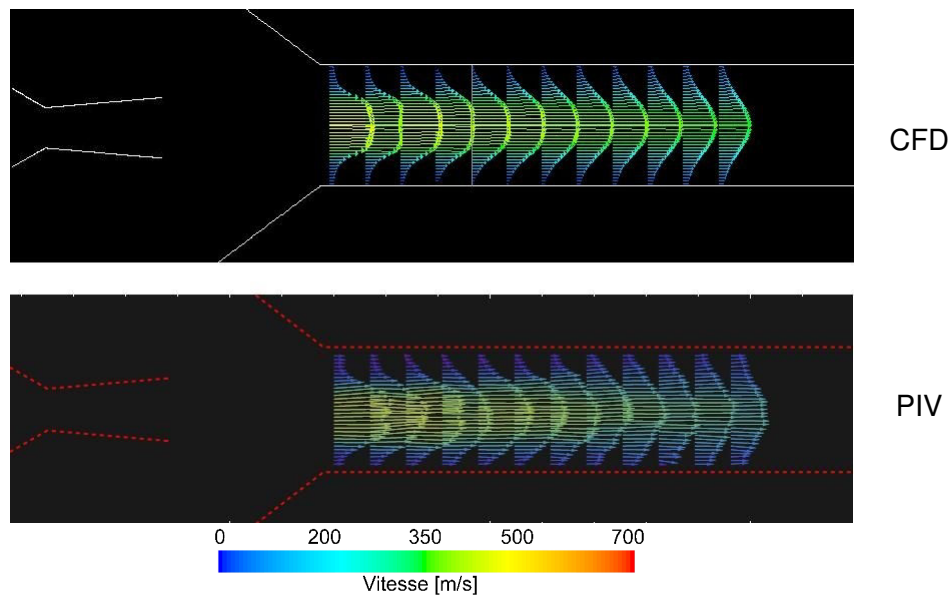


FIGURE 4.12 – Vecteurs de vitesses dans la zone d'étude ($P_1 = 4$ bar)
Comparaison CFD vs PIV

Une étude 3D, incluant la chambre de tranquillisation secondaire est ses trois entrées d'air secondaire radiales permettrait sans doute de visualiser numériquement cette dissymétrie.

On peut toutefois remarquer que ces premières simulations 3D contribuent à l'amélioration des résultats. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer (figure 4.13) les résultats obtenus avec le domaine 3D simplifié et avec le domaine 2D axisymétrique dans le cas d'un fonctionnement sans flux induit.

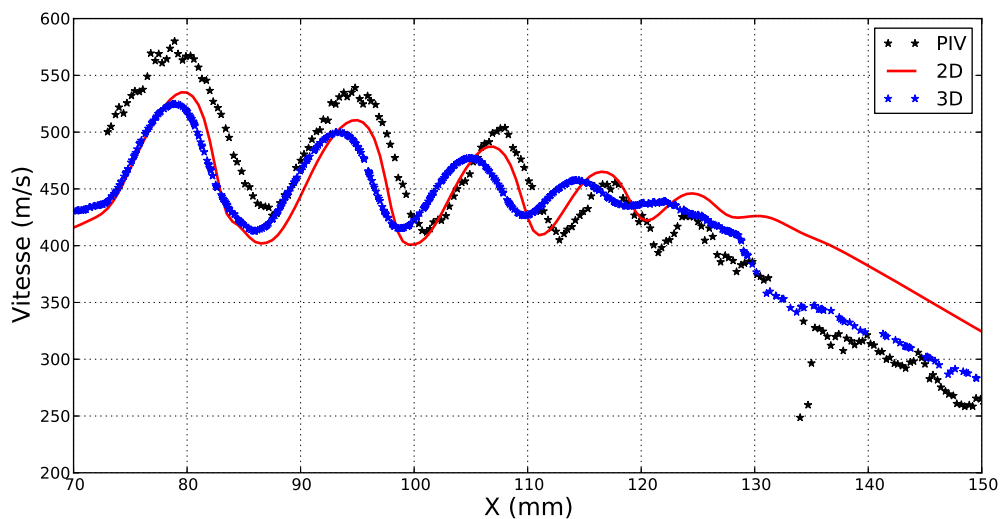


FIGURE 4.13 – Distribution des vitesses le long de l'axe de l'éjecteur ($P_1 = 4$ bar)
Fonctionnement sans flux induit

4.5/ SIMULATION 3D AVEC CHAMBRE DE TRANQUILLISATION

Dans cette partie, les simulations numériques sont réalisées sur un domaine d'étude incluant la chambre de tranquillisation secondaire et les trois entrées d'air induit (figure 4.14). Ce domaine est donc plus gourmand en nombre de mailles, le maillage utilisé comportant environ 4 millions de mailles.

Dans un premier temps, la condition aux limites utilisée pour les trois entrées du flux secondaire est du type « mass-flow inlet ». Le débit imposé par section d'entrée est le tiers du débit aspiré total mesuré sur banc d'essai. Pour le reste, les paramètres numériques utilisés sont les mêmes que lors des simulations 3D avec domaine simplifié.

Dans un second temps la condition limite de débit sera remplacée par une condition de pression au niveau des entrées de fluide secondaire.

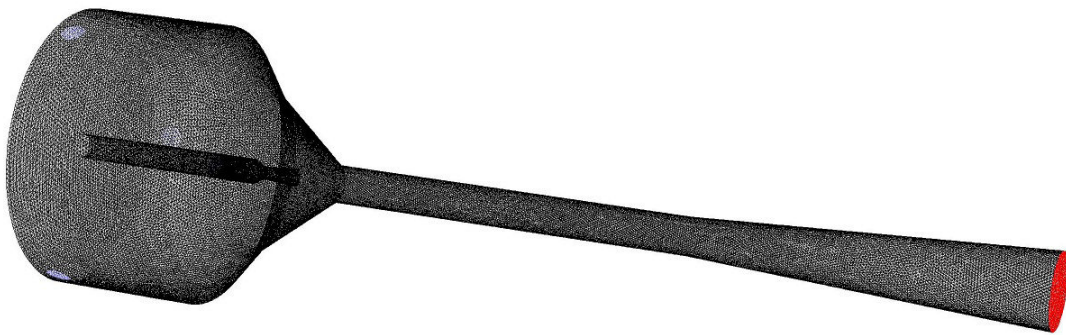


FIGURE 4.14 – Domaine d'étude CFD 3D avec chambre de tranquillisation

4.5.1/ ÉCOULEMENT DANS LA CHAMBRE DE TRANQUILLISATION

Nous analysons dans un premier temps la nature de l'écoulement dans la chambre de tranquillisation secondaire. Le flux secondaire est introduit dans cette chambre par le biais de trois entrées perpendiculaires à l'axe de l'éjecteur et donc à la direction principale de l'écoulement. La figure 4.15 présente les champs de vitesses dans deux sections transversales de la chambre de tranquillisation. La première section correspond à une coupe au niveau des entrées d'air secondaire. La répartition de l'air induit est naturellement très hétérogène dans cette section où l'on distingue clairement la pénétration radiale du flux secondaire. La deuxième section visualisée coïncide avec la section d'entrée du convergent de la tuyère secondaire. Elle correspond également à la position de la section d'entrée du flux secondaire du domaine 3D simplifié (sans chambre de tranquillisation) utilisé dans le paragraphe précédent. On observe une nette amélioration de l'homogénéisation de l'écoulement dans cette section. La chambre de tranquillisation secondaire semble donc remplir son rôle en homogénéisant le flux secondaire et en le redressant parallèlement à la direction principale de l'écoulement.

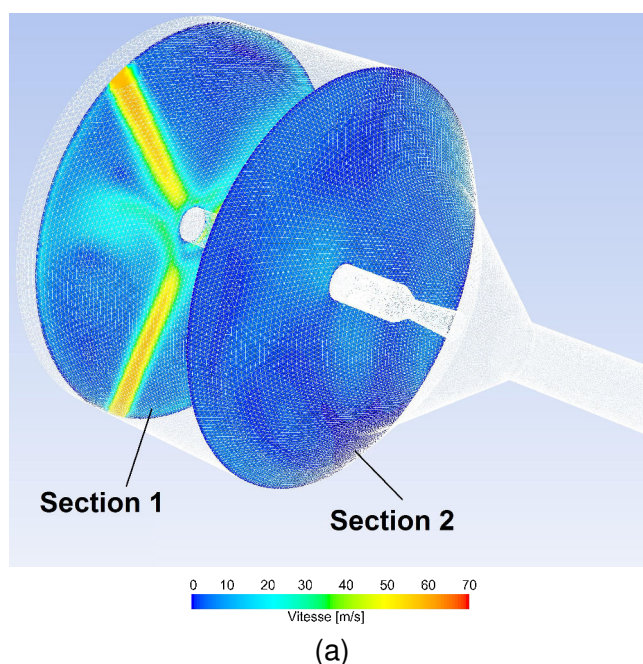


FIGURE 4.15 – Champs de vitesses dans deux sections transversales de la chambre de tranquillisation

Toutefois, en examinant la figure 4.16-a, on peut constater que ce rôle est encore loin d'être parfaitement réalisé. Cette figure présente le champ des vecteurs vitesses propres à l'écoulement secondaire dans une coupe longitudinale le long de la chambre de tranquillisation et du convergent secondaire. Elle met en évidence des zones d'écoulement avec des vitesses différentes même à l'entrée du convergent de la tuyère secondaire ainsi que l'existence de recirculations dans la chambre de tranquillisation. Ces recirculations disparaissent au fur et à mesure que l'écoulement progresse dans le convergent secondaire où il est canalisé. La figure 4.16-b donne les résultats obtenus dans les mêmes conditions mais en utilisant le domaine 3D simplifié sans chambre de tranquillisation. Rappelons que dans ce cas, le débit d'air induit est imposé de façon homogène dans la section d'entrée coïncidant avec le début du convergent secondaire. L'écoulement apparaît ici comme axisymétrique et parfaitement homogène en terme de distribution des vitesses, contrairement à la simulation incluant la chambre de tranquillisation.

Ces résultats sont confirmés par la figure 4.17 qui compare la projection des vecteurs vitesses dans une section transversale située au niveau de l'entrée du convergent de la tuyère secondaire, obtenus avec (figure 4.17-a) et sans (figure 4.17-b) chambre de tranquillisation. On observe ainsi, dans le cas du domaine avec chambre de tranquillisation, l'existence d'une composante radiale de la vitesse qui reste toutefois faible puisqu'elle n'excède pas 10 m/s. Cette composante est par contre quasiment nulle dans le cas du domaine simplifié. On constate également une distribution parfaitement homogène de cette vitesse dans le cas de la simulation avec le domaine 3D simplifié. Les résultats obtenus avec la chambre de tranquillisation montrent par contre l'existence de nombreuses recirculations.

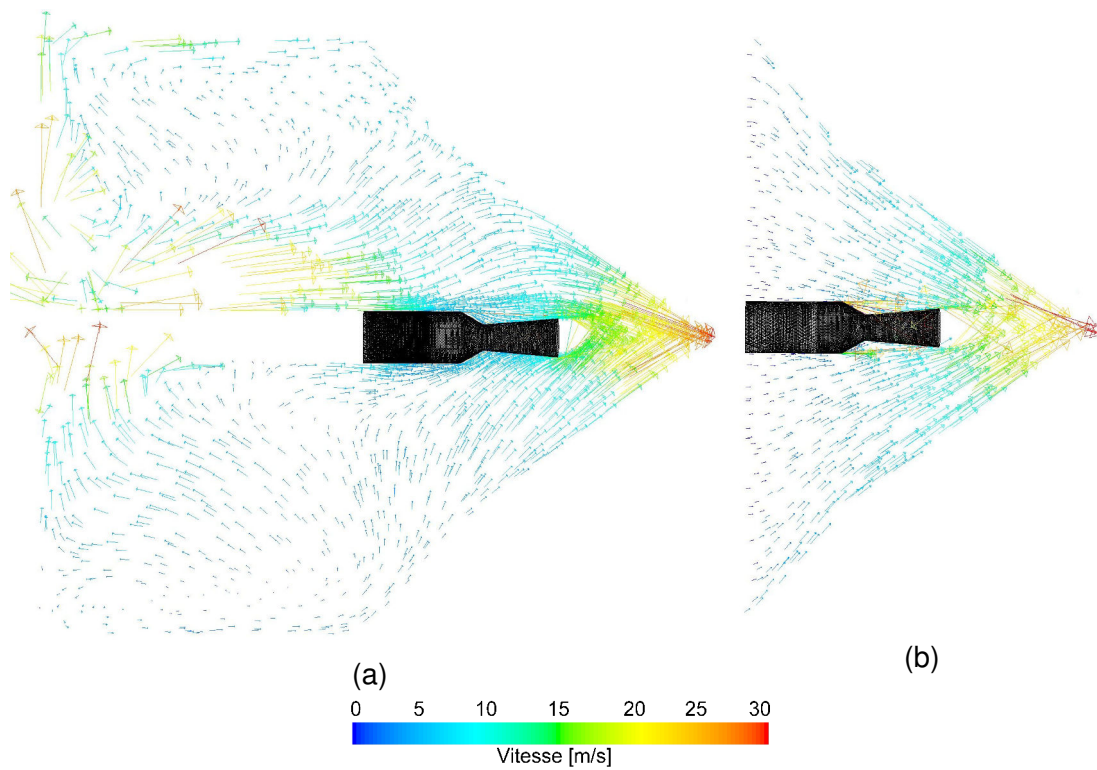


FIGURE 4.16 – Vecteurs vitesse du flux secondaire dans une section longitudinale
 ($P_1 = 4$ bar)
 a- Avec chambre de tranquillisation, b- Sans chambre de tranquillisation

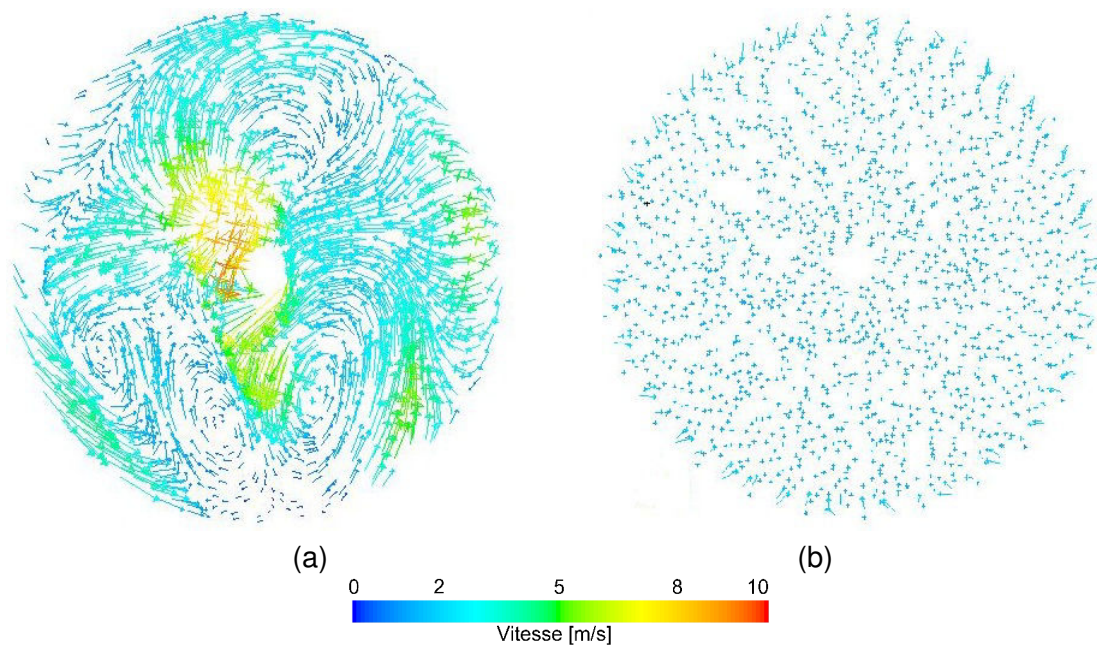


FIGURE 4.17 – Projection des vecteurs vitesse dans une section transversale
 ($P_1 = 4$ bar)
 a- Avec chambre de tranquillisation, b- Sans chambre de tranquillisation

4.5.2/ SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS L'ÉJECTEUR AVEC CONDITION DE DÉBIT INDUIT

Nous présentons maintenant les résultats concernant l'écoulement dans la chambre de mélange de l'éjecteur, correspondant à une pression génératrice $P_1 = 4$ bar. La figure 4.18 regroupe les distributions axiales de la vitesse dans la zone d'étude PIV obtenues expérimentalement et par simulation CFD 3D avec et sans chambre de tranquillisation.

La comparaison entre la distribution de vitesses issue du calcul CFD incluant la chambre de tranquillisation et les mesures PIV s'avère satisfaisante. En effet, ces évolutions sont quasiment confondues jusqu'au troisième choc localisé aux environs de l'abscisse $X = 105$ mm. Les résultats divergent ensuite légèrement mais l'écart entre les valeurs de la vitesse ne dépasse pas 10 % de la valeur expérimentale.

Le modèle CFD 3D, incluant la chambre de tranquillisation et la condition de débit aux 3 entrées d'air secondaire, se révèle donc très fidèle, tant au niveau de la position, du nombre que de l'intensité des chocs constituant le train de chocs en sortie de tuyère primaire.

En confrontant les résultats obtenus avec ce modèle à ceux du modèle 3D sans chambre de tranquillisation, on constate la nette amélioration dans la prédiction de l'écoulement apportée par la prise en compte de la chambre de tranquillisation secondaire.

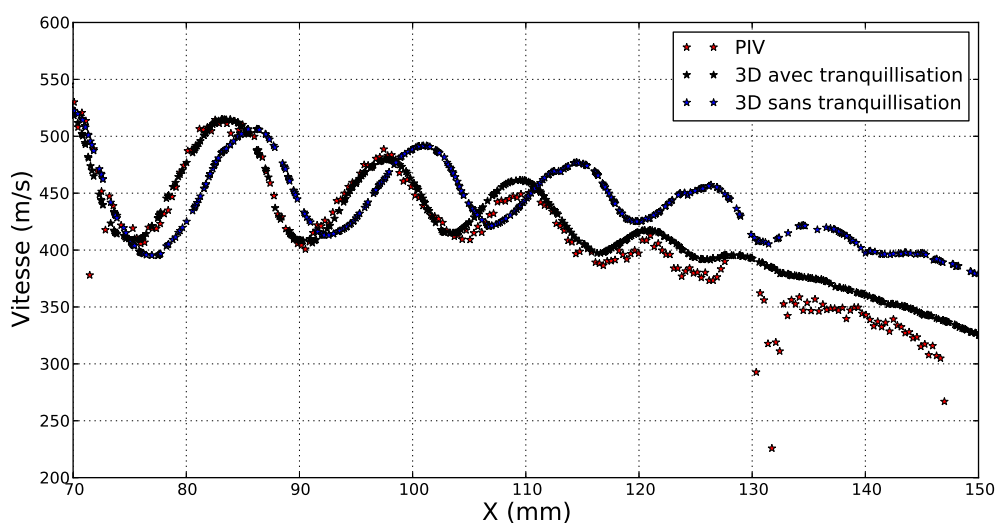


FIGURE 4.18 – Distribution de la vitesse le long de l'axe de l'éjecteur ($P_1 = 4$ bar)

Au final, il apparaît que la chambre de tranquillisation joue un rôle clef dans la modélisation de l'écoulement dans l'éjecteur. En effet, l'introduction du flux induit se faisant radialement par le biais de 3 entrées disposées à 120° autour de cette chambre, son rôle est d'homogénéiser et de redresser axialement le flux induit avant son arrivée dans la chambre de mélange où il va interagir avec le jet primaire supersonique. Ce rôle n'étant pas pleinement réalisé, il paraît difficile d'envisager une modélisation qui se contenterait d'un domaine simplifié et de conditions aux limites uniformes sur la nouvelle section d'entrée de fluide secondaire.

4.5.3/ SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS L'ÉJECTEUR AVEC CONDITION DE PRESSION AU SECONDAIRE

Les résultats 3D obtenus précédemment, bien qu'ils soient satisfaisants lorsqu'on les confronte à l'expérimentation, dépendent des mesures de débits induits relevés sur banc d'essai. Cette approche peut suffire si l'on souhaite simuler, de façon rigoureuse, l'écoulement dans l'éjecteur pour des conditions de fonctionnement bien précises. Par contre, si l'on souhaite réaliser une simulation du fonctionnement global de l'éjecteur, notamment de sa capacité à aspirer et à entraîner un fluide secondaire, cette approche ne convient pas. Nous avons donc, dans cette partie, remplacé la condition de débit dans le modèle 3D avec chambre de tranquillisation, par une condition de pression dans les sections d'entrées d'air secondaire, laissant ainsi l'aspiration libre. La pression à l'entrée secondaire P_2 est fixée dans un premier temps à la pression atmosphérique.

La figure 4.19 compare les évolutions du débit induit m_2 en fonction de la pression génératrice P_1 obtenues expérimentalement et numériquement avec la condition aux limites du flux secondaire égale à la pression atmosphérique. Les deux courbes présentent une allure générale comparable mais sont fortement décalées l'une par rapport à l'autre. Le décalage entre les deux courbes augmente régulièrement avec la pression génératrice primaire. Il est de 15 % du débit induit mesuré pour de faibles pressions P_1 et atteint environ 50 % pour la pression P_1 de 5 bar.

Le modèle CFD surestime donc largement la capacité d'aspiration et d'entraînement de l'éjecteur. Cela provient sans doute de la condition de pression imposée à l'entrée du flux secondaire, notamment de la valeur de la pression fixée à la pression atmosphérique. En effet, sur notre banc d'essai, l'admission de l'air secondaire à pression atmosphérique ne s'effectue pas au niveau de la chambre de tranquillisation mais plus en amont par le biais de la canalisation d'admission. Si on souhaite conserver une condition de pression atmosphérique à l'aspiration, il semble donc nécessaire de prendre en compte, dans le domaine d'étude numérique, la totalité du circuit d'alimentation en air induit pour tenir compte de la perte de charge engendrée par ce circuit.

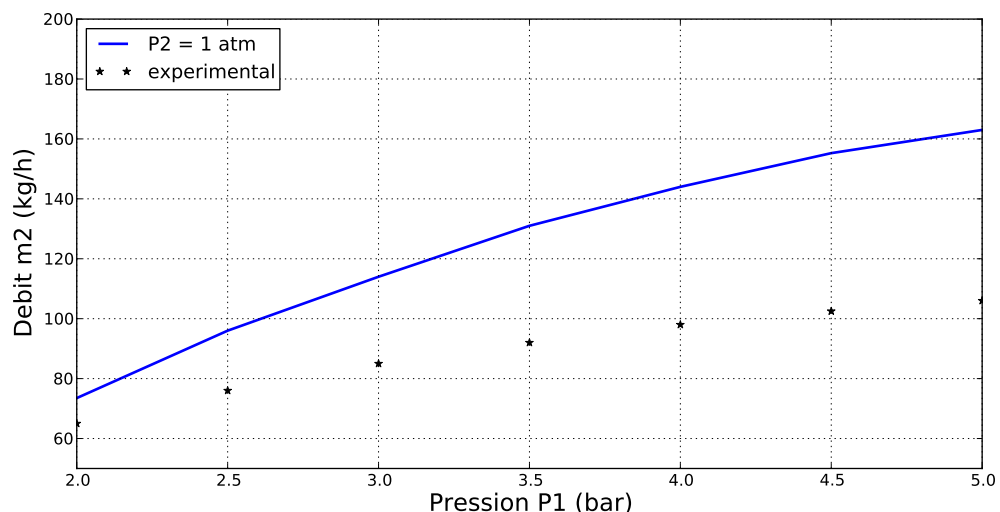


FIGURE 4.19 – Évolution du débit induit m_2 avec la pression génératrice P_1

4.6/ SIMULATION 3D AVEC CIRCUIT D'ALIMENTATION EN AIR SECONDAIRE

La configuration d'ensemble de l'éjecteur étudié est assez complexe. La figure 4.20 présente une photographie (vue de dessus) du circuit d'alimentation en air secondaire. Les trois entrées d'air secondaire réparties autour de la chambre de tranquillisation sont reliées par le biais de trois conduits souples à une conduite unique d'alimentation de diamètre 5 cm et de longueur 1,5 m. Ce conduit est équipé à son extrémité d'une vanne pointeau qui permet le réglage du débit induit. Un diaphragme, destiné à la mesure de ce débit induit, est également installé sur cette conduite.

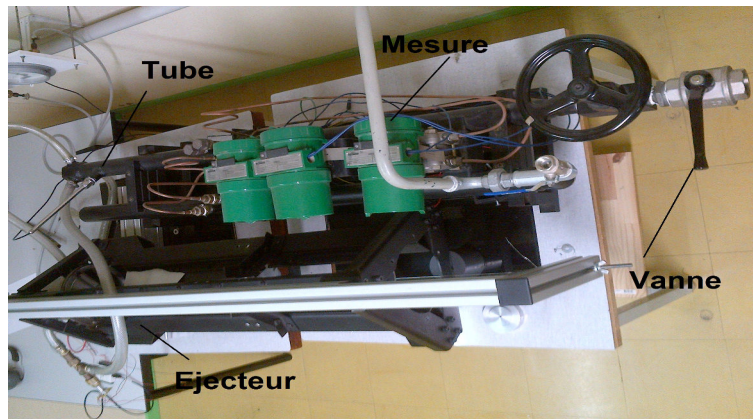


FIGURE 4.20 – Circuit d'alimentation de l'éjecteur (vue de dessus)

Nous avons donc réalisé la simulation numérique 3D du domaine complet, incluant l'éjecteur et sa chambre de tranquillisation, mais aussi l'ensemble des canalisations d'alimentation en air secondaire (longueur totale = 150 cm). La vanne est considérée comme totalement ouverte. Le diaphragme n'a pas été pris en compte. Le maillage de ce domaine complet (figure 4.21) nécessite plus de 5 millions de mailles, rendant ainsi très difficile la convergence des calculs. La pression atmosphérique est imposée comme condition limite à l'entrée de la canalisation, ce qui correspond aux conditions réelles de fonctionnement sur banc d'essai. Les simulations numériques couvrent une plage de pression génératrice primaire comprise entre 2 et 5 bar. A noter que pour évaluer l'effet de la canalisation d'alimentation en air secondaire, d'autres simulations ont été réalisées avec un conduit de 50 cm de longueur.

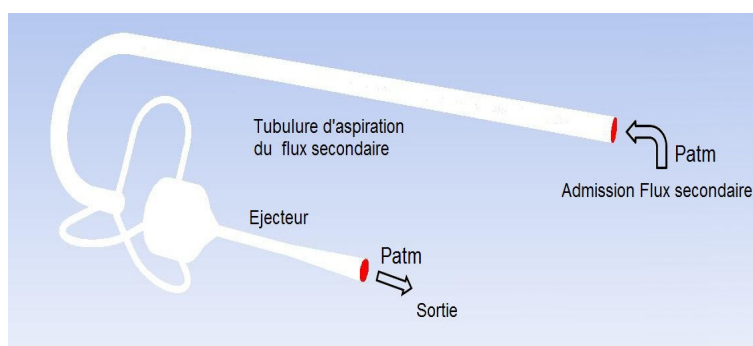


FIGURE 4.21 – Domaine d'étude incluant le circuit d'alimentation en fluide secondaire

La figure 4.22 présente les évolutions du débit induit en fonction de la pression génératrice primaire obtenues avec ces deux longueurs de conduit. Elles sont comparées aux données expérimentales et à l'évolution numérique issue de la simulation 3D avec chambre de tranquillisation. Pour cette simulation, référée par $P_2 = 1 \text{ atm}$, la valeur de la pression atmosphérique est imposée sur les trois sections d'entrée d'air secondaire, au niveau même de la chambre de tranquillisation. Les deux autres simulations (tube 50 cm et tube 150 cm) considèrent une longueur de canalisation non nulle reliant la chambre de tranquillisation secondaire au milieu ambiant.

On voit clairement que la prise en compte de la canalisation d'admission permet une simulation beaucoup plus réaliste. L'écart entre les débits induits calculés et expérimentaux n'excède plus 5 % de la valeur mesurée lorsque l'on simule la longueur réelle de la canalisation. L'effet de cette canalisation, et notamment de sa longueur, sur les performances d'aspiration de l'éjecteur est confirmé par les résultats obtenus avec une longueur de 50 cm. La perte de charge engendrée dans ce cas est plus faible que celle du banc d'essai, ce qui conduit à une surestimation des débits induits calculés de l'ordre de 20 %.

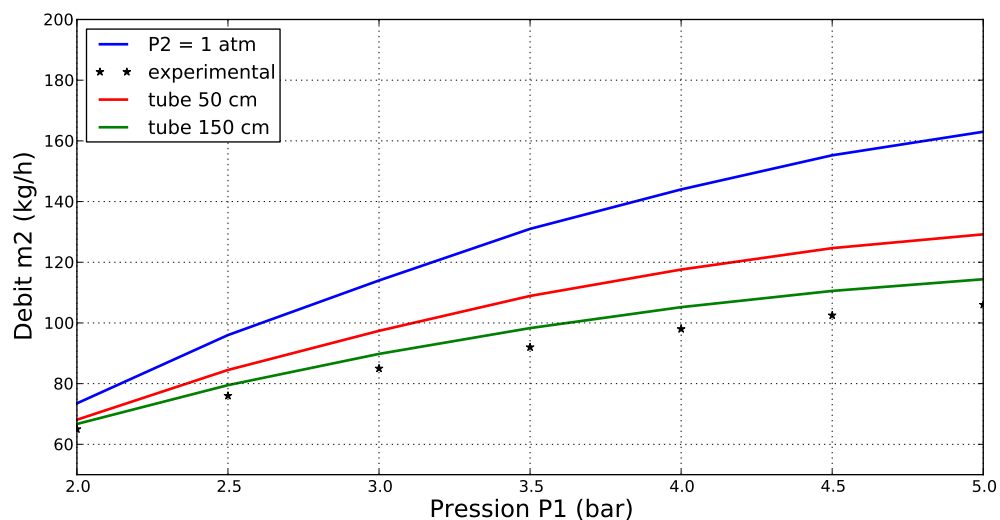


FIGURE 4.22 – Évolution du débit induit m_2 avec la pression génératrice P_1
Prise en compte de la canalisation d'admission

Nous venons de montrer que la prise en compte ou non du circuit d'alimentation en air secondaire affecte considérablement la fidélité de la simulation et du comportement de l'éjecteur, en particulier concernant ses performances d'aspiration et d'entraînement de fluide secondaire. Une modélisation rigoureuse et réaliste du fonctionnement global de l'éjecteur à flux induit doit donc nécessairement inclure ce circuit d'alimentation. Malheureusement, ceci implique des simulations 3D très gourmandes en moyen et temps de calculs, et souvent très difficiles à faire converger.

4.6.1/ CONCLUSION

Au final, si l'on souhaite réaliser une simulation correcte de l'écoulement dans l'éjecteur fonctionnant avec entraînement libre de flux induit, deux approches sont possibles :

La première solution consiste à simuler le domaine complet, incluant en particulier la canalisation d'aspiration d'air secondaire. Cette solution permet de prendre en compte la perte de charge générée par le circuit d'admission et d'utiliser, comme condition limite à l'entrée du domaine d'étude, la valeur de la pression atmosphérique conformément aux conditions réelles de fonctionnement du banc d'essai.

Malheureusement, cette solution s'avère très gourmande en terme de maillage et donc de temps de calculs. De plus, elle présente un véritable intérêt que dans la mesure où l'on recherche à modéliser le fonctionnement de l'éjecteur pour en déterminer ses performances d'aspiration et d'entraînement.

Une seconde solution, simplifiée, peut s'avérer suffisante dans le cas où l'objectif premier de la simulation est d'analyser l'écoulement et l'interaction entre les deux flux dans l'éjecteur. Cette solution consiste à utiliser un domaine 3D réduit, limité coté admission à la chambre de tranquillisation secondaire. L'utilisation de ce domaine réduit nécessite alors de s'appuyer sur des données expérimentales, telles que la pression d'aspiration ou le débit induit, comme conditions aux limites au niveau des entrées d'air induit.

C'est cette seconde approche qui, compte-tenu des objectifs de notre étude portant sur l'analyse de l'interaction de deux flux dans un éjecteur, sera retenue pour la suite des simulations CFD présentées dans ce mémoire.

ANALYSE DU PROCESSUS DE RECOMPRESSION PAR CHOCS

Ce chapitre concerne l'analyse de l'écoulement au sein de l'éjecteur et plus particulièrement du processus de recompression par chocs qui prend place le long de la tuyère secondaire. Cette investigation est conduite numériquement et expérimentalement. Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du modèle CFD 3D incluant la chambre de tranquillisation avec ses trois orifices d'entrée d'air secondaire. Les simulations avec flux induit sont obtenues en imposant le débit induit mesuré sur banc d'essai. Les résultats expérimentaux sont issus des visualisations de l'écoulement par tomographie laser et des mesures de la pression statique le long de l'axe de l'éjecteur à l'aide de la sonde (capillaire) spécifiquement développée à cet effet. Deux géométries d'éjecteur, avec des rapports géométriques, $A = 9$ et $A = 4$, sont considérées. Cette double investigation permet l'exploration de différents régimes d'écoulements (sans et avec amorçage supersonique de la tuyère secondaire). Ce chapitre se termine par une très brève analyse expérimentale des performances de l'éjecteur mettant en évidence l'influence du régime d'écoulement sur l'aspiration et d'entraînement en flux secondaire.

5.1/ INTRODUCTION

L'écoulement au sein d'un éjecteur supersonique à flux induit est très complexe, en particulier du fait des interactions entre les deux flux, les chocs et la couche limite [52, 87]. L'interaction entre une onde choc et la couche limite peut en effet donner naissance à une structure d'écoulement complexe avec la formation d'une série de chocs. Cette série de chocs, appelée aussi suivant les auteurs "structure de chocs", "système de chocs", "pseudo-chocs" ou encore "train de chocs" provoque la décélération du fluide et affecte fortement les performances de nombreux systèmes tels que les diffuseurs supersoniques, les tuyères à double col, les entrées d'air supersoniques et bien entendu les éjecteurs supersoniques. Cette région d'écoulement a donc été l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques recensées dans une importante synthèse bibliographique par [87].

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, de nombreux travaux, dédiés à l'analyse de la structure de l'écoulement qui apparaît dans les éjecteurs, ont mis en évidence un lien très étroit entre cette structure et la nature du régime d'écoulement dans l'éjecteur. Certains auteurs, grâce en particulier à la visualisation de l'écoulement, ont proposé une classifica-

tion des régimes d'écoulement [14, 17, 15], parmi lesquels, on distingue principalement les régimes avec et sans amorçage supersonique de la seconde tuyère. La transition entre ces deux régimes dépend essentiellement des conditions de pression génératrice et de la géométrie de l'éjecteur. Cette transition joue un rôle prépondérant dans le fonctionnement des éjecteurs puisqu'elle affecte sérieusement leurs performances en terme de capacités d'aspiration et d'entraînement [95, 96].

L'analyse de l'écoulement, de ses régimes et du processus de recompression par chocs, devient alors primordiale à la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu ainsi qu'à celui de l'éjecteur.

Nous avons donc utilisé les techniques de visualisation par tomographie, l'exploration axiale de la pression ainsi que la modélisation CFD afin de mener une étude détaillée de l'écoulement au sein de deux géométries d'éjecteurs et pour divers modes de fonctionnement. Les résultats présentés dans ce chapitre permettent ainsi de caractériser la zone de recompression par chocs qui apparaît au sein des éjecteurs fonctionnant avec ou sans flux induit, et ce pour différents régimes d'écoulement dans l'éjecteur.

Les simulations numériques CFD sont réalisées suivant les conclusions issues des chapitres 3 et 4. Le modèle numérique utilise un solveur du type pressure-based, selon un schéma de discrétisation de deuxième ordre. La turbulence de l'écoulement est modélisée à l'aide du modèle $k - \omega SST$. Le domaine d'étude est le domaine d'étude tridimensionnel incluant la chambre de tranquillisation avec ses trois orifices d'entrée de flux secondaire. Les simulations avec fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit sont réalisées en imposant le débit induit.

L'étude de la recompression dans l'éjecteur et plus particulièrement dans la chambre de mélange se base principalement sur l'évolution de la pression statique le long de l'axe de l'éjecteur. Les mesures de cette valeur sont réalisées au moyen du système de mesure de la pression interne par tube d'exploration axiale décrit au chapitre 2. Nous rappellerons juste qu'une translation du système permet l'exploration de la pression le long de la quasi-totalité de l'éjecteur.

5.2/ COMPARAISON DES DISTRIBUTIONS AXIALES ET PARIÉTALES DE LA PRESSION

En préambule à l'analyse de la recompression par chocs, nous avons comparé les résultats obtenus avec notre système de mesure de la pression sur l'axe de l'éjecteur avec des relevés de la pression pariétale. Comme l'a montré l'étude bibliographique du chapitre 1, la grande majorité des mesures de pression dans les tuyères supersoniques ou les éjecteurs est réalisée au moyen de prises de pression implantées en paroi. Notre éjecteur est lui aussi équipé de telles prises de pression et il nous a semblé intéressant de comparer, dans un premier temps, la distribution pariétale de la pression avec la distribution axiale mesurée avec notre tube d'exploration.

Pour cela, la figure 5.1 regroupe quatre distributions de la pression statique dans la chambre du mélange obtenues dans les mêmes conditions de fonctionnement de l'éjecteur. Ces distributions s'étendent le long de la chambre du mélange cylindrique. D'eux d'entre elles concernent les mesures expérimentales réalisées au moyen du tube d'exploration et des prises pariétales. Les deux autres distributions sont issues d'une

simulation CFD et donnent respectivement les distributions sur l'axe et à la paroi de l'éjecteur. A titre indicatif, la section d'entrée de la chambre de mélange cylindrique est située à l'abscisse 70 mm. Les mesures de la pression pariétale sont réalisées par les biais de 8 prises réparties le long de la chambre de mélange.

On constate que les pressions pariétales mesurées et calculées sont très proches. Les pressions captées par les prises pariétales sont quasiment confondues avec la distribution trouvée numériquement. Les distributions axiales obtenues numériquement et expérimentalement ne présentent pas un si bon accord même si la cohérence entre elles est plutôt correcte. Nous reviendrons ultérieurement dans ce chapitre sur les différences observées.

Par contre, il est très intéressant de constater la forte différence entre l'allure des distributions axiales et pariétales, qu'elles soient expérimentales ou numériques. En effet, l'évolution axiale de la pression statique est caractérisée par de fortes variations qui correspondent aux différents chocs obliques successifs qui s'installent en sortie de tuyère primaire. Ces variations de pression ne sont pas visibles sur les distributions de la pression à la paroi. Elles échappent en effet aux prises pariétales en nombre insuffisant sur notre éjecteur. C'est d'ailleurs une limite importante de cette technique de mesure. Notre système mobile offre l'avantage d'une mesure «continue» le long de l'éjecteur et permet donc de capter aux mieux les recompressions successives par chocs. On peut également remarquer que l'évolution de la pression pariétale correspond sensiblement à l'évolution moyenne de pression axiale et que l'ensemble des résultats est en parfait accord après la zone soumise à recompression par chocs.

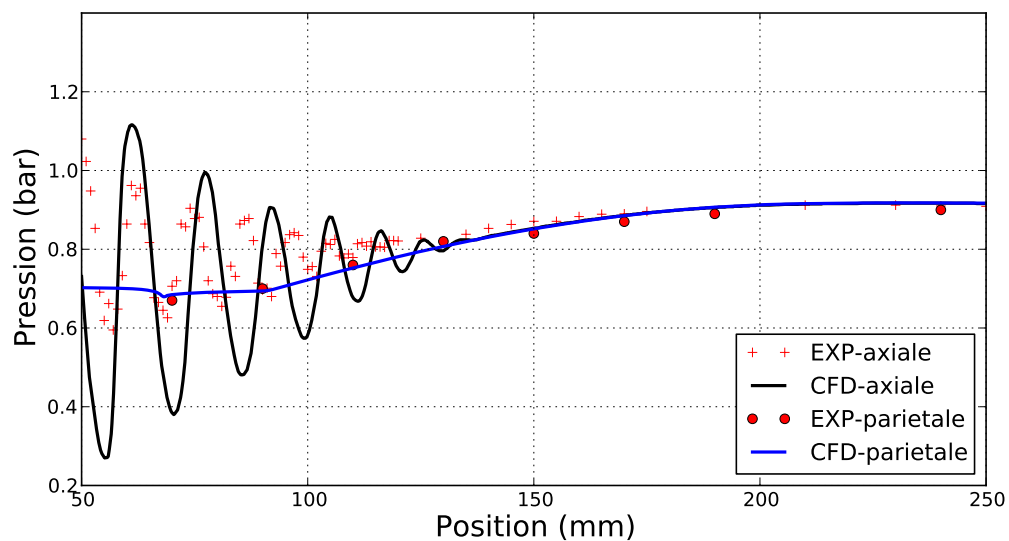


FIGURE 5.1 – Comparaison des distributions axiales et pariétales de la pression ($A = 9$, $U = 0$, $P_1 = 4$ bar)

5.3/ ÉCOULEMENT SANS AMORÇAGE SUPERSONIQUE DANS LA TUYÈRE SECONDAIRE

Les premières analyses de l'écoulement et du processus de recompression par chocs sont réalisées dans l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$. Avec un diamètre de la chambre de mélange de 24 mm, le niveau d'intrusion de la sonde reste très faible ce qui perturbe un minimum les mesures de pression. Les deux modes de fonctionnement de l'éjecteur (sans et avec flux induit) sont étudiés, pour différentes valeurs de la pression génératrice primaire P_1 , comprises entre 2 et 5 bar. Nous analyserons dans un premier temps les distributions axiales de la pression. Les visualisations de la structure de chocs viendront ensuite appuyer certaines conclusions.

5.3.1/ DISTRIBUTION AXIALE DE LA PRESSION

5.3.1.1/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR SANS FLUX INDUIT

La figure 5.2 est relative à un fonctionnement de l'éjecteur sans flux induit. Elle présente successivement les résultats correspondant à quatre valeurs de la pression génératrice primaire P_1 (2, 3, 4, et 5 bar). Chaque graphique compare les distributions axiales obtenues numériquement et expérimentalement. Les repères A, B et C indiquent respectivement la section de sortie de la tuyère primaire, la section d'entrée de la chambre de mélange cylindrique et la section d'entrée du diffuseur.

En ce qui concerne la pression $P_1 = 2$ bar, on peut remarquer dans un premier temps un bon accord entre les résultats CFD et expérimentaux. Dans les deux cas, on observe une diminution de la pression dans la tuyère primaire avant une remontée assez brusque avant l'extrémité de cette tuyère (section A). Cette recompression, très franche sur la distribution numérique, un peu moins brutale sur la distribution expérimentale, correspond à la formation d'un choc dans le divergent de la tuyère primaire. L'écoulement passe donc d'un régime supersonique à un régime subsonique à la traversée de ce choc, ce qui conduit au désamorçage du régime supersonique dans la tuyère primaire. Le jet en sortie de la tuyère primaire sera donc subsonique dans ces conditions d'alimentation. Après ce choc, la pression croît très légèrement pour tendre, numériquement et expérimentalement, vers une valeur de 1 bar correspondant à la pression atmosphérique régnant en aval de l'éjecteur. La principale différence entre les mesures et la simulation CFD réside au niveau du choc. La pression avant le choc prédite par le calcul est sensiblement plus faible que celle effectivement mesurée. La dynamique de recompression à la traversée du choc est différente également. La remontée en pression s'effectue, expérimentalement, sur une distance plus importante que ce qui est prédit par la simulation numérique.

L'augmentation de la pression génératrice P_1 provoque un décalage de ce choc vers la sortie de la tuyère primaire avant de laisser place à la formation d'un système de recompression par chocs obliques successifs. Ce train de chocs commence à être détecté, expérimentalement et numériquement, à partir d'une pression génératrice $P_1 = 3$ bar. On note toutefois des amplitudes de pression au niveau de ces chocs plus faibles sur la distribution obtenue expérimentalement. Après ce train de choc, l'écoulement poursuit une légère recompression dans la chambre de mélange (après la section B) jusqu'à la valeur finale égale à la pression atmosphérique.

Le développement de la structure de chocs se poursuit avec l'augmentation de la pression génératrice primaire. Ainsi, pour la pression $P_1 = 4$ bar, on distingue clairement sur la distribution de pression issue de la CFD une succession de pics de pressions. L'intensité de ces recompressions est plus faible sur la distribution obtenue expérimentalement. De plus, on peut observer un décalage dans la position des différents chocs entre les résultats numériques et expérimentaux. Ces différences sont encore plus prononcées lorsque l'éjecteur est alimenté avec une pression P_1 de 5 bar. Les raisons de ces différences seront abordées un peu plus loin dans ce chapitre. Les distributions expérimentales et numériques montrent cependant toutes deux un allongement de la zone soumise à recompression par chocs et convergent une nouvelle fois vers une valeur de pression identique à la pression atmosphérique en sortie d'éjecteur.

5.3.1.2/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR AVEC FLUX INDUIT

La figure 5.3 concerne le fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit. Ce flux secondaire joue un rôle important sur la pression régnant à la sortie de la tuyère primaire et donc sur l'écoulement supersonique à la sortie de cette tuyère. Les simulations CFD 3D sont réalisées en imposant les débits induits mesurés sur banc d'essai.

Tout comme le cas d'un fonctionnement sans flux induit, une pression génératrice faible P_1 de 2 bar ne permet pas de maintenir un régime supersonique tout le long de la tuyère primaire. Un désamorçage du régime supersonique se produit dans le divergent primaire, caractérisé par une remontée brusque de la pression. Dans ce cas également, la simulation CFD prédit un choc plus marqué que l'expérimentation.

Ce choc est encore plus prononcé pour la pression génératrice $P_1 = 3$ bar. En comparant ces distributions de pression avec celles obtenues sans flux induit pour la même pression P_1 , on constate qu'ici le choc formé dans le divergent primaire n'a pas encore laissé place au train de chocs obliques en sortie de tuyère. Cela s'explique par le fait que lors d'un fonctionnement avec flux induit nul, la pression régnant dans la tuyère secondaire au niveau de la section de sortie de la tuyère primaire est plus faible qu'en présence d'un flux induit. Pour une même pression génératrice primaire, le rapport de pression amont/aval pour la tuyère primaire fonctionnant avec flux induit non nul est donc plus faible, ce qui conduit à retarder l'apparition des chocs obliques après la sortie de la tuyère primaire.

Pour la pression $P_1 = 4$ bar, le train de chocs est formé en sortie de tuyère motrice. Il est parfaitement détecté par les relevés expérimentaux et par la simulation CFD. L'accord expérimental/numérique est ici relativement bon, tant au niveau de la longueur soumise à recompression, du nombre de chocs que de leur position.

La dernière série de courbes est relative à la pression $P_1 = 5$ bar. L'accord entre les résultats expérimentaux et numériques s'est dégradé. On note toutefois tant expérimentalement que numériquement, l'allongement de la zone soumise à recompression et la nette diminution de l'intensité des chocs. Il est à noter également que la pression finale, à savoir la pression atmosphérique, n'est pas totalement atteinte à la fin de la chambre de mélange (section C). La recompression est donc achevée par le diffuseur comme en témoigne la légère remontée de pression après la section C.

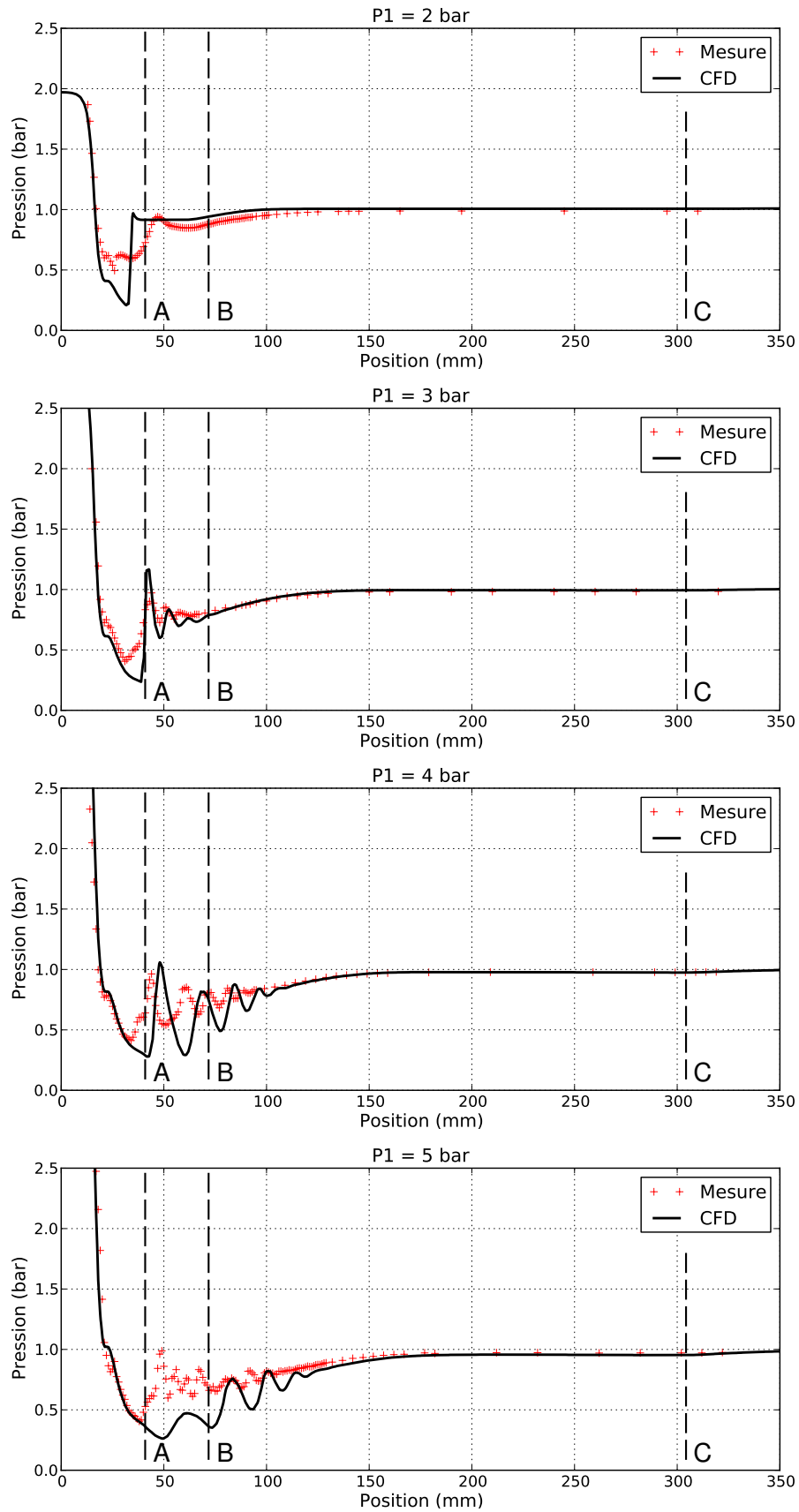


FIGURE 5.2 – Distributions axiales de la pression pour différentes valeurs de P_1
($A = 9$, $U = 0$)

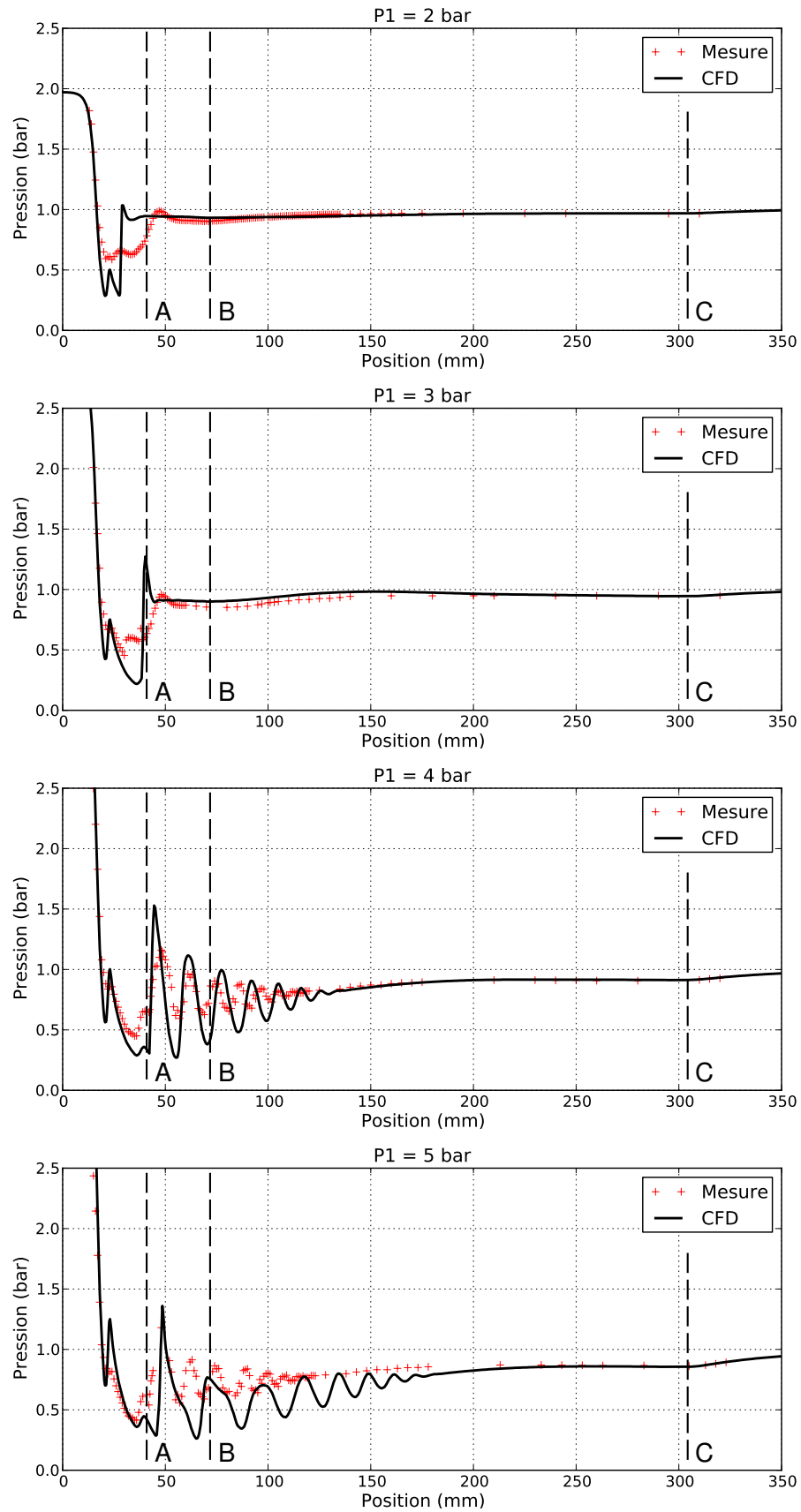


FIGURE 5.3 – Distributions axiales de la pression pour différentes valeurs de P_1
($A = 9$, $U \neq 0$)

5.3.1.3/ REMARQUES ET INFLUENCE DE LA SONDE

Au final, que ce soit sans flux induit ou avec entraînement de fluide secondaire, l'allure générale de la distribution axiale de la pression reste comparable entre le numérique et l'expérimental. L'accord au niveau du nombre et de la position des chocs formant le train de chocs est satisfaisant. De plus grandes différences sont enregistrées au niveau de leurs intensités. On a pu constater un développement sensible de la zone soumise à recompression par chocs avec la pression génératrice P_1 . Ce développement est plus marqué lors du fonctionnement avec flux induit. La présence du flux secondaire, si elle a tendance à retarder l'apparition des chocs obliques, a par contre tendance à favoriser l'étirement du train de chocs une fois formé.

Les résultats montrent également que la pression finale est généralement atteinte avant la fin de la chambre de mélange. Si ce n'est pas le cas, le diffuseur joue alors pleinement son rôle en permettant d'ajuster la pression de l'écoulement à la valeur régnant en sortie de l'éjecteur.

Les distributions de pression nous ont permis de détecter l'éventuel désamorçage du régime supersonique qui peut se produire pour de faibles pressions génératrices dans la tuyère primaire. Elles n'ont par contre pas mis en évidence d'éventuel choc droit dans le diffuseur, caractéristique d'un régime avec amorçage supersonique de la tuyère secondaire. Pour voir apparaître un tel régime, il est nécessaire d'alimenter l'éjecteur avec des pressions primaires nettement plus importantes mais incompatibles avec notre banc d'essai ou alors de réduire le rapport géométrique A de l'éjecteur.

En conclusion, il apparaît une assez bonne cohérence entre les mesures expérimentales et les simulations CFD 3D de l'écoulement. Néanmoins, nous avons pu observer des différences non négligeables notamment au niveau de l'intensité des chocs entre les mesures et les prédictions numériques. Ces différences peuvent provenir notamment de la présence de la sonde dans l'écoulement qui influe certainement sur le développement des chocs obliques.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons comparé, pour les mêmes conditions de fonctionnement de l'éjecteur, la distribution axiale relevée expérimentalement avec deux configurations obtenues numériquement : la première simulation est réalisée comme précédemment sans présence de la sonde dans l'éjecteur, la seconde étant obtenue en ayant inséré la sonde dans notre domaine d'étude 3D. Les résultats sont comparés sur la figure 5.4, dans le cas d'un éjecteur fonctionnant avec entraînement de fluide secondaire, alimenté avec une pression génératrice $P_1 = 3,5$ bar. Sans modifier considérablement l'allure de la distribution de pression, il apparaît que la présence de la sonde a tendance à atténuer l'intensité des chocs obliques. Les résultats numériques obtenus en incluant la sonde sont alors plus proches des relevés expérimentaux.

D'autres raisons, comme les vibrations du capillaire liées à l'écoulement ou encore les limites de notre modèle CFD (en particulier quant à la modélisation de la turbulence), peuvent également contribuer à ces différences entre les valeurs prédites numériquement et les mesures.

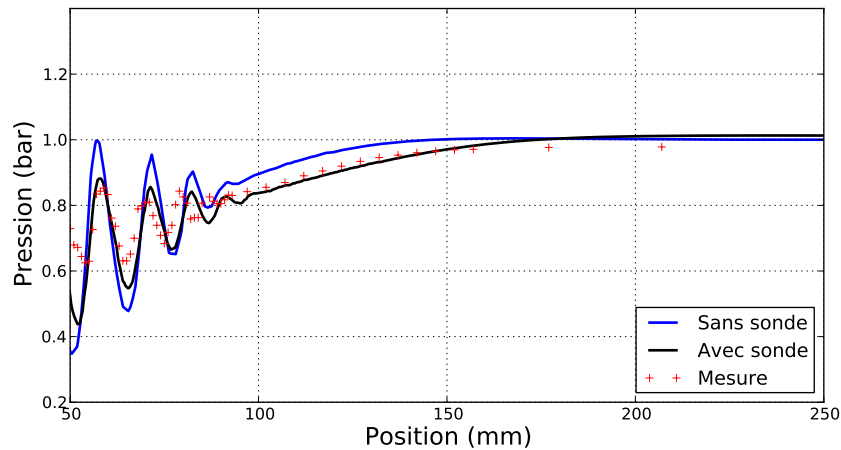


FIGURE 5.4 – Influence de la sonde de mesure sur les distributions axiales de la pression ($A = 9$, $U \neq 0$, $P_1 = 3,5$ bar)

5.3.2/ VISUALISATION DE LA STRUCTURE DE CHOCS

5.3.2.1/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR SANS FLUX INDUIT

Ce paragraphe est dédié à l'observation de l'écoulement dans l'éjecteur en se basant sur la visualisation des iso-Mach issues des simulations CFD. Ces visualisations doivent nous éclairer sur le comportement de l'écoulement dans l'éjecteur et appuyer les conclusions déduites de l'analyse des distributions axiales de la pression.

La figure 5.5 regroupe les champs des iso-Mach pour les pressions génératrices 2, 3, 4 et 5 bar, dans le cas d'un fonctionnement de l'éjecteur sans flux induit. Ces iso-Mach sont représentés avec la même échelle afin de faciliter l'analyse de l'évolution de l'écoulement avec la pression génératrice. La visualisation relative à la pression génératrice $P_1 = 2$ bar confirme la formation d'un choc droit dans le divergent primaire, provoquant le désamorçage du régime supersonique.

En imposant une pression $P_1 = 3$ bar, ce choc s'est déplacé vers la sortie de la tuyère et s'est transformé en choc légèrement oblique. L'écoulement reste légèrement supersonique après la sortie de la tuyère motrice, avant de devenir subsonique en début de chambre de mélange.

La formation d'un train de chocs clairement établi en sortie de tuyère primaire apparaît pour la pression $P_1 = 4$ bar. Augmenter encore la pression génératrice primaire ($P_1 = 5$ bar) provoque l'allongement du train de chocs et l'accentuation de l'obliquité des chocs.

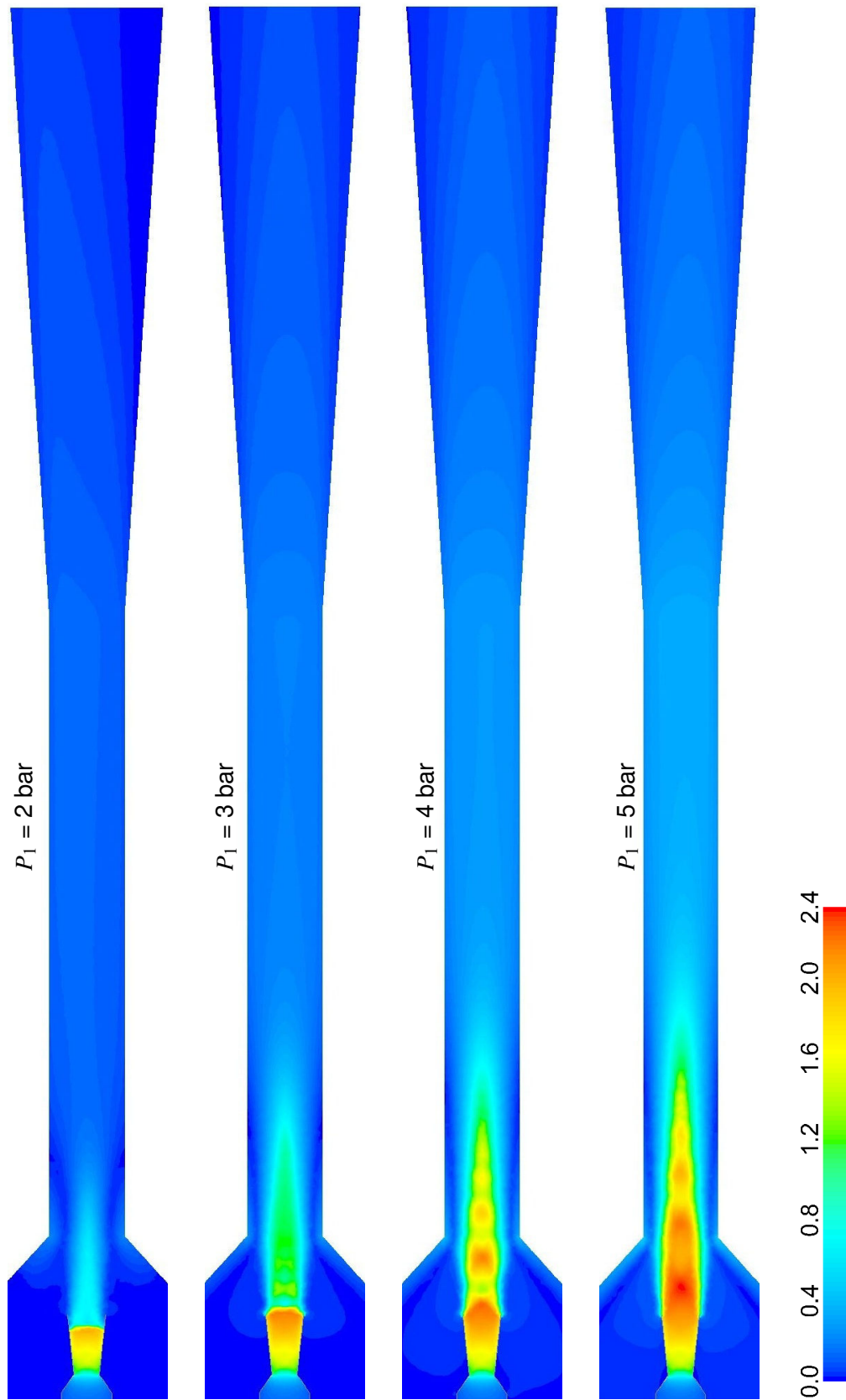
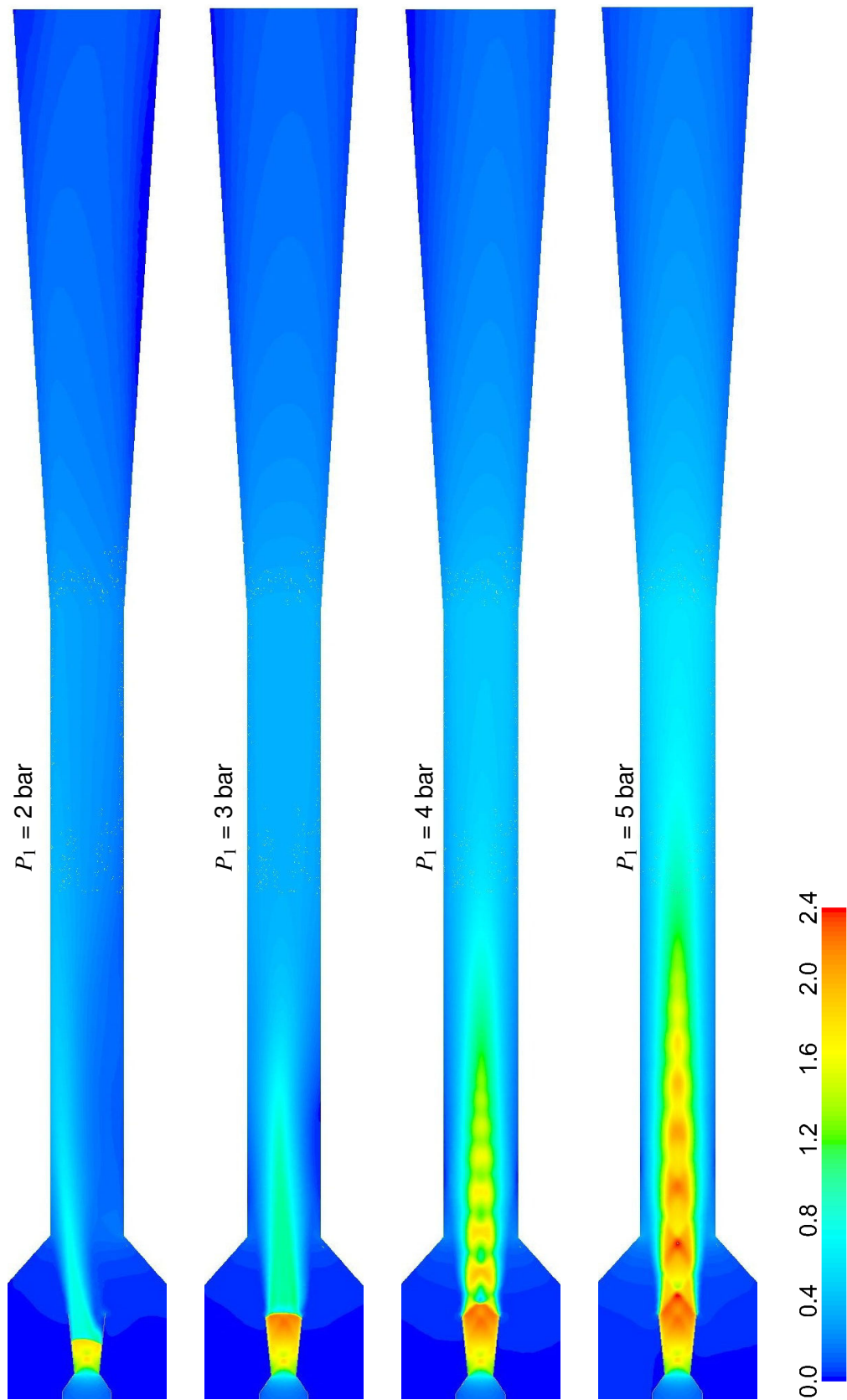


FIGURE 5.5 – Évolution du champ des iso-Mach avec la pression P_1 ($A = 9$, $U = 0$)

FIGURE 5.6 – Évolution du champ des iso-Mach avec la pression P_1 ($A = 9$, $U \neq 0$)

5.3.2.2/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR AVEC FLUX INDUIT

La figure 5.6 montre l'évolution de l'écoulement avec la pression génératrice primaire pour un fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit.

La pression primaire $P_1 = 2$ bar s'avère inférieure à la pression requise pour obtenir un régime supersonique à la sortie de la tuyère motrice. Le régime supersonique est désamorçé dans le divergent. Le flux induit aspiré est quant à lui subsonique. La représentation des iso-Mach correspondant à cette pression met en évidence une dissymétrie de l'écoulement après le choc. Ce phénomène provient sans doute du modèle CFD 3D et du domaine d'étude considéré qui inclue la chambre de tranquillisation secondaire avec ses 3 entrées perpendiculaires à l'axe de l'éjecteur.

Pour la pression $P_1 = 3$ bar, le choc droit se situe à l'extrémité du divergent de la tuyère motrice. L'écoulement est donc supersonique dans la totalité de la tuyère motrice pour devenir subsonique après la sortie via ce choc droit. La formation d'un train de chocs obliques apparaît pour les pressions génératrices primaires supérieures à 3 bar. Ainsi, pour une valeur de 4 bar, le jet sortant est pleinement supersonique avec présence de chocs obliques. Le flux secondaire reste subsonique lors de son aspiration. Il se mélange avec le jet primaire supersonique le long de la chambre de mélange. Le mélange est finalement refoulé à la pression atmosphérique régnant en sortie de l'éjecteur.

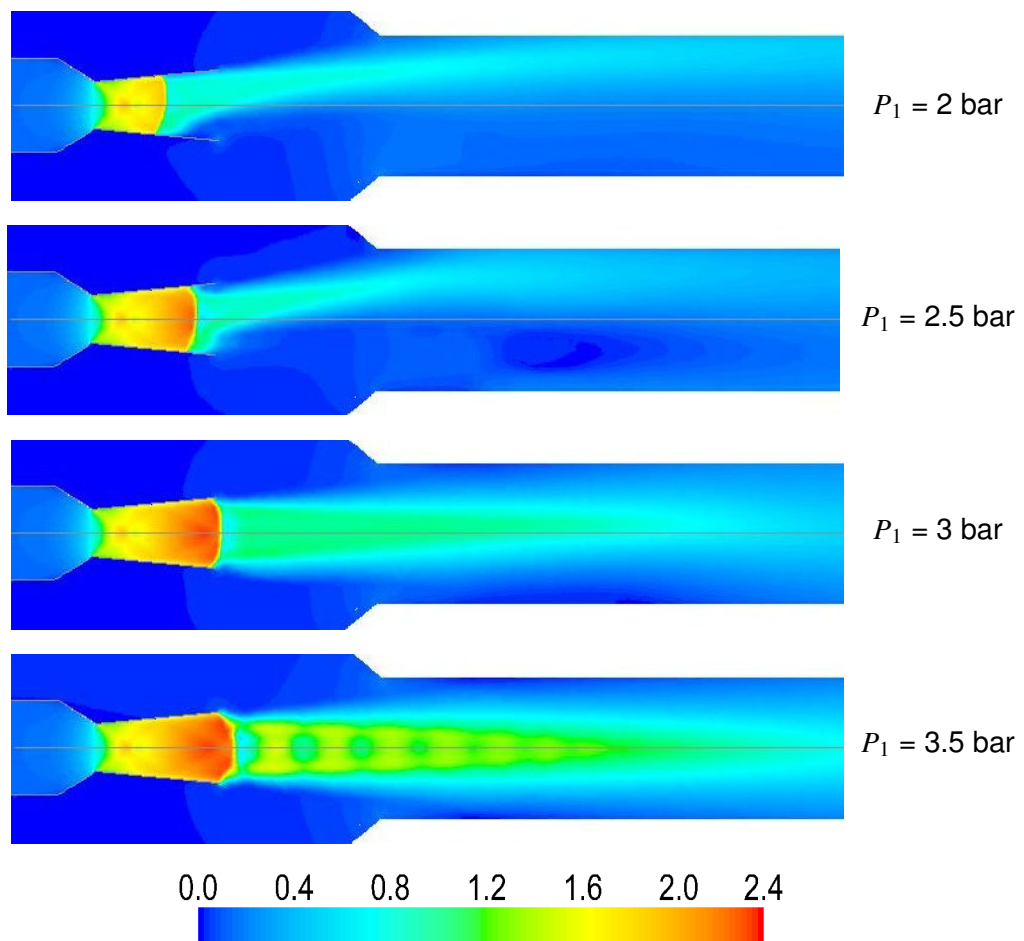
On constate visuellement à partir de $P_1 = 4$ bar un net développement de la zone soumise à chocs obliques quand P_1 augmente. En comparant ces visualisations avec celles obtenues sans flux induit, on observe que cet étirement du système de chocs avec P_1 est amplifié par la présence du flux secondaire.

Il est à noter que pour l'ensemble de nos simulations, limitées à des pressions génératrices inférieures à 5 bar, l'écoulement redevient subsonique dans la chambre de mélange. L'éjecteur fonctionne donc sans amorçage supersonique de la tuyère secondaire. Ce régime est également qualifié de régime mixte (jet primaire supersonique et flux induit subsonique).

La figure 5.7 met en évidence l'évolution du jet sortant à la sortie de la tuyère, en particulier dans le cas de faibles valeurs de la pression génératrice primaire P_1 . Les visualisations numériques du champ des iso-Mach obtenues pour des pressions P_1 inférieures à 3 bar montrent clairement la formation d'un choc droit dans le divergent de la tuyère primaire qui provoque le désamorçage du régime supersonique et un décollement du jet subsonique dans la tuyère.

Il s'en suit une dissymétrie très nette du jet en sortie de tuyère motrice. Cette dissymétrie s'estompe lorsque s'établit une configuration d'écoulement avec choc droit dans la section de sortie de la tuyère primaire (cas où $P_1 = 3$ bar). Dans ce cas, le jet reste supersonique tout le long de la tuyère motrice et aucun décollement n'est observé dans le divergent primaire.

La dissymétrie du jet semble disparaître quand la pression génératrice atteint 3,5 bar. Dans ce cas, le choc droit a laissé place à une succession de chocs obliques après la sortie de la tuyère motrice. Le jet reste supersonique à l'entrée de la chambre de mélange cylindrique et aucune déviation du jet n'est constatée.

FIGURE 5.7 – Champs des iso-Mach en sortie de tuyère motrice ($A = 9$, $U \neq 0$)

5.4/ ÉCOULEMENT AVEC AMORÇAGE SUPERSONIQUE DANS LA TUYÈRE SECONDAIRE

La suite de l'analyse de l'écoulement et du processus de recompression est conduite sur un éjecteur de rapport géométrique $A = 4$. Ce rapport, correspondant au rapport entre les sections aux cols de la chambre de mélange et de la tuyère motrice, est obtenu en conservant la même tuyère motrice ($d_* = 8$ mm) et une chambre de mélange de diamètre ($D_t = 16$ mm). L'intérêt d'utiliser cette seconde géométrie d'éjecteur est de permettre l'exploration d'autres régimes d'écoulement au sein de l'éjecteur (notamment le régime totalement supersonique) tout en conservant le circuit d'air comprimé de notre banc d'essai.

5.4.1/ DISTRIBUTION AXIALE DE LA PRESSION

5.4.1.1/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR SANS FLUX INDUIT

La figure 5.8 compare les distributions axiales de la pression obtenues expérimentalement et numériquement lors d'un fonctionnement sans flux induit de l'éjecteur de rapport géométrique $A = 4$. Les quatre graphiques correspondent aux pressions génératrices 2, 3, 4 et 5 bar.

Les distributions de la pression relatives à la pression génératrice $P_1 = 2$ bar témoignent d'un écoulement avec désamorçage du régime supersonique dans le divergent de la tuyère motrice. La remontée de pression consécutive au choc qui se forme dans le divergent est une nouvelle fois plus marquée sur l'évolution CFD que sur la distribution mesurée expérimentalement. Toutefois, les résultats numériques et expérimentaux apparaissent en bon accord sur ce graphique, tant au niveau de la détente avant le choc qu'au niveau de la recompression au sein de la chambre de mélange.

L'augmentation de la pression génératrice P_1 jusqu'à la valeur de 3 bar est suffisante pour éviter le désamorçage du régime supersonique dans la tuyère motrice. Le jet débouche alors de cette tuyère avec une vitesse supersonique, ce qui donne lieu à une recompression par succession de chocs obliques. Les variations de pression à la traversée de ces chocs sont relativement faibles. Elles sont difficilement captées par notre dispositif de mesure mais parfaitement mises en évidences par la simulation CFD. Néanmoins, l'accord général entre l'expérimental et le numérique reste satisfaisant.

Pour $P_1 = 4$ bar, l'écoulement continue à se détendre après la sortie de tuyère motrice, avant d'être soumis à une recompression par chocs obliques. La simulation CFD montre que cette recompression s'effectue en deux temps, par le biais de deux trains de chocs successifs. Les mesures expérimentales ne permettent pas de distinguer ces zones de recompression. De plus, la simulation numérique semble cette fois surestimer la remontée de pression dans la chambre de mélange cylindrique. Les évolutions expérimentales et numériques ne se rejoignent que dans le diffuseur pour tendre toutes deux vers la valeur de la pression atmosphérique régnant en sortie de l'éjecteur.

Les résultats numériques obtenus pour $P_1 = 5$ bar confirment l'établissement de deux trains de chocs successifs dans la tuyère secondaire. Le premier s'étend quasiment sur toute la longueur de la chambre de mélange. Le second débute un peu avant l'entrée du diffuseur pour s'atténuer dans les premiers centimètres de ce divergent.

Les résultats expérimentaux ne viennent pas appuyer ces observations. Pour cette pression P_1 de 5 bar, l'accord expérimental / numérique est en effet fortement dégradé. La forte détente du jet primaire après la sortie de la tuyère motrice prédite numériquement n'est pas confirmée expérimentalement. De même, les mesures mettent en évidence une diminution de la pression en entrée de diffuseur alors que la simulation prédit une recompression par chocs obliques dans cette région. Par contre, les deux distributions convergent une nouvelle fois vers une valeur identique de la pression en sortie d'éjecteur.

5.4.1.2/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR AVEC FLUX INDUIT

La figure 5.8 est relative à un fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit. Les résultats obtenus expérimentalement et numériquement présentent globalement un bon accord et ce pour les 4 pressions P_1 considérées. On constate néanmoins une nouvelle fois que les mesures expérimentales ne font pas apparaître les nombreuses variations de pressions visibles sur les évolutions issues des calculs CFD.

En observant les graphiques relatifs aux deux premières pressions P_1 testées, on retrouve des résultats comparables à ceux obtenus sans flux induit. Les distributions enregistrées à $P_1 = 2$ bar montrent un désamorçage du jet supersonique à travers la formation d'un choc dans le divergent de la tuyère motrice. Pour $P_1 = 3$ bar, le jet reste supersonique le long de la tuyère motrice et subit une recompression par chocs obliques juste après la sortie de cette tuyère.

Pour les pressions P_1 plus élevées (4 et 5 bar), les simulations CFD mettent en évidence, pour ce mode de fonctionnement de l'éjecteur également, un processus de recompression qui s'étale sur deux zones le long de la tuyère secondaire. On constate de même que la chambre de mélange cylindrique ne suffit plus à la recompression complète de l'écoulement. Celui-ci retrouve la valeur de la pression en sortie de l'éjecteur par le biais d'un système de chocs qui prend place en début de diffuseur. On peut donc supposer que l'écoulement dans la chambre de mélange et notamment à l'entrée du diffuseur est à vitesse supersonique pour qu'un tel phénomène puisse se produire.

Par ailleurs, la comparaison des distributions de pression obtenues sans et avec flux induit montre une forte atténuation de l'intensité des chocs lorsque l'éjecteur opère avec entrainement d'air induit. Cela s'explique par le fait que lors d'un fonctionnement sans flux induit, les pressions rencontrées dans la tuyère secondaire sont plus basses qu'en présence d'un flux induit. Les gradients mis en jeu sont donc plus faibles dans le cas d'un fonctionnement avec flux induit, ce qui limite l'intensité des chocs lors de la recompression du fluide.

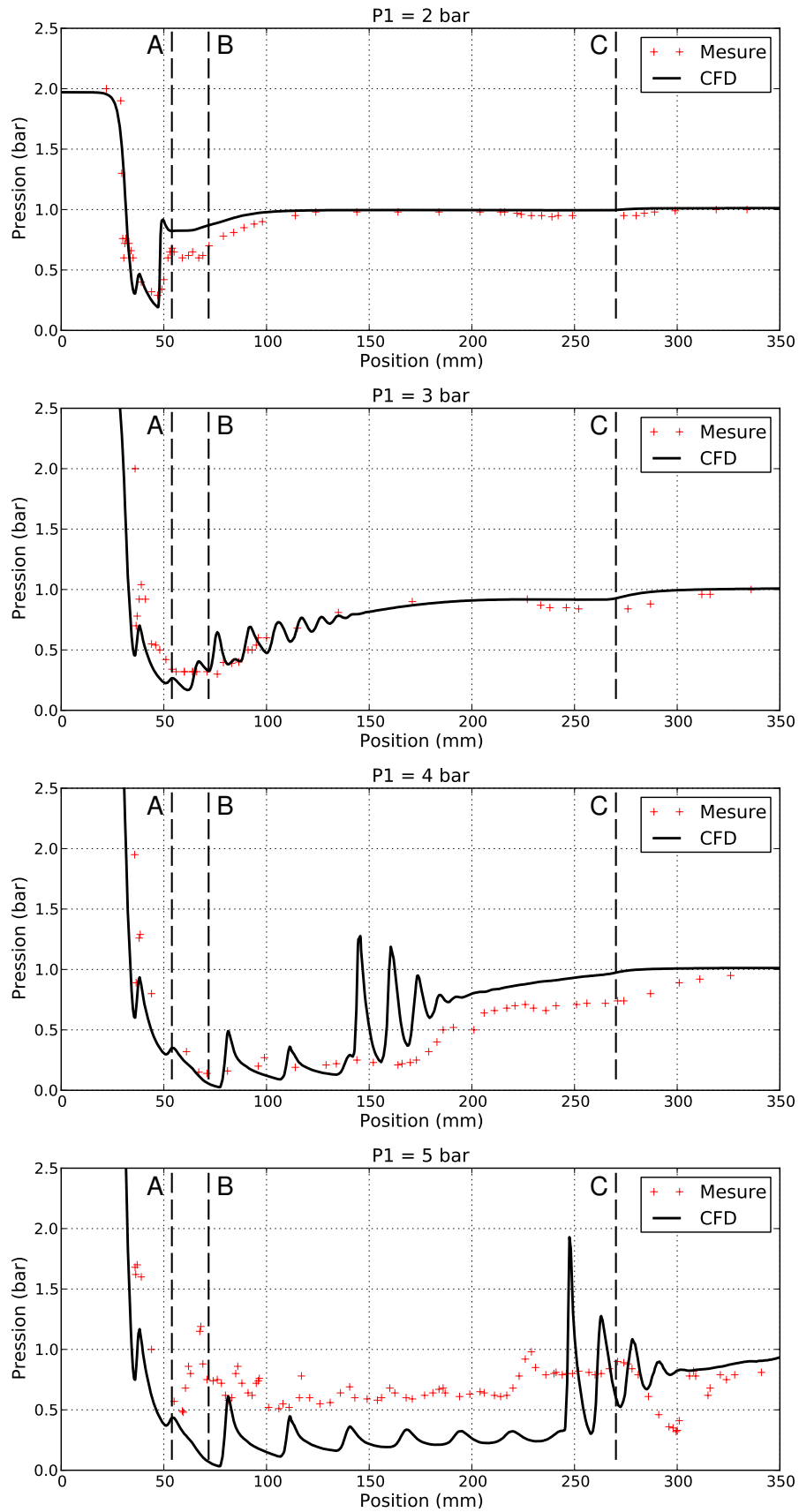


FIGURE 5.8 – Distributions axiales de la pression pour différentes valeurs de P_1
($A = 4$, $U = 0$)

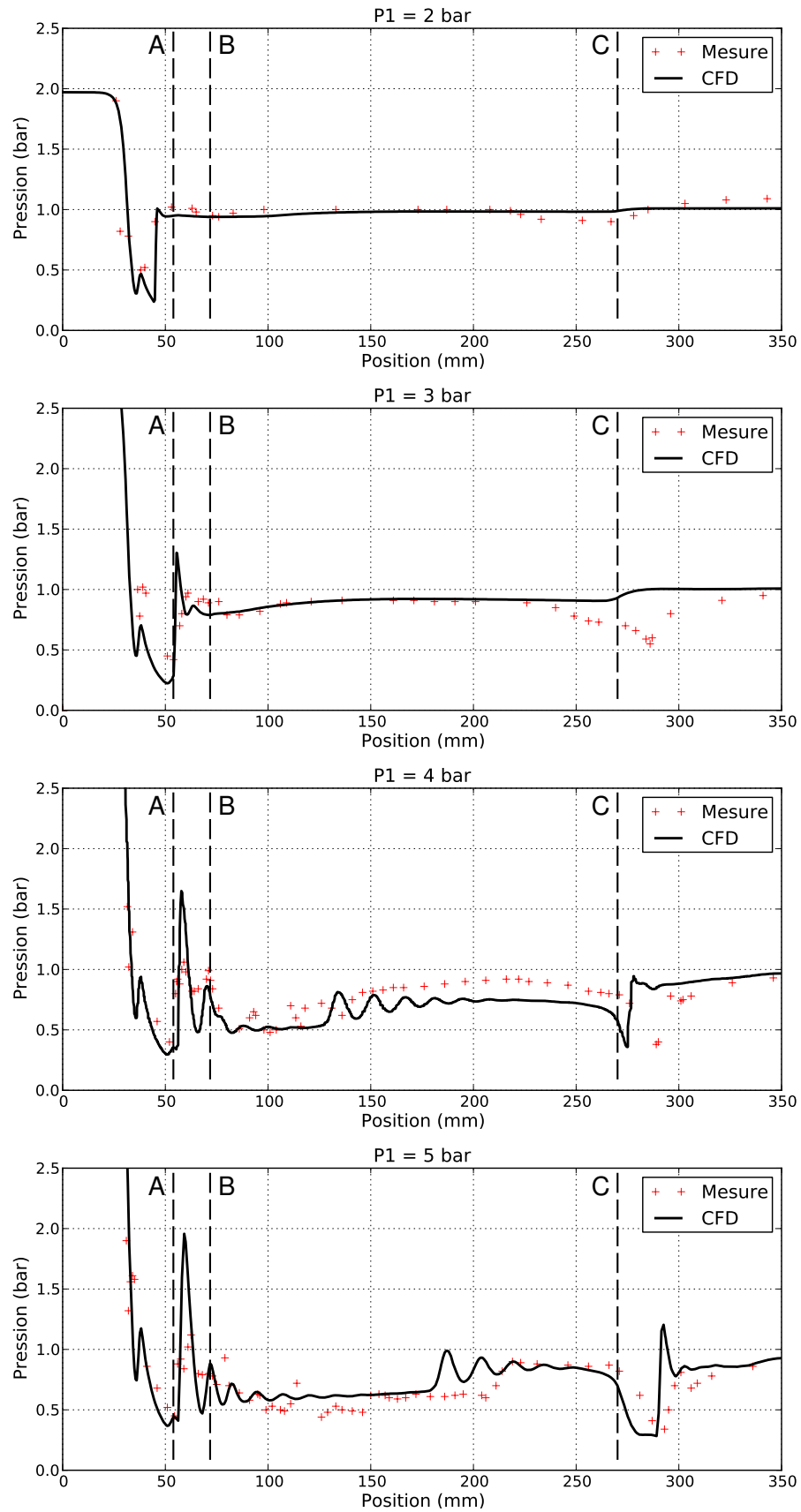


FIGURE 5.9 – Distributions axiales de la pression pour différentes valeurs de P_1
($A = 4$, $U \neq 0$)

5.4.1.3/ INFLUENCE DE LA SONDE DE PRESSION

Nous avons pu constater que la cohérence entre les prises de pression et les simulations numériques est parfois mise en défaut, notamment en ce qui concerne la détection des multiples variations de pression à la traversée des chocs obliques. Les résultats expérimentaux ne confirment pas non plus les simulations CFD qui prédisent, pour les pressions génératrices élevées, une recompression étalées sur de différents trains de chocs successifs.

Ces différences entre le numérique et l'expérimental peuvent provenir entre autre de la présence de la sonde qui perturbe sans doute de façon non négligeable le processus de recompression par chocs. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons comparé, comme pour l'éjecteur de rapport $A = 9$, la distribution axiale relevée expérimentalement avec deux distributions obtenues numériquement : l'une réalisée sans présence de la sonde dans l'éjecteur, l'autre obtenue en ayant insérée la sonde dans le domaine d'étude 3D. Cette comparaison est présentée sur la figure 5.10 pour un fonctionnement sans flux induit et une pression génératrice $P_1 = 4$ bar.

On constate que l'introduction de la sonde de pression affecte de manière significative le processus de recompression par chocs. L'intensité des chocs est fortement atténuée par la présence du capillaire. La formation du second train de chocs prédite par la simulation sans sonde n'apparaît plus sur la simulation avec sonde. Les résultats deviennent alors plus cohérents avec les mesures expérimentales réalisées avec le capillaire. On déplore toutefois un écart important entre la pression calculée et les mesures tout au long de la chambre de mélange.

L'effet de la sonde sur la structure de chocs est confirmé par les visualisations numériques du champ des iso-Mach obtenues sans et en présence du capillaire (Figure 5.11). Cette figure montre de façon qualitative la forte modification du train de chocs sous l'effet de l'intrusion de la sonde de pression.

On peut donc en déduire une forte influence de la présence de la sonde dans cette seconde série de résultats menés sur l'éjecteur de rapport géométrique $A = 4$. Cette influence, beaucoup plus prononcée que lors des essais menés avec l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$, peut s'expliquer tout d'abord par le taux d'obstruction plus important généré par la sonde à l'intérieur de la chambre de mélange de diamètre 16 mm. Une autre raison peut être trouvée dans la configuration même de l'écoulement qui s'établit aux pressions génératrices élevées.

En effet, le régime totalement supersonique avec amorçage supersonique de la tuyère secondaire semble être un régime peu stable. La structure de chocs qui prend place dans ce régime d'écoulement est très complexe et très sensible aux moindres perturbations causées dans l'écoulement.

Au final, les résultats expérimentaux et numériques obtenus avec cet éjecteur de rapport géométrique plus faible ($A = 4$ au lieu de 9) restent cohérents et intéressants. Ils permettent notamment de mettre en évidence l'apparition d'un régime d'écoulement supersonique sur la totalité de la chambre de mélange. La transition entre les régimes sans et avec amorçage supersonique de la tuyère secondaire sera confirmée au paragraphe suivant par les visualisations numériques et expérimentales de l'écoulement dans l'éjecteur.

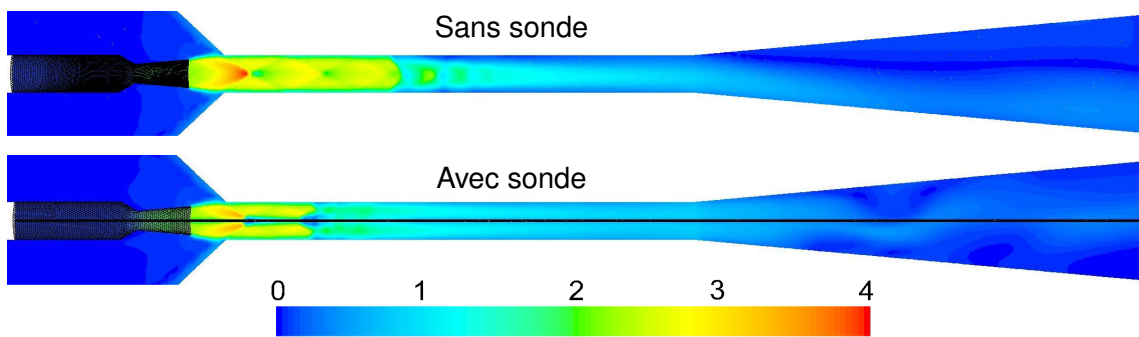


FIGURE 5.10 – Influence de la sonde de pression sur la structure de chocs
($A = 4$, $U = 0$, $P_1 = 4$ bar)

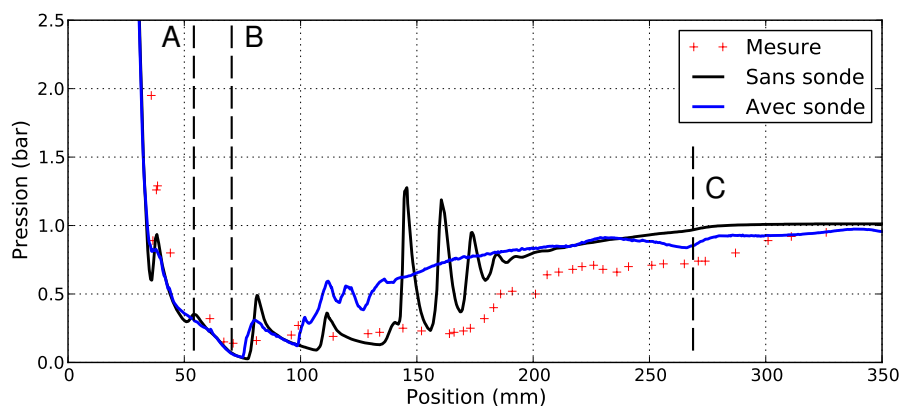


FIGURE 5.11 – Influence de la sonde de pression sur la distribution axiale de la pression
($A = 4$, $U = 0$, $P_1 = 4$ bar)

5.4.2/ VISUALISATION DE LA STRUCTURE DE CHOCS

5.4.2.1/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR SANS FLUX INDUIT

La visualisation de l'écoulement au sein de l'éjecteur et en particulier de la structure de chocs qui s'y installe peut être riche d'enseignements sur la compréhension des phénomènes mis en jeu.

La figure 5.12 regroupe les champs des iso-Mach issus de simulations CFD dans le cas d'un fonctionnement de l'éjecteur sans entrainement ($U = 0$). L'échelle nous donne une première information quant au nombre de mach maximal atteint dans l'écoulement qui peut atteindre la valeur de 4 peu après la sortie de la tuyère motrice.

Les visualisations confirment le désamorçage du régime supersonique dans cette tuyère pour la pression $P_1 = 2$ bar. Ce désamorçage est évité lorsque l'éjecteur est alimenté avec une pression de 3 bar. Un train de chocs obliques se forme en début de tuyère secondaire à travers lequel l'écoulement redevient subsonique dans la chambre de mélange. Le régime supersonique se développe à l'intérieur de cette chambre de mélange pour les pressions génératrices plus élevées. On observe ainsi, dès la pression de $P_1 = 4$ bar, que le train de chocs occupe presque la moitié de la longueur de la chambre de mélange. Il tend également dans cette zone à occuper toute la section de la chambre cylindrique. L'impression visuelle confirme également les évolutions axiales de la pression statique,

et notamment la formation de deux structures de chocs successives. Une première structure, comporta 3 chocs et ne modifie pas le régime d'écoulement. Le passage au régime subsonique s'effectue par le biais d'une seconde série de chocs qui s'atténuent et disparaissent avant la sortie de la chambre de mélange. L'écoulement est donc subsonique à l'entrée du diffuseur. Ce phénomène est amplifié lorsque la pression P_1 augmente jusqu'à 5 bar. La zone d'écoulement supersonique s'allonge considérablement dans la chambre du mélange pour atteindre quasiment la fin de cette chambre. Le passage au régime subsonique s'effectue là-aussi à travers un second train de chocs qui prend naissance avant l'entrée dans le diffuseur. Le régime d'écoulement n'est pas encore totalement supersonique dans la chambre de mélange. Cette observation est à rapprocher des travaux de [15] sur les éjecteurs à flux induit nul. Cet auteur prédit en effet l'amorçage d'un régime totalement supersonique lorsque la pression génératrice vaut :

$$P_{1am} = 1 + A \quad (5.1)$$

D'après cette relation, l'amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire aurait du se produire pour une pression $P_1 = 5$ bar avec notre éjecteur de rapport géométrique $A = 4$.

5.4.2.2/ FONCTIONNEMENT DE L'ÉJECTEUR AVEC FLUX INDUIT

La figure 5.13 est relative à un fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit. Conformément aux distributions axiales de la pression, la visualisation obtenue avec la pression $P_1 = 2$ bar montre un désamorçage du régime supersonique à travers un choc droit dans le divergent primaire. Pour la pression $P_1 = 3$ bar, l'écoulement est supersonique tout le long de la tuyère motrice. Un choc droit, suivi de quelques chocs obliques résiduels, se forment dans la section de sortie de la tuyère primaire. L'écoulement formé par le mélange des flux primaire et secondaire est donc subsonique dans la chambre de mélange. On parle alors de régime mixte, correspondant à un jet supersonique en sortie de tuyère motrice et à un flux induit qui reste subsonique même en se mélangeant avec le jet primaire.

A partir de 4 bar, ce régime évolue. Le mélange entre le flux primaire et le flux secondaire devient complexe. On constate que l'écoulement est supersonique au centre du tube de mélange mais reste subsonique près de la paroi du tube. Le train de chocs à la sortie de la tuyère primaire n'est plus très visible du fait de la faible intensité des chocs. L'essentiel de la recompression du mélange est réalisé à travers un choc quasi-droit à l'entrée du diffuseur qui occupe la totalité de la section. L'écoulement subit un décollement et redevient subsonique après ce choc. On peut considérer que le régime supersonique est amorcé dans la tuyère secondaire. Le régime mixte a donc laissé place à un régime totalement supersonique dans la chambre de mélange. La transition vers le régime subsonique s'effectue dans le diffuseur. Ce régime est également présent pour la pression $P_1 = 5$ bar, avec une intensification du choc dans le diffuseur et un décalage vers l'aval de sa position. On note également que ce choc quasi droit tend à se transformer en une série de chocs obliques.

En résumé, on retiendra que l'éjecteur avec flux induit est en régime subsonique pour des pressions faibles (inférieures à 2 bar). A partir de 3 bar, il fonctionne avec un régime mixte dans la chambre de mélange. Pour des pressions supérieures à 4 bar, l'éjecteur opère

avec un régime totalement supersonique dans la chambre de mélange avec présence de deux structures de chocs (en sortie de tuyère motrice et en entrée du diffuseur). On notera également, en comparant ces résultats avec ceux obtenus à flux induit nul, que l'aspiration et l'entraînement d'un flux secondaire favorisent l'amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire.

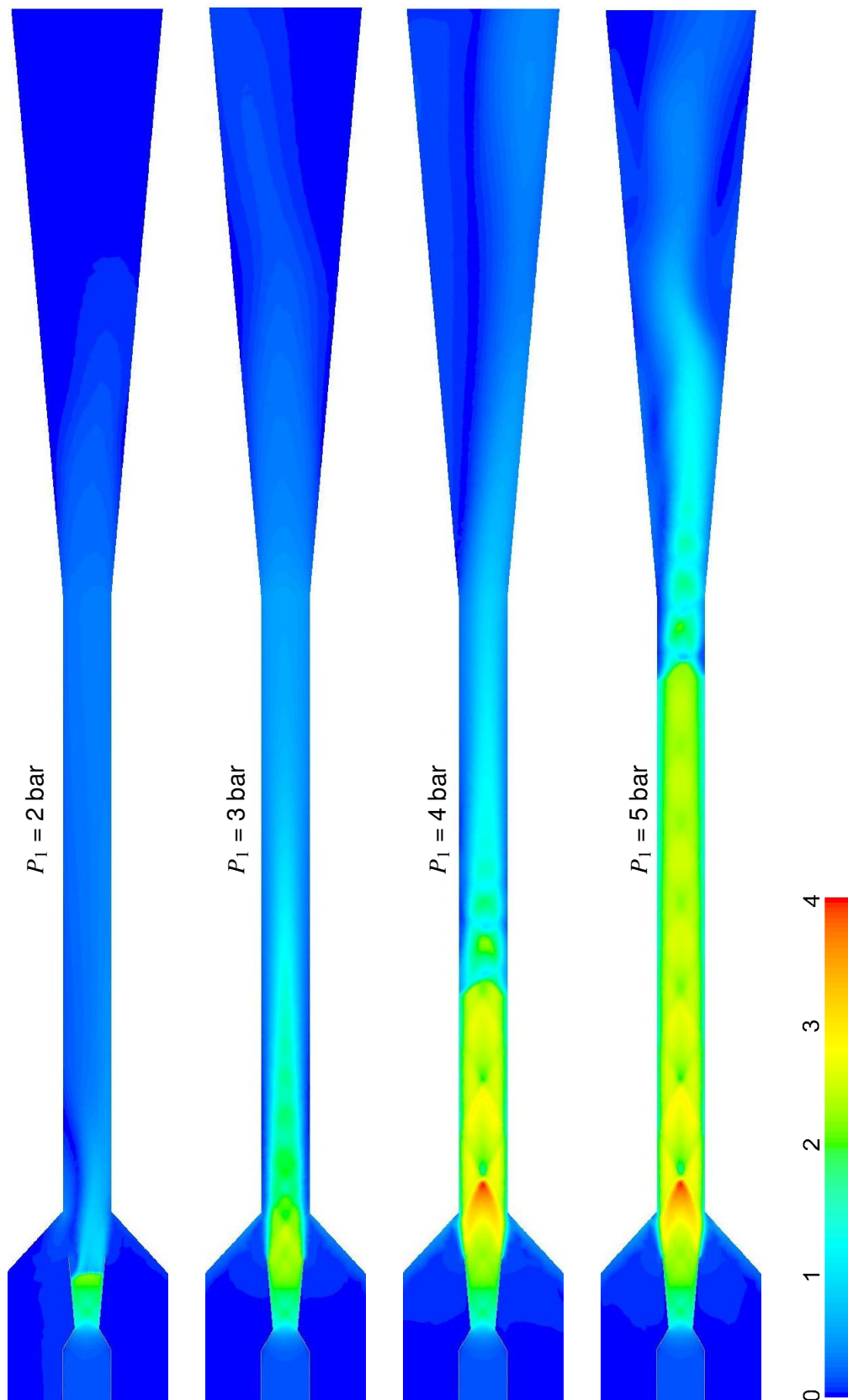


FIGURE 5.12 – Évolution des iso-Mach avec la pression P_1
($A = 4$, $U = 0$)

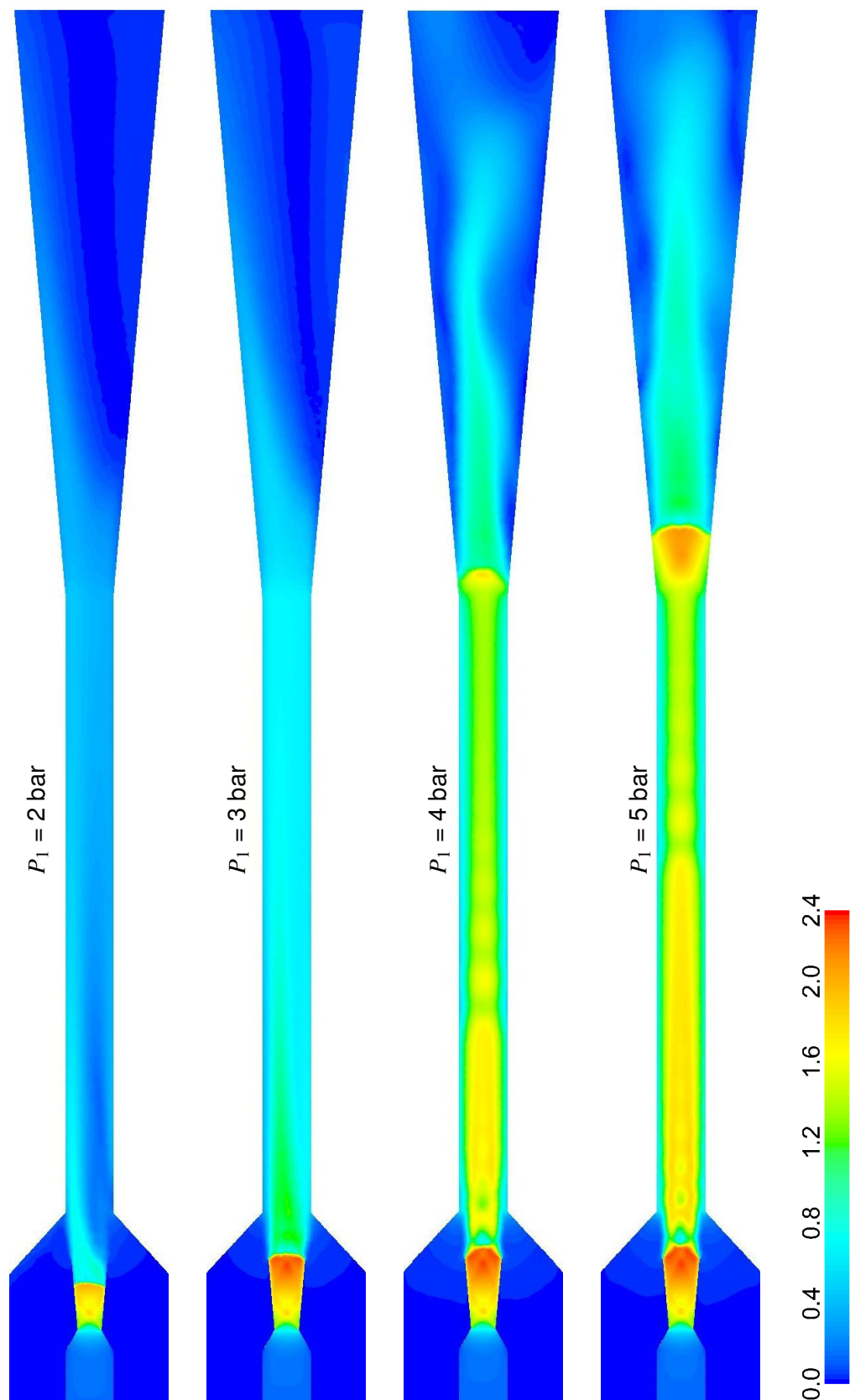


FIGURE 5.13 – Évolution des iso-Mach avec la pression P_1
($A = 4$, $U \neq 0$)

5.4.2.3/ COMPARAISON DES VISUALISATIONS NUMÉRIQUES ET EXPÉRIMENTALES

Les figures 5.14 et 5.15 présentent des comparaisons des visualisations numériques avec celles de l'écoulement par tomographie laser, respectivement pour des fonctionnements sans et avec entrainement de fluide secondaire. La pression d'alimentation en air primaire est $P_1 = 4$ bar. La visualisation d'ensemble de l'écoulement sur la totalité de la tuyère secondaire s'avérant peu exploitable, nous avons privilégié 3 régions d'écoulement pour cette confrontation numérique / expérimental. Nous avons également opté pour une représentation monochrome des iso-Mach afin de faciliter la comparaison visuelle avec les tomographies laser.

L'observation de la figure 5.14 ($U = 0$) amène les remarques suivantes :

- zone 1 : dans cette zone située immédiatement après la section de sortie de la tuyère primaire, les visualisations expérimentales et numériques montrent la présence de chocs obliques. Ce premier train de chocs est toutefois peu visible sur la tomographie laser. Cela peut s'expliquer par la faible intensité de ces chocs qui ne permet pas une production importante de traceurs naturels et donc un ensemencement de qualité.

- zone 2 : dans cette zone située au milieu de la chambre de mélange cylindrique, l'écoulement redevient subsonique à travers un second train de choc. Ce train de chocs, présent dans la représentation des iso-Mach et les distributions axiales de la pression obtenues numériquement, est également détecté par les visualisations laser. Un très bon accord est observé dans cette zone, tant au niveau du nombre que de la position des chocs.

- zone 3 : cette région, située à la fin de la chambre de mélange et à l'entrée du diffuseur, est caractérisée par un écoulement redevenu subsonique après le second train de chocs. Aucun choc n'apparaît donc sur les visualisations numériques et expérimentales.

Dans le cas d'un fonctionnement avec flux induit non nul (figure 5.15), on observe les points suivants :

- zone 1 : les visualisations numériques et expérimentales montrent, mais de façon peu évidente, la présence de chocs en sortie de tuyère motrice. Une réflexion lumineuse parasite vient de plus nuire à la visualisation du second choc oblique sur la visualisation laser.

- zone 2 : aucun choc n'est détecté tant numériquement qu'expérimentalement. Compte tenu des distributions de pression analysées précédemment, on peut supposer que l'écoulement est encore supersonique dans cette portion de la chambre de mélange.

- zone 3 : Les visualisations laser et CFD montrent toutes deux la formation d'un choc à l'entrée du diffuseur. Malgré un léger décalage en position, les résultats numériques et expérimentaux sont en très bon accord. On peut également noter sur l'image numérique que le choc n'est pas parfaitement droit du fait des effets de viscosité au sein de la couche limite le long de la paroi du diffuseur. A la traversée de ce choc quasi droit, l'écoulement redevient subsonique avant son éjection à la sortie du diffuseur.

D'une manière générale, on peut apprécier un très bon accord au moins qualitatif entre les visualisations réalisées par tomographie laser et les représentations des iso-Mach obtenues numériquement. Ce bon accord valide une nouvelle fois s'il en était besoin les calculs issus de nos simulations CFD.

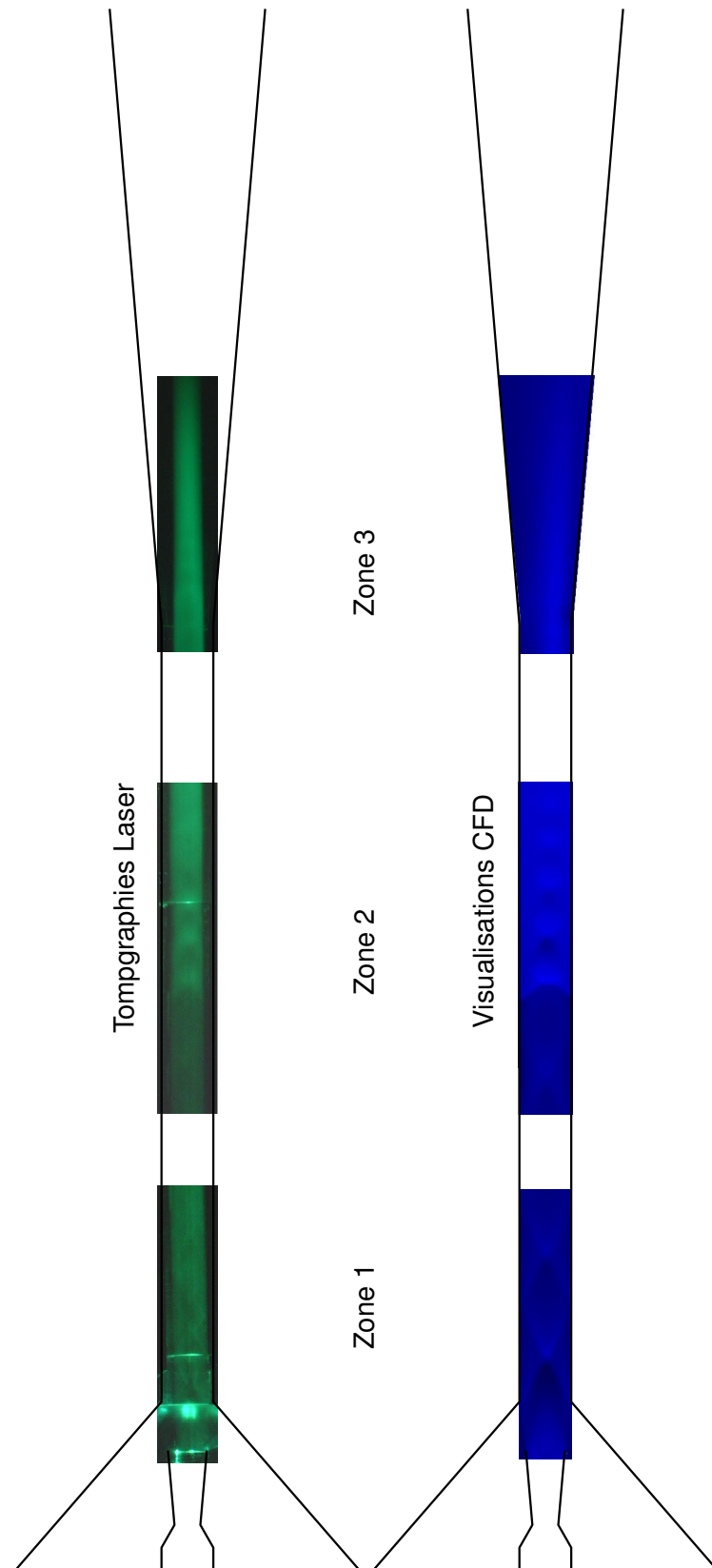


FIGURE 5.14 – Comparaison des visualisations numériques et expérimentales
($A = 4$, $U = 0$, $P_1 = 4$ bar)

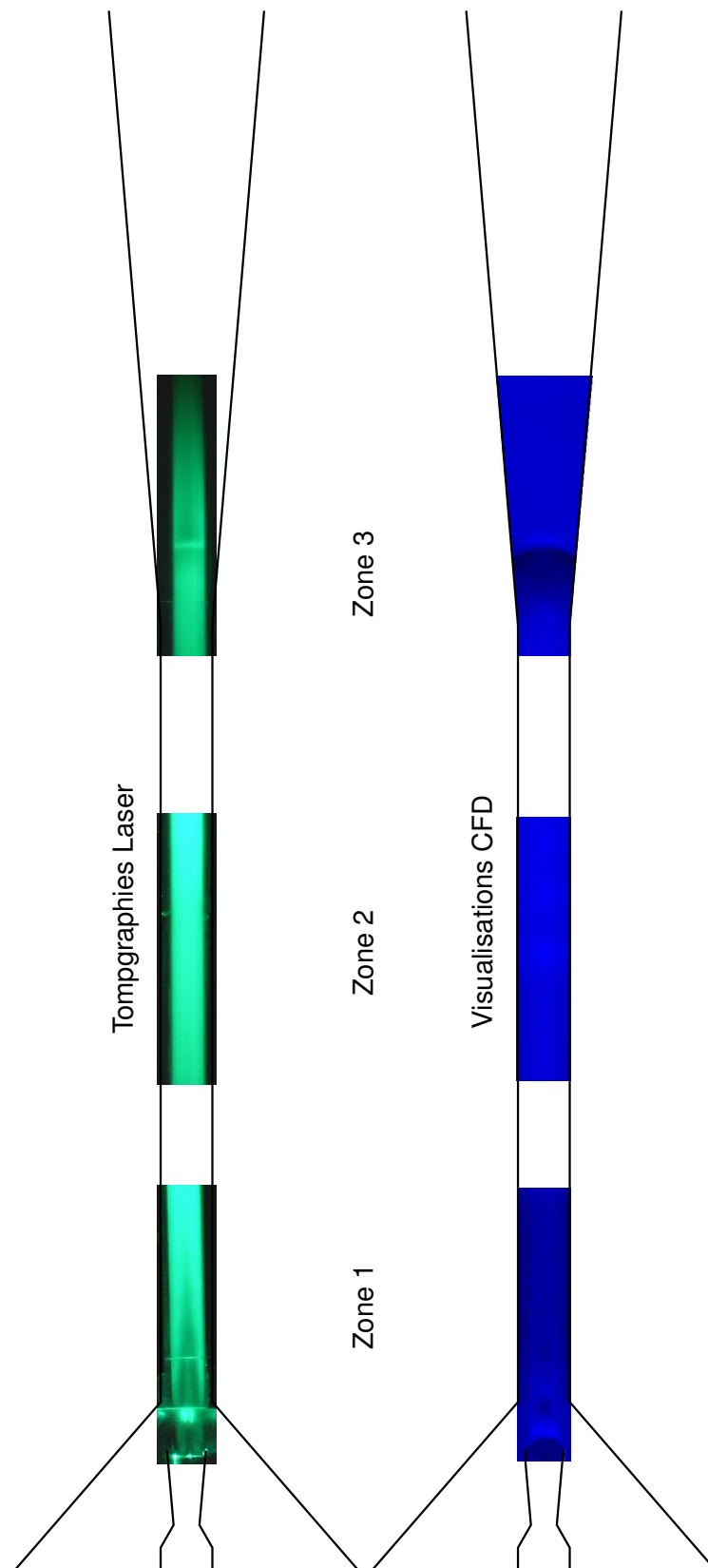


FIGURE 5.15 – Comparaison des visualisations numériques et expérimentales
($A = 4$, $U \neq 0$, $P_1 = 4$ bar)

Une dernière remarque concerne la qualité des images obtenues par tomographie laser. Cette qualité dépend essentiellement de la concentration de traceurs diffusants présents dans l'écoulement. Rappelons que ces traceurs (en l'occurrence de fines gouttelettes d'eau) sont produits naturellement par condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air alimentant l'éjecteur. Cette production est d'autant plus importante que les gradients de pression et l'intensité des chocs sont forts. Or, lorsque s'installe le régime avec amorçage supersonique de la tuyère secondaire comme c'est le cas sur la figure 5.15 par exemple, la recompression est répartie sur toute la longueur de la chambre de mélange et l'entrée du diffuseur. Les gradients de pression sont donc moins forts localement et la production de traceurs s'en trouve amoindrie.

5.4.3/ ANALYSE EXPÉRIMENTALE DES PERFORMANCES DE L'ÉJECTEUR

Comme nous l'avons souligné au chapitre 1, les critères de performance d'un éjecteur peuvent varier suivant son application et son mode de fonctionnement. Dans le cas d'un fonctionnement avec flux induit, le critère essentiel est le débit secondaire aspiré. Pour un éjecteur opérant sans flux induit, c'est la pression d'aspiration P_2 qui permet de caractériser les performances de l'éjecteur.

La figure 5.16 compare les évolutions du débit induit en fonction de la pression génératrice primaire P_1 obtenues expérimentalement pour les deux configurations géométriques d'éjecteur. On peut noter tout d'abord que les performances de l'éjecteur dépendent de manière significative du diamètre de la chambre de mélange. Pour la même tuyère génératrice et pour les mêmes conditions de pression d'alimentation, les débits induits sont nettement plus importants avec l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$ qui offre une section de passage plus conséquente. Pour ce type d'éjecteur, fonctionnant en régime mixte (sans amorçage supersonique de la tuyère secondaire) lors de nos essais, le débit induit m_2 augmente de façon monotone mais non linéaire avec la pression d'alimentation P_1 . Cette augmentation est plus prononcée aux faibles valeurs de la pression P_1 . Par exemple, le débit aspiré augmente d'environ 30 % entre $P_1 = 2$ bar et $P_1 = 3$ bar alors que le gain en débit est de seulement 8 % lorsque P_1 passe de 4 à 5 bar.

Les résultats obtenus avec l'éjecteur de rapport géométrique $A = 4$ montrent quant à eux une augmentation du débit aspiré avec la pression P_1 jusqu'à une valeur maximale atteinte pour $P_1 = 3,5$ bar lors de nos essais. Cette figure révèle donc l'existence de conditions optimales pour l'entraînement de flux secondaire. Il est intéressant de remarquer que ces conditions correspondent à l'amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire. Une fois ce régime amorcé, l'augmentation de la pression d'alimentation P_1 conduit à une diminution des capacités de l'éjecteur à aspirer et à entraîner un flux secondaire.

La figure 5.17 est relative à un fonctionnement sans flux induit. Elle compare les évolutions de la pression P_2 régnant dans la chambre de tranquillisation secondaire en fonction de la pression primaire P_1 . On constate que c'est l'éjecteur présentant le rapport géométrique A le plus faible qui permet d'atteindre les pressions d'aspiration les plus basses dans la chambre de tranquillisation secondaire. Pour l'éjecteur de rapport $A = 9$, la pression d'aspiration P_2 décroît fortement quand la pression génératrice augmente. Cette diminution quasi-linéaire traduit une augmentation de la dépression donc des performances de l'éjecteur à créer le vide dans la chambre de tranquillisation secondaire. On note que, si pour une pression génératrice P_1 de 2 bar cette dépression est faible (de

l'ordre de 0,9 bar), elle atteint par contre 0,4 bar lorsque la pression d'alimentation est de 5 bar. Pour l'éjecteur de rapport $A = 4$, l'évolution de la pression d'aspiration avec la pression d'alimentation P_1 confirme les résultats obtenus précédemment avec flux induit. On observe en effet l'apparition d'une valeur minimale de la pression P_2 pour une pression génératrice P_1 de 3,5 bar correspondant aux conditions d'amorçage de la tuyère secondaire. Passé cette valeur optimale de la pression génératrice primaire, les capacités de l'éjecteur à créer le vide se trouvent dégradées.

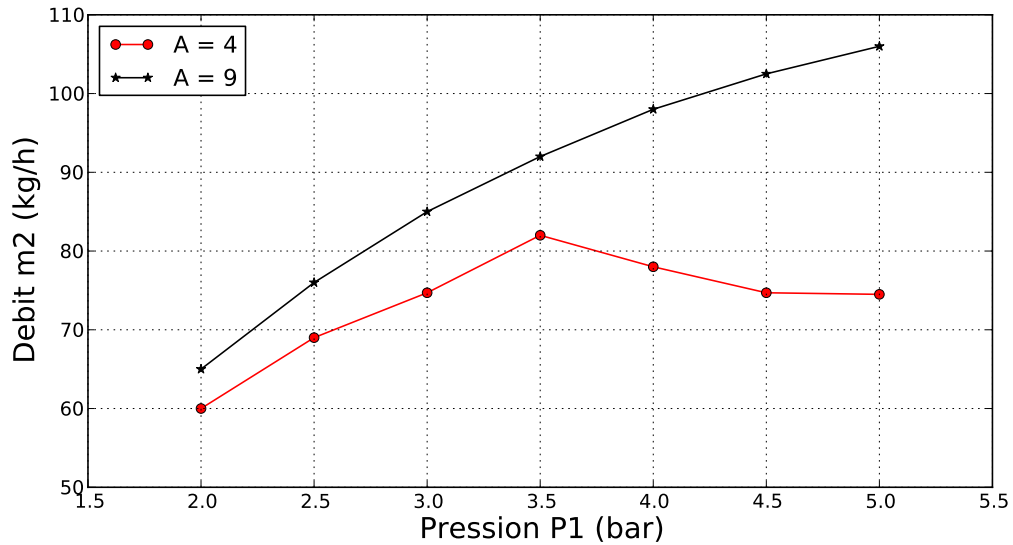


FIGURE 5.16 – Évolutions expérimentales du débit induit en fonction de P_1 ($U \neq 0$)

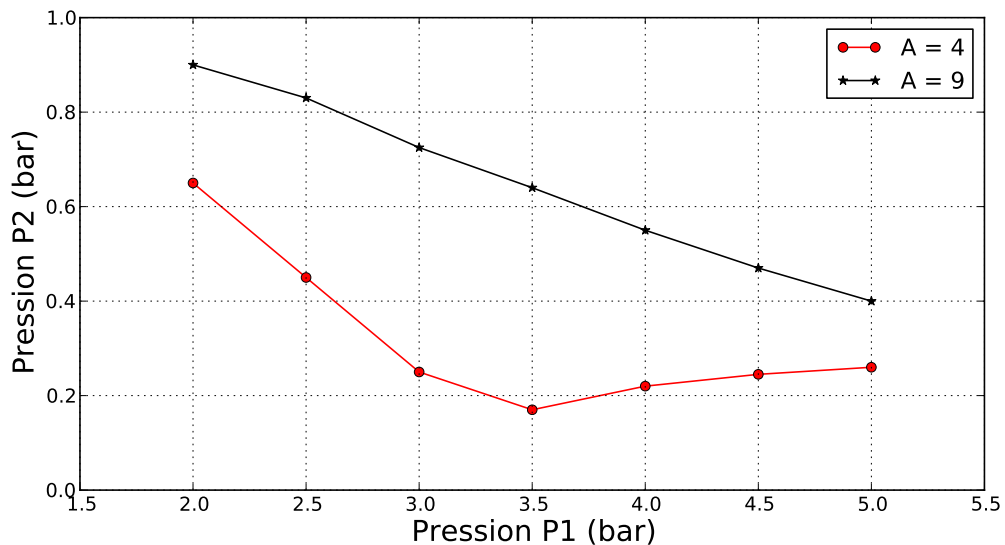


FIGURE 5.17 – Évolutions expérimentales de la pression d'aspiration P_2 en fonction de P_1 ($U = 0$)

Pour tenter d'expliquer cette dégradation des performances après l'amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire, nous avons comparé sur la figure 5.18 deux visualisations numériques du jet primaire dans la région d'entrée de la chambre de mélange cylindrique. Ces visualisations sont issues de simulations CFD réalisées avec l'éjecteur de rapport $A = 4$ fonctionnant avec entrainement d'air induit. Deux pressions d'alimentation, correspondant respectivement aux conditions optimales ($P_1 = 3,5$ bar) et à des conditions dégradées ($P_1 = 5$ bar) sont considérées. Nous observons pour la pression de 5 bar un fort épanouissement du jet supersonique en sortie de tuyère motrice. Cet épanouissement provoque une restriction de la section de passage de l'air induit et donc une limitation du débit aspiré. Ce phénomène de blocage n'est pas détecté, dans nos conditions limites de pression primaire, sur l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$. D'après les travaux de [Matsuo], un tel blocage devrait apparaître pour des pressions P_1 de l'ordre de 10 bar.

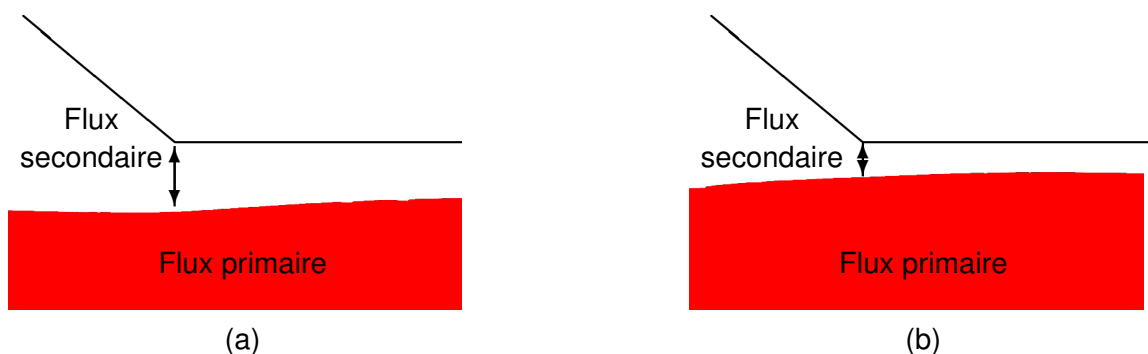


FIGURE 5.18 – Visualisations CFD du jet en sortie de tuyère motrice ($A = 4$, $U \neq 0$)
a- $P_1 = 3.5$ bar, b- $P_1 = 5$ bar

5.4.4/ CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté une analyse de l'écoulement dans l'éjecteur et plus particulièrement du processus de recompression par chocs qui s'installe dans la tuyère secondaire. En réalisant cette étude avec deux géométries d'éjecteur, nous avons pu explorer différents régimes d'écoulement compatibles avec notre banc d'essai. Cette investigation a été conduite numériquement et expérimentalement. Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du modèle CFD 3D incluant la chambre de tranquillisation avec ses trois orifices d'entrée d'air secondaire. Les résultats expérimentaux sont issus de visualisations de l'écoulement par tomographie laser et de mesures de la pression statique le long de l'axe de l'éjecteur relevées avec la sonde spécifiquement développée à cet effet.

Globalement, un bon accord a été observé entre les mesures expérimentales de la pression le long de la tuyère secondaire et les résultats prédits par simulation numérique. Certains écarts entre l'expérimental et le numérique ont pu être expliqués par la présence dans l'écoulement de la sonde de pression, notamment pour le régime d'écoulement avec amorçage supersonique de la tuyère secondaire. Dans ce cas, les structures de chocs obliques qui prennent place dans la chambre de mélange sont plus fortement affectées par le tube capillaire constituant la sonde.

Par ailleurs, les visualisations numériques de l'écoulement (représentations des iso-Mach) et les visualisations par tomographie laser sont venues compléter et confirmer les principaux résultats déduits des distributions axiales de la pression. Elles ont permis notamment de visualiser la transition entre les régimes sans et avec amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire. La bonne cohérence entre les divers résultats (distributions numériques et expérimentales de la pression, tomographies laser, champs des iso-Mach) est une nouvelle fois à souligner.

Enfin, une rapide analyse expérimentale des performances de l'éjecteur a confirmé l'influence du régime d'écoulement sur les capacités d'aspiration et d'entraînement en flux secondaire. Elle a en particulier montré l'existence de conditions optimales lorsque le phénomène d'amorçage supersonique de la tuyère secondaire prend place.

MÉLANGE ET INSTABILITÉS

Ce chapitre traite du processus de mélange et des instabilités qui prennent place dans l'éjecteur. La qualité du mélange est analysée numériquement par deux approches. La première consiste à suivre l'évolution des distributions radiales de la vitesse le long de la chambre de mélange. La seconde repose sur l'observation du développement de l'énergie cinétique turbulente dans le but de nous renseigner sur les zones d'interaction entre les deux flux primaire et secondaire. La seconde partie de ce chapitre traite des instabilités de l'écoulement mises en évidence expérimentalement par des visualisations par tomographie laser pulsé. Une tentative de modélisation de ces instabilités via une étude CFD par LES (Large Eddy Simulation) est abordée.

6.1/ ÉTUDE DU MÉLANGE DES FLUX MOTEUR ET INDUIT

6.1.1/ DISTRIBUTIONS RADIALES DE LA VITESSE

Un des critères de performance des éjecteurs porte sur leur capacité à mélanger rapidement les flux moteur et induit. Même si la littérature sur les éjecteurs propose un certain nombre d'études traitant de l'amélioration du processus de mélange soit par des méthodes passives [97, 98], soit par des méthodes actives [99, 100], il reste encore difficile d'évaluer la qualité d'un mélange. L'analyse de ce processus repose souvent sur la visualisation qualitative de l'écoulement [101, 36]. Il est possible également de suivre l'évolution du profil radial de la vitesse le long de la chambre de mélange de l'éjecteur [26]. L'analyse des profils de vitesse et notamment de leurs éventuelles discontinuités nous renseigne sur l'interaction entre les deux écoulements.

Nous avons utilisé cette approche au cours de nos travaux afin d'examiner le processus de mélange au sein de notre éjecteur. La figure 6.1 compare donc les distributions radiales de la vitesse obtenues numériquement lors d'un fonctionnement avec flux induit de l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$. Les quatre graphiques correspondent respectivement aux pressions génératrices de 2, 3, 4 et 5 bar. Les profils de vitesse couvrent toute la section de la chambre de mélange de diamètre 24 mm. Les positions A, B, C, D et E correspondent respectivement aux abscisses 40, 70, 200, 308 et 538 mm le long de la chambre de mélange. On rappelle que l'abscisse 40 mm correspond à la sortie de la tuyère primaire, l'abscisse 70 mm à l'entrée de la chambre de mélange, l'abscisse 308 mm à sa sortie et enfin que l'abscisse 538 mm correspond à la section de sortie de l'éjecteur.

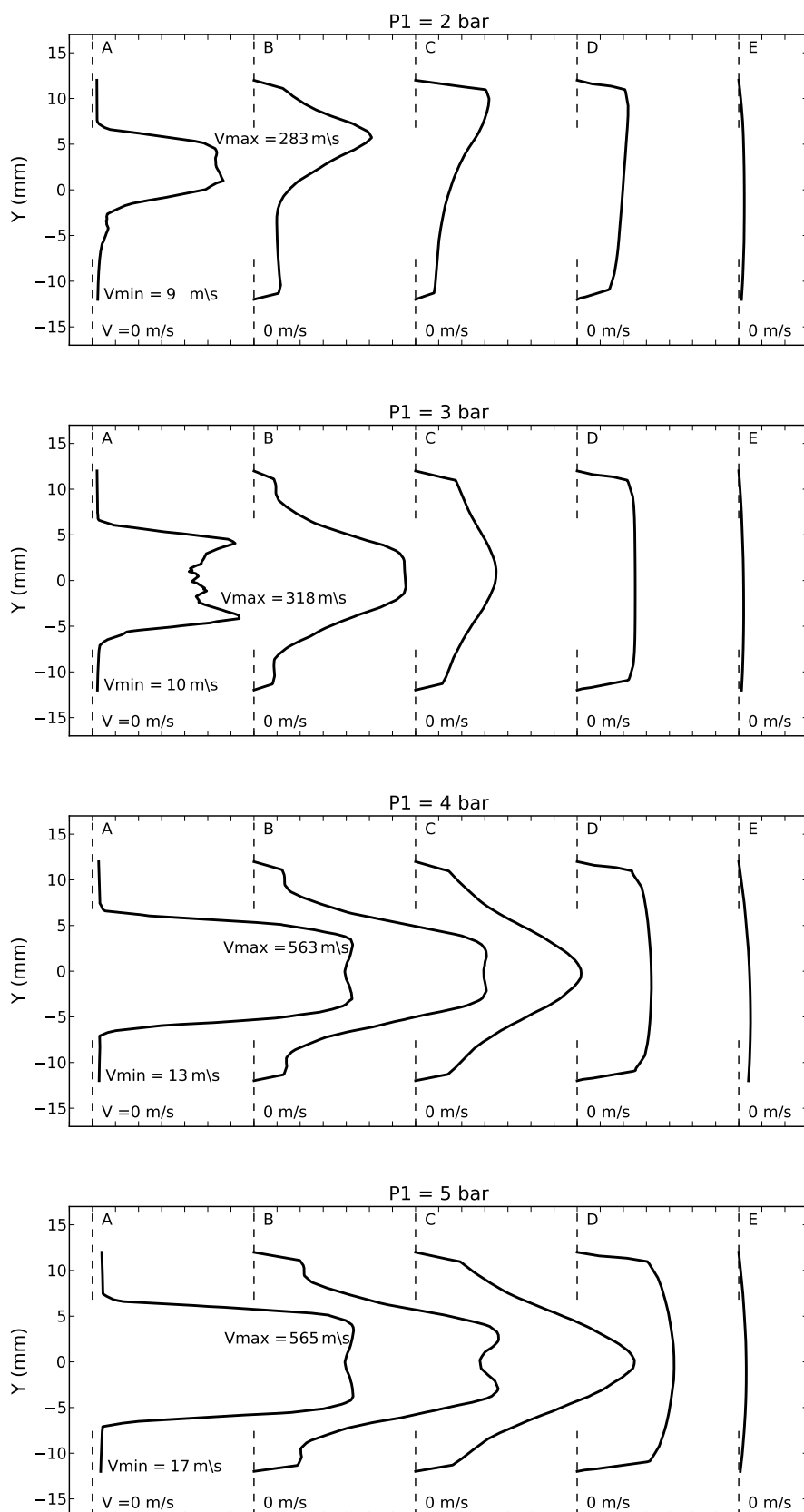


FIGURE 6.1 – Évolution des distributions radiales de la vitesse le long de la chambre de mélange pour différentes pressions P_1 ($A = 9$, $U \neq 0$)

Pour la pression génératrice $P_1 = 2$ bar, le profil radial en sortie de tuyère motrice est non uniforme. La vitesse est maximale (de l'ordre de 283 m/s) au cœur de l'écoulement correspondant au jet primaire débouchant de la tuyère motrice. On peut noter une légère dissymétrie du profil par rapport à l'axe de l'éjecteur. Le flux induit en périphérie de ce jet est caractérisé par une vitesse faible n'excédant pas environ 9 m/s.

La dissymétrie du profil radial s'estompe au fur et à mesure que l'écoulement progresse dans la chambre de mélange et que celui-ci s'opère entre les flux primaire et secondaire. La distribution radiale de la vitesse est quasiment uniforme en sortie de cette chambre (abscisse D), ce qui semble témoigner d'un mélange complet entre les deux flux. Le diffuseur décélère ensuite ce mélange qui est refoulé à une vitesse d'environ 68 m/s. Lorsque que l'éjecteur est alimenté avec une pression $P_1 = 3$ bar, les vitesses respectives des flux primaire et secondaire augmentent fort logiquement. Au niveau de la section A, on peut noter de fortes singularités sur la distribution de vitesse près de l'axe de l'éjecteur, sans doute dues à la présence d'un choc oblique. On constate également que la dissymétrie du profil observée à pression P_1 plus faible a disparu. Le profil de vitesse obtenu dans la section D montre que le mélange est complètement réalisé en fin de chambre de mélange.

Les résultats obtenus en augmentant la pression génératrice primaire à 4 puis 5 bar confirment ces observations. La vitesse du flux induit continue à augmenter régulièrement. Par contre, la vitesse du jet primaire en sortie de tuyère motrice tend à se stabiliser à une valeur proche de 565 m/s. Pour toutes les pressions primaires testées, le mélange des flux primaire et secondaire semble totalement réalisé en fin de chambre de mélange. Cette chambre remplit donc parfaitement son rôle. Le diffuseur se contente ensuite de décélérer le mélange avant son refoulement à l'atmosphère.

Il apparaît de cette première analyse que l'évolution de la distribution radiale de la vitesse peut informer sur le processus de mélange dans l'éjecteur. Ces distributions permettent également de détecter d'éventuelles dissymétries du jet. Elles viennent confirmer les observations issues de l'analyse des champs des iso-Mach présentés au chapitre 5.

6.1.2/ ÉVOLUTION DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE LE LONG DE LA CHAMBRE DE MÉLANGE

L'interaction du jet supersonique avec le flux secondaire qui est entraîné avec une vitesse plus faible crée une couche limite entre les deux écoulements. Cette couche limite appelée couche limite de mélange est caractérisée par un fort cisaillement. Ce cisaillement délimite les zones non mélangées des zones mélangées. Il a été l'objet de plusieurs études dans le domaine des écoulements compressibles. Ce cisaillement étant le siège de forte production d'énergie cinétique de turbulence k , nous avons donc suivi l'évolution de cette énergie le long de la chambre de mélange de l'éjecteur. Les résultats présentés sur la figure 6.2 concernent trois valeurs de la pression génératrice (3, 4 et 5 bar). Les positions A, B, C et D correspondent respectivement aux abscisses 40 mm (sortie de tuyère motrice), 70 mm (entrée de la chambre de mélange), 150 et 200 mm (à l'intérieur de la chambre de mélange).

Les résultats obtenus pour les 3 pressions P_1 considérées sont comparables. Ils mettent tous en évidence un profil radial de l'énergie cinétique turbulente « à double lobes » en sortie de tuyère motrice notamment. Ces maximums d'énergie, qui augmentent avec la pression P_1 , correspondent aux zones de cisaillement entre les flux moteur et induit. Dans

cette section A, l'énergie cinétique turbulente est nettement plus faible et homogène sur l'axe de l'éjecteur et en périphérie de tube de mélange. Ces deux régions correspondent respectivement au jet primaire et au flux secondaire qui ne subissent pas d'interaction entre eux. A noter que la singularité observée au niveau de l'axe sur le profil de l'énergie turbulente pour la pression P_1 de 4 bar doit sans doute être attribuée au choc oblique qui se forme à cette pression en sortie de tuyère motrice. Dans la section B confondue avec l'entrée de la chambre de mélange cylindrique, ces zones à faible énergie turbulente tendent à se rétrécir. La zone d'interaction entre les deux flux s'élargit donc au fur et à mesure que l'écoulement progresse dans la chambre de mélange.

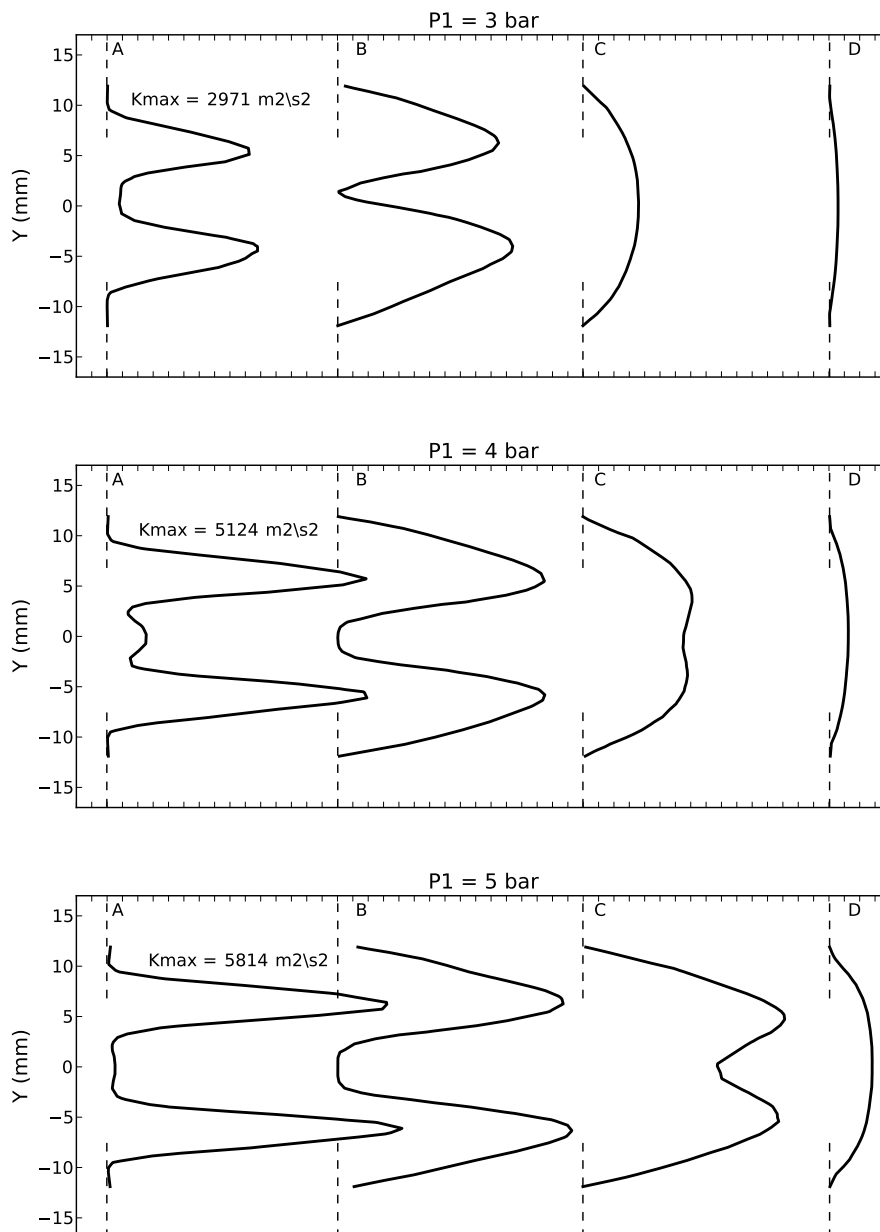


FIGURE 6.2 – Évolution des distributions radiales de l'énergie cinétique turbulente le long de la chambre de mélange pour différentes pressions P_1 ($A = 9$, $U \neq 0$)

Le profil relatif à la section C confirme l'élargissement de cette zone d'interaction. Pour la pression P_1 de 3 bar, la distribution de l'énergie turbulente présente une forme parabolique. Les profils relatifs aux pressions plus élevées ($P_1 = 4$ et 5 bar) conservent encore leur forme en «double lobes». Cependant, l'ensemble des résultats à cette section montre que la production de l'énergie turbulente s'est très nettement accrue au cœur de l'écoulement.

Enfin, les résultats obtenus au niveau de la section D montrent des distributions radiales de l'énergie de turbulence sensiblement uniformes et de faible intensité. Cela prouve que le cisaillement entre les deux flux a presque disparu et semble indiquer que le mélange est presque achevé.

En complément aux distributions radiales de l'énergie cinétique de turbulence k , la figure 6.3 présente les champs de cette grandeur dans la chambre de mélange pour les trois valeurs de la pression génératrice primaire considérées. Ces représentations permettent de visualiser les zones à forte interaction caractérisées par une énergie turbulente élevée. On constate aussi très nettement l'évolution de ces zones et l'augmentation de l'énergie turbulente au fur et à mesure que la pression d'alimentation P_1 augmente.

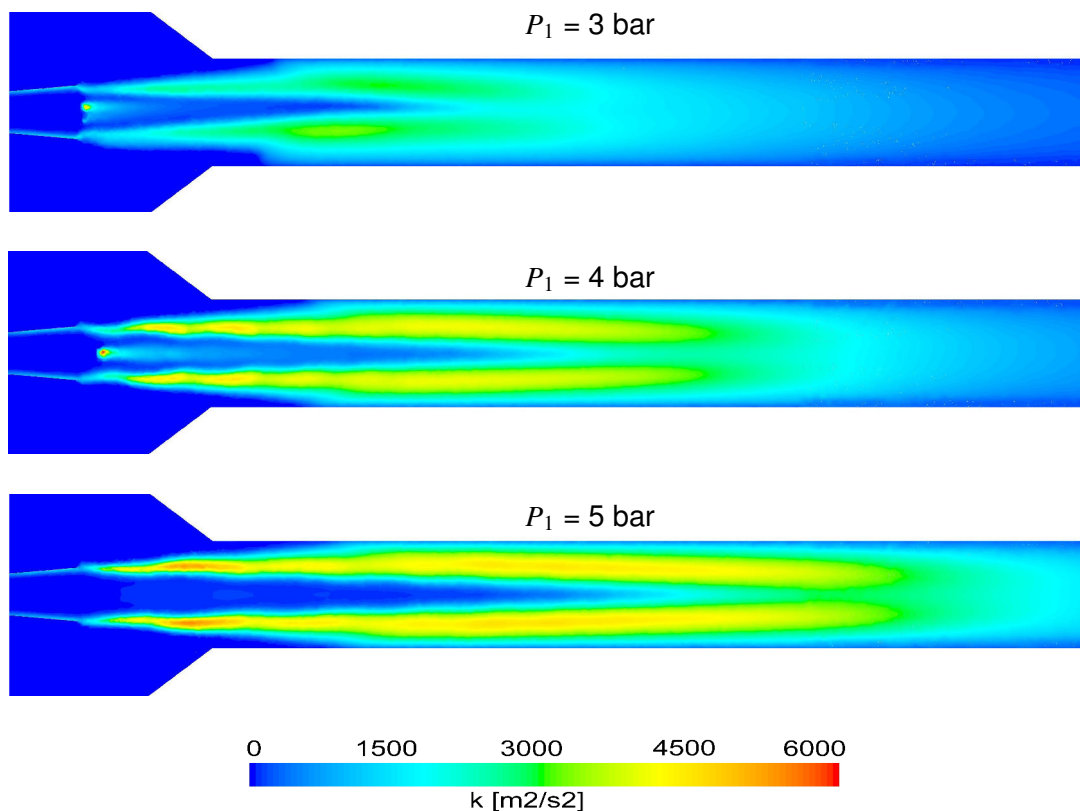


FIGURE 6.3 – Champs de l'énergie cinétique turbulente pour différentes pressions P_1 ($A = 9$, $U \neq 0$)

La figure 6.3 permet aussi la visualisation de la zone non mélangée, à savoir la région d'écoulement constituée uniquement par le jet primaire. Cette portion du jet primaire ne subit pas d'interaction avec le flux induit. Elle est donc le siège d'énergie cinétique turbulente faible et apparaît en couleur bleue sur ces images. Les résultats numériques obtenus montrent un allongement de cette zone avant mélange complet lorsque la pression P_1 augmente.

Il est intéressant de confronter ces représentations de l'énergie cinétique turbulente avec des visualisations expérimentales de l'écoulement. La figure 6.4 propose cette comparaison dans le cas d'une pression génératrice primaire de 4 bar. La visualisation expérimentale présentée ici a été réalisée sur le banc d'essai du laboratoire au cours d'une étude précédente [40]. Elle a été obtenue par tomographie laser en introduisant des traceurs dépolarisants dans le flux induit. La région d'écoulement marquée par ces traceurs diffusants apparaît donc en clair sur la photographie. Par contre, la zone centrale qui apparaît en sombre, correspond à la portion de flux primaire qui ne s'est pas mélangée avec le flux induit. La longueur de cette zone d'écoulement représente donc la longueur nécessaire au mélange complet entre les deux flux. En comparant cette image avec le champ d'énergie cinétique turbulente obtenu par CFD, on constate un bon accord visuel entre cette zone sans mélange et la région caractérisée par une faible valeur de k . La corrélation entre ces deux zones semble se confirmer.

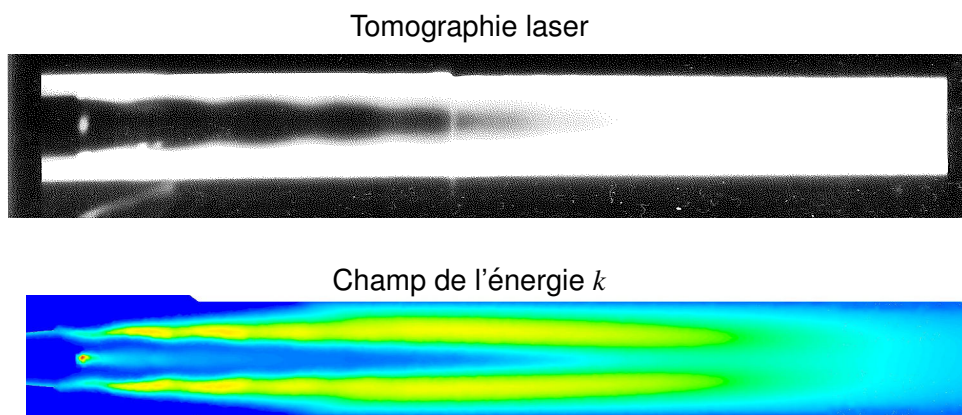


FIGURE 6.4 – Tomographie laser [40] vs champ de l'énergie cinétique turbulente ($A = 9$, $U \neq 0$, $P_1 = 4$ bar)

Il semble toutefois difficile d'aller plus loin dans la comparaison entre ces deux zones car les grandeurs visualisées expérimentalement et numériquement ne sont pas les mêmes. Ainsi, la zone qui apparaît en jaune sur la visualisation numérique représente la région de couche de mélange turbulente. Il est fort probable qu'une partie de cette zone n'est pas ou très peu ensemencée par les traceurs diffusants introduits dans le flux induit et n'est donc pas correctement visualisée expérimentalement.

La figure 6.5 présente l'évolution de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe de l'éjecteur. Cette distribution, obtenue numériquement, est relative à une pression génératrice primaire $P_1 = 5$ bar. Elle montre une zone d'écoulement située en sortie de tuyère primaire où la production d'énergie turbulente reste faible. Cette zone est donc à rapprocher de la zone sans mélange visualisée expérimentalement. Lorsque les deux flux interagissent en se mélangeant, cela se traduit par une augmentation de l'énergie

cinétique turbulente. Cette augmentation est clairement visible à partir de l'abscisse de 130 mm. L'énergie turbulente est alors multipliée par un facteur 4 sur une distance d'écoulement de 20 mm.

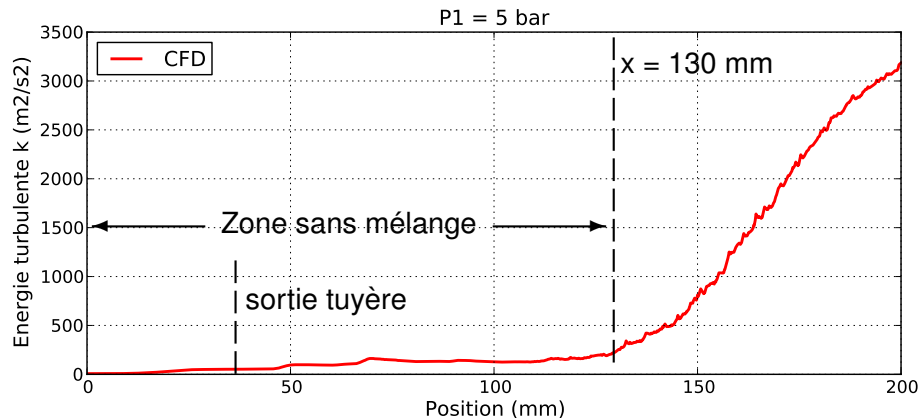


FIGURE 6.5 – Distribution de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe de l'éjecteur ($A = 9$, $U \neq 0$, $P_1 = 5 \text{ bar}$)

En conclusion, il apparaît que l'analyse de l'évolution du profil d'énergie cinétique turbulente le long de la chambre de mélange puisse nous renseigner quant au processus de mélange entre les flux primaire et secondaire. Toutefois, il semble difficile de pouvoir conclure définitivement quant à la fiabilité de ce critère pour caractériser le mélange. De même, les conclusions que l'on est tenté de tirer de l'analyse des profils radiaux de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente sont souvent contradictoires. Par exemple, l'analyse des profils de l'énergie turbulente à la pression $P_1 = 4 \text{ bar}$ (figure 6.2) semble indiquer que le mélange entre les flux primaire et secondaire est complètement réalisé à l'abscisse $X = 200 \text{ mm}$. Pour cette même pression, le profil de vitesses obtenu à cette section (figure 6.1) est loin d'être uniforme et semble plutôt montrer que le mélange n'est pas totalement réalisé.

Par contre, l'évolution de l'énergie cinétique turbulente semble nous renseigner correctement sur la zone sans mélange. Les résultats obtenus en comparant les champs de cette grandeur aux visualisations expérimentales sont en effet en bon accord.

Une analyse plus poussée s'appuyant en particulier sur des résultats expérimentaux est donc nécessaire pour pouvoir conclure quant au critère le plus judicieux pour caractériser le mélange dans l'éjecteur.

6.2/ ÉTUDE DES INSTABILITÉS DE L'ÉCOULEMENT

6.2.1/ OBSERVATION EXPÉRIMENTALE

Les visualisations de l'écoulement dans l'éjecteur réalisées par tomographie en utilisant un éclairage laser pulsé (laser Nd Yag) ont révélé de fortes instabilités de l'écoulement.

La figure 6.6 présente une image de l'écoulement dans la chambre de mélange obtenue en alimentant la tuyère motrice avec de l'air sec et en introduisant des traceurs diffusants dans le flux induit. Cette visualisation met en évidence les fluctuations provoquées par les

structures turbulentes présentes au sein des zones de mélanges. Ces structures turbulentes viennent perturber l'extrémité de la zone sans mélange, provoquant ainsi de fortes instabilités du jet supersonique en sortie de tuyère motrice comme le montrent les visualisations de la figure 6.7 réalisées sur notre banc d'essai lors d'une étude précédente [39].

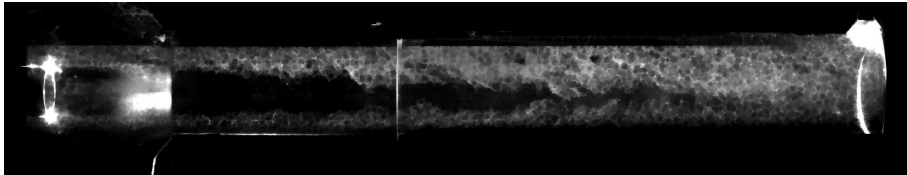


FIGURE 6.6 – Visualisation de l'écoulement par tomographie laser pulsé ($P_1 = 6$ bar)

Cette figure montre en effet une succession de trois images relatives aux mêmes conditions de fonctionnement de l'éjecteur. Chaque image correspond à une impulsion laser de 15 ns et l'intervalle de temps entre deux images est de 0,1 s. Cette série de visualisations met clairement en évidence le caractère fluctuant et instable de la zone sans mélange, notamment de son extrémité. Ces instabilités jouent sans doute un rôle important dans le processus de mélange entre les flux primaire et secondaire et font donc l'objet d'une tentative de modélisation présentée ci-après.

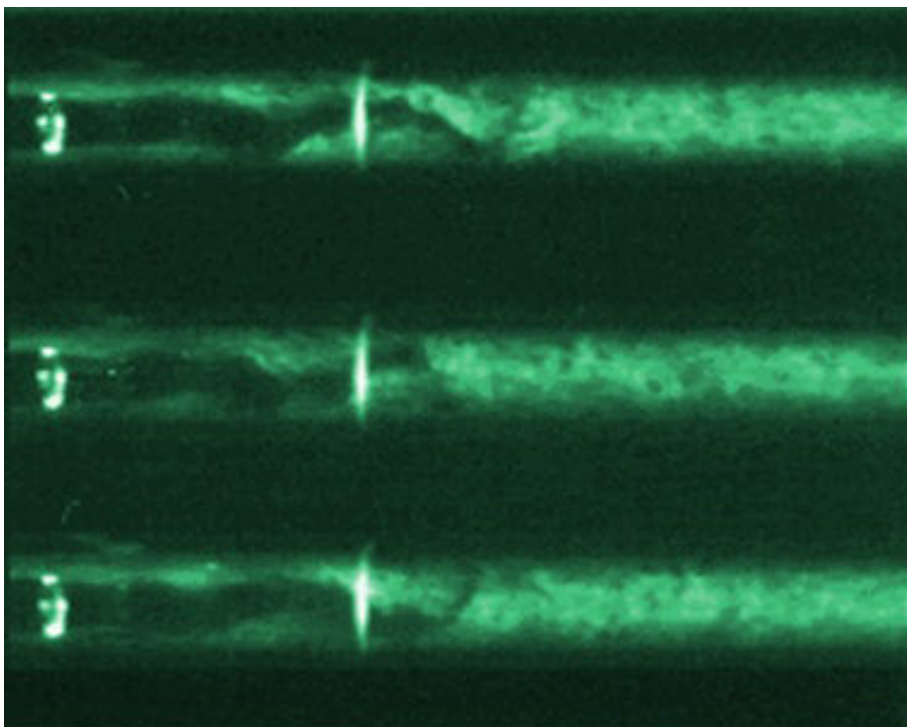


FIGURE 6.7 – Fluctuations de la zone sans mélange ($A = 9$, $U \neq 0$, $P_1 = 4,5$ bar) [39]

6.2.2/ MODÉLISATION DES INSTABILITÉS

La modélisation CFD de l'éjecteur en régime permanent ne permet pas, bien entendu, de détecter l'existence d'éventuelles instabilités de l'écoulement dans l'éjecteur. Une étude numérique en régime instationnaire s'impose donc si l'on veut prendre en compte ces instabilités. Un tel travail devrait nous fournir une meilleure compréhension des modes d'instabilités et permettre l'étude de la formation des structures turbulentes. Elle pourrait également s'avérer essentielle lors de la recherche d'amélioration du processus de mélange.

6.2.2.1/ APPROCHE PAR MODÈLES RANS

Dans un premier temps, les simulations numériques en régime instationnaire ont été réalisées en modélisant la turbulence à l'aide de modèles RANS classiques. Les simulations sont menées en 3D, en utilisant le solveur *pressure-based* et une discrétisation spatiale du deuxième ordre. La discrétisation temporelle est également de second ordre pour plus de précision. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle $k - \omega SST$. Concernant le pas de temps, nous l'avons fait varier entre $0,10 \mu s$ et $1 ms$ afin d'évaluer l'influence de ce paramètre temporel sur la détection des instabilités. Le temps de calcul nécessaire est estimé à partir de la relation proposée par [102] :

$$T = \frac{L}{V} \quad (6.1)$$

où V représente la vitesse maximale et L la longueur complète du domaine d'étude. Cela conduit donc à un temps de calcul de $1 ms$, ce qui représente 1000 pas de temps au minimum. Ces paramètres, associés à un modèle 3D de 4 millions de mailles impliquent un temps global de simulation de plusieurs jours en utilisant notre cluster de calcul de 32 coeurs.

La solution envisagée pour diminuer ce temps de calculs consiste à réduire le domaine d'étude en ne modélisant pas notamment la chambre de tranquillisation. Or, nous avons vu précédemment que l'utilisation d'un tel domaine réduit ne donne pas de résultats aussi satisfaisants que ceux obtenus avec le domaine incluant la chambre de tranquillisation. Nous proposons donc une méthodologie de simulation consistant à utiliser les résultats issus du modèle complet comme conditions aux limites du modèle avec géométrie réduite.

Comme le montre la figure 6.8, les données servant de condition limite au niveau de la section d'entrée de fluide secondaire sur le modèle réduit sont directement issues des résultats d'un calcul préliminaire réalisé avec le domaine complet pour une pression génératrice primaire donnée. Cette approche trouve son intérêt lorsqu'on désire faire varier un paramètre numérique ou le modèle de turbulence par exemple, tout en conservant les mêmes conditions aux limites. Les temps de calcul s'en trouvent fortement réduits.

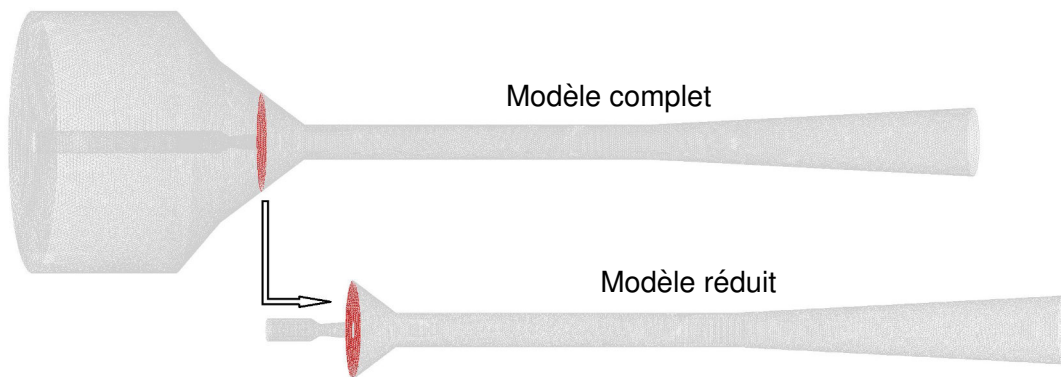


FIGURE 6.8 – Méthodologie pour la prise en compte des conditions limites à l'entrée secondaire

La figure 6.9 compare deux représentations des iso-Mach obtenus en régime instationnaire (pas de temps $1 \mu\text{s}$) dans le cas de l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$. La pression génératrice primaire est $P_1 = 4 \text{ bar}$. La turbulence est modélisée à l'aide du modèle $k - \omega SST$. La première image correspond à un temps $t = 100 \mu\text{s}$ et la seconde à un temps $t = 1 \text{ ms}$. Ces deux images ne montrent pas de différence notable dans les résultats. Aucune fluctuation n'a pu être détectée avec l'utilisation de modèles de turbulence de type RANS. Nous avons donc été amenés à envisager une simulation de l'écoulement par une modélisation des grandes échelles de turbulence (LES).

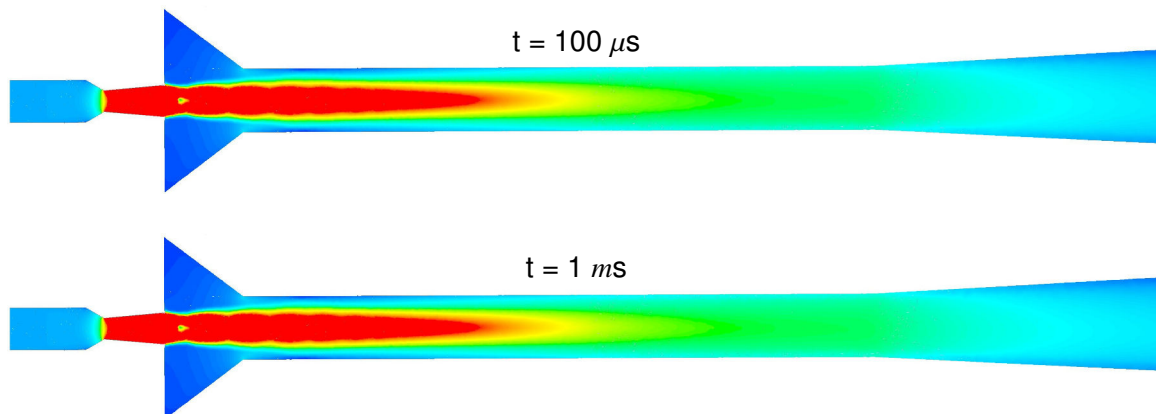


FIGURE 6.9 – Évolution temporelle du champ des iso-Mach subsoniques ($A = 9$, $U \neq 0$, $P_1 = 4 \text{ bar}$)

6.2.2.2/ APPROCHE PAR MODÉLISATION LES

La simulation par modèles LES (Large Eddy Simulation) consiste à séparer les échelles de la turbulence pour ne résoudre numériquement que les grosses structures tourbillonnaires et remplacer l'effet des plus petites par des modèles sous-maille [103, 102]. Elle nécessite des moyens de calcul supérieurs par rapport à la modélisation RANS classique mais le nombre de CPU utilisé reste modéré comparé à une simulation avec résolution directe des équations de Navier-Stokes (DNS).

La modélisation LES présente plusieurs avantages. Lorsque les structures macroscopiques de la turbulence sont résolues, l'erreur causée par le modèle est réduite. De plus, cette approche permet de visualiser la dynamique des structures tourbillonnaires à grande échelle.

Nous avons réalisé une tentative de simulation LES de l'écoulement dans l'éjecteur. La méthodologie utilisée avec les modèles RANS pour réduire les temps de calcul consistant à limiter la taille du domaine d'étude et à considérer les résultats d'une simulation préliminaire comme conditions aux limites à l'entrée secondaire, a été conservée. Ces simulations préliminaires ont été menées par simulations RANS.

Les simulations sont réalisées avec un pas de temps de $0,1 \mu\text{s}$ et un temps de calcul de 1 s. Les travaux traitant de simulations LES sur des jets supersoniques [104, 104] recommandent d'utiliser une discrétisation spatiale d'ordre élevé. Le schéma de discrétisation utilisé est du type « Bounded Central Differencing » et le filtrage est obtenu par le modèle de « Smagorinsky-Lilly ».

La figure 6.10 présente les premiers résultats issus de ce travail par l'approche LES. Cette figure concerne l'éjecteur de rapport géométrique $A = 9$, fonctionnant avec flux induit et une pression génératrice $P_1 = 4 \text{ bar}$.

Le domaine visualisé ici s'étend de l'entrée de la chambre de mélange à la fin du diffuseur.

Les images représentent le champ des iso-Mach de valeurs subsoniques. Le temps entre deux images successives est de 1 ms. Cette séquence d'images met en évidence la présence de fluctuations dans l'écoulement, tout particulièrement à l'extrémité du jet supersonique (qui apparaît en blanc sur ces images). La frontière entre le jet supersonique et le domaine d'écoulement subsonique devient donc instable. On observe également que ces fluctuations causent la désagrégation du jet supersonique à son extrémité en petites régions d'écoulement à vitesse supersonique qui sont rapidement dissipées dans l'écoulement.

On remarque enfin que l'effet de la turbulence est faible en sortie de l'éjecteur ainsi qu'à proximité des parois du fait de la présence de la couche limite.

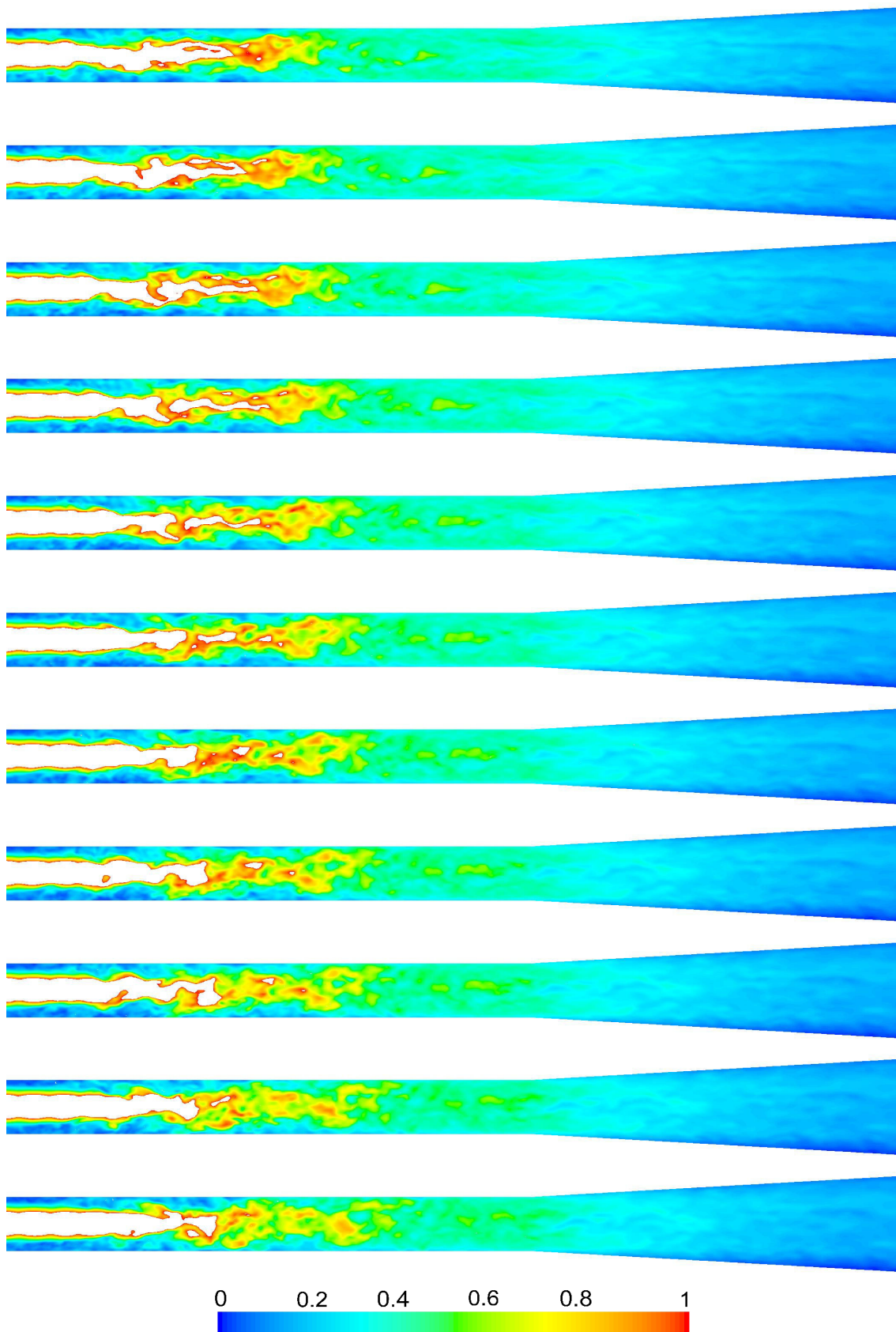


FIGURE 6.10 – Évolution temporelle du champ des iso-Mach subsoniques
($A = 9$, $U \neq 0$, $P_1 = 4$ bar)

La figure 6.11 présente une évolution temporelle du champ des iso-Mach de valeurs subsoniques. L'écoulement supersonique apparaît donc en blanc sur ces images. Ces résultats ont été obtenus avec l'éjecteur de rapport géométrique $A = 4$, fonctionnant avec flux induit et avec une pression $P_1 = 5$ bar. Dans ces conditions de fonctionnement, les simulations réalisées en régime permanent avaient montré l'établissement d'un régime supersonique dans la chambre de mélange qui se désamorçait à travers un choc quasi droit en entrée de diffuseur.

Les images de la figure 6.11 confirment l'établissement de ce régime supersonique ainsi que son désamorçage dans le diffuseur. Cette séquence d'images met par ailleurs en évidence la présence de fluctuations de l'écoulement dans le diffuseur. Là-aussi, ces instabilités sont concentrées à l'extrémité du jet supersonique. On note enfin que l'écoulement en sortie de diffuseur n'est pas parfaitement homogène mais qu'il est caractérisé par de fortes différences de nombre de Mach dans sa section de sortie.

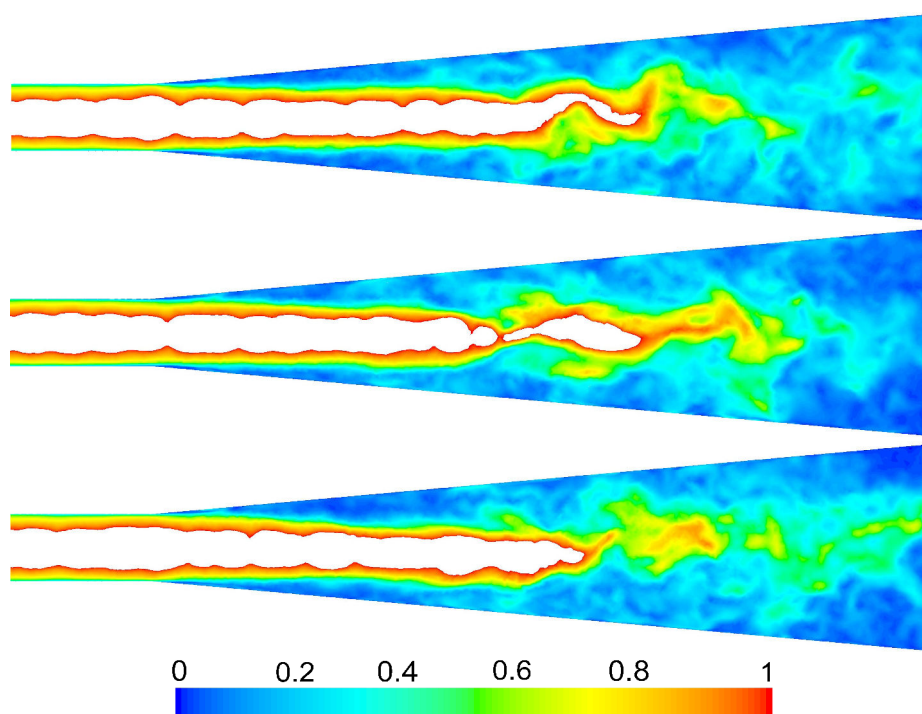


FIGURE 6.11 – Évolution temporelle du champ des iso-Mach subsoniques dans le diffuseur ($A = 4$, $U \neq 0$, $P_1 = 5$ bar)

La figure 6.12 donne une comparaison entre deux champs des iso-Mach obtenus respectivement avec une simulation RANS (modèle de turbulence $k - \omega SST$) et avec une simulation LES. Seuls les iso-Mach de valeurs inférieures à $M = 1$ sont représentés. Les régions d'écoulement supersonique apparaissent en rouge sur ces images. On peut noter que la simulation RANS prédit une décélération de l'écoulement en entrée du diffuseur par le biais d'un choc quasi droit. L'écoulement en aval de ce choc achève sa recompression à travers quelques chocs obliques résiduels et devient instable. Le champ des iso-Mach obtenus par simulation LES diffère sensiblement. En effet, outre le fait que cette simulation permet de visualiser les fluctuations liées à la turbulence contrairement à la simulation RANS, elle prédit une longueur de la zone supersonique plus étendue.

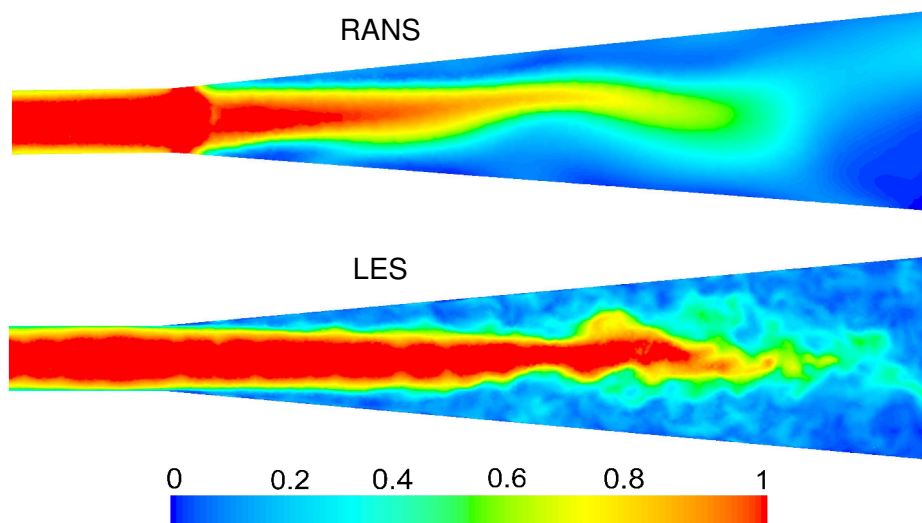


FIGURE 6.12 – Comparaison du champ des iso-Mach subsoniques obtenus par simulations RANS et LES ($A = 4$, $U \neq 0$, $P_1 = 4$ bar)

En conclusion, ces premiers résultats obtenus par simulation LES s'avèrent encourageants. Les simulations réalisées ont en effet permis de détecter des fluctuations de l'écoulement en entrée de chambre de mélange et dans le diffuseur. Toutefois, cette approche complexe mérite encore beaucoup d'attention avant de déboucher sur un modèle numérique fiable pouvant être appliqué par exemple à l'étude du mélange dans les éjecteurs.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail de thèse concerne l'analyse de l'écoulement et de l'interaction entre deux flux dans un éjecteur supersonique à air. La démarche scientifique retenue, focalisée sur l'étude locale et détaillée de l'écoulement, est plus rarement rencontrée dans la littérature sur les éjecteurs que les études globales de performances, même si les progrès enregistrés ces dernières années dans le domaine de la CFD ont permis de multiplier les études numériques sur ces appareils.

Les travaux menés dans le cadre de cette thèse ont été conduits expérimentalement et numériquement. Concernant l'aspect expérimental, deux voies d'investigation ont été privilégiées, à savoir l'analyse de la distribution de la pression statique le long de l'éjecteur et la visualisation de l'écoulement dans la tuyère secondaire. La mesure de la pression dans l'éjecteur a été possible grâce à la mise au point d'un dispositif spécifique, permettant la mesure de la pression le long de l'axe de l'éjecteur. Le dimensionnement de ce dispositif s'est appuyé sur une pré-étude CFD afin d'évaluer les perturbations engendrées par le tube capillaire servant de sonde de pression. Cette étude a fait l'objet d'une communication acceptée pour présentation en février 2014 [105]. La visualisation de l'écoulement a été réalisée par la technique de tomographie laser, technique éprouvée au sein du laboratoire [106, 107]. Elle a été adaptée afin de permettre la mesure de vitesse par PIV dans notre éjecteur, ce qui compte-tenu de la géométrie cylindrique de l'éjecteur, de la vitesse élevée de l'écoulement et des difficultés d'ensemencement, constituait un véritable challenge. Les mesures de vitesse obtenues sont à notre connaissance les premières jamais réalisées dans un éjecteur supersonique et on fait l'objet de plusieurs publications [108, 109, 110, 111]. Les principaux résultats obtenus par ces différentes méthodes d'investigation se sont avérés satisfaisants et présentent une cohérence remarquable. Ils ont permis d'analyser finement l'interaction des flux primaire et secondaire et ont été utilisés pour valider les modèles numériques développés dans cette thèse [112, 113].

L'approche numérique adoptée avait pour ambition de cerner au mieux le rôle des nombreux paramètres numériques qui interviennent dans une simulation CFD afin de proposer un modèle fiable permettant d'analyser avec précision l'interaction des flux primaire et secondaire dans un éjecteur. Les simulations ont été conduites à l'aide du code CFD commercial Ansys-Fluent.

L'étude numérique s'est tout d'abord concentrée sur l'éjecteur fonctionnant sans flux induit. Ce mode de fonctionnement permet de s'astreindre d'un paramètre délicat à simuler qu'est le débit secondaire aspiré et de considérer le domaine d'étude comme 2D axisymétrique. Une étude de sensibilité a montré l'impact direct de certains paramètres numériques sur les résultats de simulation. Il apparaît également que l'utilisation d'un solveur du type pressure-based, relativement peu sensible au maillage, donne des simulations numériques cohérentes avec un temps de calcul réduit. La discrétisation doit quant à elle être du second ordre. L'influence du modèle de turbulence a été également analysée par le biais d'une comparaison des résultats CFD avec des mesures de vitesse par PIV. Cette étude, qui a consisté à tester différents modèles RANS, a montré que le

choix du modèle de turbulence n'a pas de grand impact sur la prédiction des paramètres globaux (débits et pressions amont et aval) mais qu'il a un réel impact sur la modélisation de l'écoulement. Au final, c'est le modèle $k - \omega SST$ qui a donné les résultats les plus proches des relevés expérimentaux et qui a été conservé dans la suite de ce travail.

Les paramètres numériques préconisés par cette étude de sensibilité ont été retenus dans le modèle développé pour la simulation de l'écoulement dans l'éjecteur fonctionnant avec entrainement libre d'air secondaire. Dans ce mode de fonctionnement de l'éjecteur, la maîtrise de la condition limite au niveau de l'entrée du flux secondaire est primordiale. Plusieurs solutions ont donc été testées, allant de l'utilisation d'un modèle 2D axisymétrique avec section d'entrée secondaire équivalente à celle de modèles 3D plus réalistes.

Les simulations 2D axisymétrique ont montré les limites de cette hypothèse non adaptée à notre configuration d'éjecteur. La modélisation rigoureuse du phénomène d'aspiration de flux secondaire nécessite donc des simulations 3D gourmandes en temps de calcul. Plusieurs domaines d'étude 3D ont alors été envisagés. Les résultats les plus proches de l'expérimentation sont obtenus en considérant un domaine complet, incluant les canalisations d'admission en air secondaire. Mais cette solution, très lourde, ne peut être généralisée lors de simulations systématiques par exemple. D'autres solutions consistent à utiliser un domaine 3D réduit, limité à la chambre de tranquillisation secondaire et à imposer comme condition limite au niveau des entrées de fluide secondaire les valeurs de pression ou de débit induit mesurées sur banc d'essai [114]. Cette approche simplifiée implique une modélisation numérique fortement dépendante des mesures expérimentales. Elle ne permet pas de simuler le fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit mais s'avère suffisante dans le cas où l'objectif premier de la simulation est d'analyser l'écoulement et l'interaction entre les deux flux dans l'éjecteur. C'est cette seconde approche qui, compte tenu de nos objectifs, a été retenue dans la suite de cette thèse.

Les outils d'investigation expérimentale et les modèles numériques développées ont ensuite été utilisés pour mener à bien une analyse de l'écoulement dans l'éjecteur et plus particulièrement du processus de recompression par chocs qui s'installe dans la tuyère secondaire [115]. Deux géométries d'éjecteur, permettant d'explorer différents régimes d'écoulement compatibles avec notre banc d'essai, ont été considérées. Globalement, un bon accord a été observé entre les mesures expérimentales de la pression le long de la tuyère secondaire et les résultats prédits par simulation numérique. Certains écarts entre l'expérimental et le numérique ont pu être expliqués par la présence dans l'écoulement de la sonde de pression, notamment dans le cas de régime d'écoulement avec amorçage supersonique de la tuyère secondaire. Dans ce cas, les structures de chocs obliques qui prennent place dans la chambre de mélange sont en effet plus fortement affectées par le tube capillaire constituant la sonde. Par ailleurs, les visualisations numériques de l'écoulement (représentations des iso-Mach) et les visualisations par tomographie laser sont venues compléter et confirmer les principaux résultats déduits des distributions axiales de la pression. Elles ont permis notamment de visualiser la transition entre les régimes sans et avec amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire. Enfin, une brève analyse des performances de l'éjecteur a montré que le régime d'écoulement affecte les performances d'aspiration et d'entraînement. Elle a confirmé l'existence de performances optimales obtenues quand le régime supersonique est amorcé dans la chambre de mélange.

Les modèles numériques ont également été utilisés pour étudier le mélange et les instabilités dans l'éjecteur. Comme la qualité d'un mélange est une caractéristique difficilement mesurable, nous avons retenu deux approches pour examiner le processus de mélange. La première repose sur l'analyse de l'évolution de la vitesse radiale le long de l'éjecteur. La seconde fait appel à l'analyse de l'évolution du profil d'énergie cinétique turbulente le long de la chambre de mélange. Ces deux approches ont conduit à des résultats parfois contradictoires. Une analyse plus approfondie, s'appuyant notamment sur des résultats expérimentaux, est donc nécessaire pour caractériser de façon précise le mélange dans l'éjecteur. Enfin, une tentative de simulation par LES a été réalisée afin de modéliser les instabilités qui prennent place dans la chambre de mélange et qui sont observées visuellement par tomographie laser pulsée. La visualisation des iso-Mach relevés sur des temps différents a permis la visualisation de fluctuations du jet supersonique dans la chambre de mélange mais également dans le diffuseur. Ces premiers résultats, en démontrant l'intérêt de l'approche LES pour la simulation d'instabilités dans les éjecteurs supersoniques, s'avèrent encourageants mais bien loin d'être satisfaisants.

Parmi les perspectives et les suites à apporter à cette thèse, un axe de travail consisterait à améliorer le dispositif de mesure de la pression le long de l'axe de l'éjecteur. Il serait intéressant de modifier la sonde en l'implantant l'élément sensible directement sur le tube capillaire pour le rapprocher du point de mesure. La difficulté est essentiellement d'ordre technologique. Cela implique en effet un élément sensible de très petite taille ainsi que des problèmes de connectiques délicats à résoudre. L'intérêt d'une telle modification résiderait dans la réduction du temps de réponse du capteur, ce qui lui permettrait de suivre d'éventuelles fluctuations temporelles de la pression dans l'écoulement.

Il serait intéressant également d'étendre l'investigation par PIV à d'autres régions de l'éjecteur et d'autres régimes d'écoulement que ceux étudiés lors de ce travail. Une cartographie détaillée des vitesses dans l'éjecteur constituerait à n'en pas douter une excellente base de données expérimentales pour la validation de simulations numériques.

Pour ce qui est de l'approche numérique, les efforts concernant la modélisation de la turbulence doivent être poursuivis. Il est encore en effet difficile de conclure sûrement et définitivement quant à l'aptitude ou non de certains modèles RANS à modéliser correctement l'écoulement turbulent dans un éjecteur supersonique.

Toujours dans le domaine de la prise en compte de la turbulence, il serait intéressant de poursuivre et d'approfondir l'étude LES initiée au cours de cette thèse. Cela permettrait notamment de mieux comprendre les phénomènes d'instabilités qui apparaissent dans les éjecteurs. Des modélisations par LES seraient également d'une grande aide pour l'étude du mélange dans ces appareils. Toutefois, il semble impératif d'associer à ces simulations une approche expérimentale permettant de quantifier de façon précise la qualité du mélange dans l'éjecteur.

Une fois ces outils expérimentaux et numériques maîtrisés, il deviendrait alors envisageable d'étudier de manière rigoureuse le processus de mélange. La capacité des éjecteurs à mélanger des fluides est en effet le critère de performance de ces appareils le moins étudié dans la littérature. Il serait intéressant de mettre à profit les outils d'investigation développés afin de tester des procédés d'amélioration du mélange, par méthodes passives (chicanes intérieures, tuyères à géométrie améliorée) ou actives (microjets). Des études numériques ont déjà été initiées dans ce sens, mais généralement limitées à des géométries d'éjecteurs bidimensionnelles et à section rectangulaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Paulon J. Éjecteurs. *Techniques de l'ingénieur Technologies du vide*, base documentaire : TIB175DUO.(ref. article : b4250), 2013.
- [2] Marynowski T. *Etude expérimentale et numérique d'un écoulement supersonique dans un éjecteur avec et sans flux induit*. PhD thesis, Université de Sherbrook, 2007.
- [3] Akteriana S. Improving the energy efficiency of traditional multi-stage steam-jet-ejector vacuum systems for deodorizing edible oils. *11th International Congress on Engineering and Food (ICEF11)*, 1(0) :1785 – 1791, 2011.
- [4] Hu H and Koochesfahani M. M. A novel method for instantaneous quantitative measurement of molecular mixing in gaseous flows. *Experiments in Fluids*, 33(1) :202–209, 2002.
- [5] Hwang J.J. Passive hydrogen recovery schemes using a vacuum ejector in a proton exchange membrane fuel cell system. *Journal of Power Sources*, 247(0) :256 – 263, 2014.
- [6] Chen W, Chong D, Yan J, and Liu J. The numerical analysis of the effect of geometrical factors on natural gas ejector performance. *Applied Thermal Engineering*, 59(1–2) :21 – 29, 2013.
- [7] Alasfour F.N, Darwish M.A, and Bin Amer A.O. Thermal analysis of ME—TVC+MEE desalination systems. *Desalination*, 174(1) :39 – 61, 2005.
- [8] Choutapalli I, Krothapalli A, and Alkisar M. B. Pulsed-jet ejector thrust augmentor characteristics. *Journal of Propulsion and Power*, 28(2) :293–306, March 2012.
- [9] Sun D.W. Variable geometry ejectors and their applications in ejector refrigeration systems. *Energy*, 21(10) :919 – 929, 1996.
- [10] Chunnanond K and Aphornratana S. Ejectors : applications in refrigeration technology. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 8(2) :129 – 155, 2004.
- [11] Paridasawas W. *Solar-Driven refrigeration systems with focus on the ejector cycle*. PhD thesis, KTH Royal institute of technology, 2006.
- [12] Candel S. *Problèmes résolus de mécanique des fluides*. Dunod, 1995.
- [13] Delery J. *Aérodynamique interne tuyères et arrières corps*. Sup'Aero. ENSAE, Toulouse, 3e éd. revue et corrigée. édition, 1996.
- [14] Fabri J and Siestrunk R. Supersonic air ejectors. *Advances in Applied Mechanics*, 5, 1958.
- [15] Matsuo K. Investigation of supersonic air ejectors : Part 2. effects of throat-area-ration on ejector performance. *Japan Society of Mechanical Engineers*, 25 :1898–1905, 1982.
- [16] Lu L.T. *Etude théorique et expérimentale de la production de froid par machine tritherme à éjecteur de fluide frigorigère*. PhD thesis, INPG Grenoble, 1986.

- [17] Matsuo K. Investigation of supersonic air ejectors : Part 1. performance in the case of zero-secondary flow. *Japan Society of Mechanical Engineers*, 24 :2090–2097, 1981.
- [18] Sriveerakul T, Aphornratana S, and Chunnanond K. Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics : Part 2. flow structure of a steam ejector influenced by operating pressures and geometries. *International Journal of Thermal Sciences*, 46(8) :823 – 833, 2007.
- [19] Marynowski T, Mercadier Y, and Desevaux P. CFD characterization of geometric parameters impact on ejector performance. In *International Heat Transfer Conference*, Sydney, 2006.
- [20] Addy A.L, Craig Dutton J., and Mikkelsen C.C. Supersonic ejectors-diffuser theory and experiments, 1981. Technical Report. University of Illinois at Urbana-Champaign.
- [21] Nahdi E. *Etude paramétrique expérimentale des caractéristiques du système tri-therme à éjecteur*. PhD thesis, INSA de Lyon, 1989.
- [22] Sriveerakul T, Aphornratana S, and Chunnanond K. Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics : Part 1. validation of CFD results. *International Journal of Thermal Sciences*, 46(8) :812 – 822, 2007.
- [23] Kumar V, Singha G, and Subbarao P.M. Study of supersonic flow in a constant rate of momentum change (crmc) ejector with frictional effects. *Applied Thermal Engineering*, 60(1-2) :61 – 71, 2013.
- [24] Desevaux P. *Contribution à l'étude expérimentale d'un éjecteur à flux induit*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 1994.
- [25] Desevaux P, Hostache G, and Jacquet P. Static pressure measurement along the centerline of an induced flow ejector. *Experiments in Fluids*, 16(3-4) :289–291, 1994.
- [26] Al-Doori G.F. *Investigation of refrigeration system steam ejector performance through experiments and computational simulations*. PhD thesis, University of Southern Queensland, 2013.
- [27] Taghavi R, Raman R, and Bencic T. Pressure sensitive paint demonstrates relationship between ejector wall pressure and aerodynamic performance. *Experiments in Fluids*, 26 :481—487, 1999.
- [28] Desevaux P. and Aeschbacher O. Numerical and experimental flow visualizations of the mixing process inside an induced air ejector. *International Journal of Turbo and Jet Engines*, 19 :71–78, 2002.
- [29] Bartosiewicz Y, Aidoun Z, Desevaux P, and Mercadier Y. Numerical and experimental investigations on supersonic ejectors. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26(1) :56 – 70, 2005.
- [30] Miyazato Y and Matsuo K. Centerline static pressure measurements of weak normal shock wave/boundary layer regions in ducts. *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 46, 2008.
- [31] Desevaux P. and Lanzetta F. Computational fluid dynamic modelling of pseudo-shock inside a zero-secondary flow ejector. *American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA*, 42 :1480–1483, 2004.
- [32] Merzkirch W. *Flow Visualization*. Academic Press Inc, 1987.

- [33] Settles G. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Springer.
- [34] Dvorak V and Safarik P. Transonic instability in the entrance part of mixing chamber of high-speed ejector. *Journal of Thermal Science*, 14(3) :260–271, 2005.
- [35] Chen J, Wang Z, Wu J, and Xu W. Effect of the second-throat on the performance of supersonic-supersonic ejectors. *Science China Technological Sciences*, 55(9) :2530–2537, September 2012.
- [36] Rao M, Srisha V, and Jagadeesh G. Visualization and image processing of compressible flow in a supersonic gaseous ejector. *Journal of the Indian Institute of Science*, 93(1) :57–66, March 2013.
- [37] Desevaux P. Formation de nano-gouttelettes d'eau au sein d'un éjecteur à air induit : Une étude qualitative par visualisation de l'écoulement. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 79(2) :273–278, 2001.
- [38] Desevaux P, Prenel J.P, and Hostache G. An optical analysis of an induced flow ejector using light polarization properties. *Experiments in fluids*, 16 :165–170, 1994.
- [39] Desevaux P. Analyse expérimentale du jet moteur d'un éjecteur à flux induit fonctionnant en régime mixte. *Journal de physique III*, 4(10) :1981–1988, 1994.
- [40] Desevaux P, Prenel J.P, and Hostache G. Flow visualization methods for investigating an induced flow ejector. *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, 2 :61–74, 1995.
- [41] Cruyningen I, Lozano A, and Hanson R.K. Quantitative imaging of concentration by planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 10(1) :41–49, 1990.
- [42] Lozano A, Yip B, and Hanson R.K. Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 13(6) :369–376, 1992.
- [43] Havermann M, Haertig J, Rey C, and George A. Piv measurements in shock tunnels and shock tubes. In *Particle Image Velocimetry*, volume 112, pages 429–443. Springer, Heidelberg, Berlin, 2008.
- [44] Gnemmi P, Rey C, Srulijes J, Seiler F, and Haertig J. Mesure par piv dans un écoulement de soufflerie à choc à mach 8. *Congrès Francophone de Techniques Laser*, 2010.
- [45] Dolejš P. Experimental research of gas ejector of mixing-chamber. *Journal of Applied Science in the Thermodynamics and Fluid Mechanics*, 5(1), 2011.
- [46] Guerriero V. *Etude numérique et expérimentale d'éjecteurs à effet Coanda pour le transport solide pneumatique*. PhD thesis, INSA de Toulouse, 2008.
- [47] Alexis G. K. Estimation of ejector's main cross sections in steam-ejector refrigeration system. *Applied Thermal Engineering*, 24 :2657–2663, 2004.
- [48] Khattab N. M and Barakat M. H. Modeling the design and performances characteristics of solar steam-jet cooling for comfort conditioning. *Solar Energy*, 73(4) :257–267, 2002.
- [49] Yapici R and Ersoy H.K. Performance characteristics of the ejector refrigeration system based on the constant area ejector flow model. *Energy Conversion and Management*, 46 :3117–3135, 2005.
- [50] Tarantsev K. V and Korosteleva A. V. Optimization of design of ejector-type mixer for producing fuel emulsions in an electric field. *Chemical and Petroleum Engineering*, 49(3-4) :173–177, July 2013.

- [51] Keenan J.H, Neumann E.P, and Lustwerk F. An investigation of ejector design by analysis and experiment. *Journal of Applied Mechanics*, 30 :299–309, 1950.
- [52] Chen F, Liu C.F, and Yang J.Y. Supersonic flow in the second-throat ejector-diffuser system. *Journal of Spacecraft Rocket*, 31 :123–129, 1994.
- [53] Patankar S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Series on Computational Methods in Mechanics and Thermal Science.
- [54] Chung T.J. *Computational fluid dynamics*. Cambridge University Press.
- [55] Riffat S.B and Smith S. Computational fluid dynamics applied to ejector heat pumps. *Applied Thermal Engineering*, 16(4) :291–297, 1996.
- [56] Cao Y. and Ling J. Performance evaluation and CFD analysis of a new jet ejector employing a conical porous duct. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 1 :139–145, 2003.
- [57] Riffat S.B and Omer S.A. CFD modelling and experimental investigation of an ejector refrigeration system using methanol as working fluid. *Journal of Energy Research*, 25 :115–128, 2001.
- [58] Randheer L. Yadav and Ashwin W. Patwardhan. Design aspects of ejectors : Effects of suction chamber geometry. *Chemical Engineering Science*, 63(15) :3886 – 3897, 2008.
- [59] Zhang B, Jinsheng L, and Yuanchao W. Numerical and experimental study on parameters distribution inside a two-phase ejector. *Heat and Mass Transfer*, pages 1–9.
- [60] Hemidi A, Henry F, Leclaire S, Seynhaeve J.M, and Bartosiewicz Y. CFD analysis of a supersonic air ejector. part i : Experimental validation of single-phase and two-phase operation. *Applied Thermal Engineering*, 29(8–9) :1523–1531, June 2009.
- [61] Hemidi A, Henry F, Leclaire S, Seynhaeve J.M, and Bartosiewicz Y. CFD analysis of a supersonic air ejector. part II : relation between global operation and local flow features. *Applied Thermal Engineering*, 29(14–15) :2990–2998, October 2009.
- [62] Pianthong K, Seehanam W, Behnia M, and Sriveerakul T. Investigation and improvement of ejector refrigeration system using computational fluid dynamics technique. *Energy conversion and Management*, 48(9) :2556–2564, 2007.
- [63] Sharifi N. Axisymmetric and three dimensional flow modeling within thermal vapor compressors. *Heat and Mass Transfer*, 49(10) :1489–1501, 2013.
- [64] Smolka J, Bulinski Z, Fic A, and Nowak A. A computational model of a transcritical r744 ejector based on a homogeneous real fluid approach. *Applied Mathematical Modelling*, 37(3) :1208–1224, 2013.
- [65] Selvaraju A and Mani A. CFD analysis of an ejector in vapor ejector refrigeration system with environment friendly refrigerant. In *International Seminar on Ejector/Jet-Pump Technology and Applications – EURO THERM Seminar 85*, Louvain-la-Neuve, September 2009.
- [66] Numerical and experimental analysis of single-phase and two-phase ejectors. *HVAC and R Research*, 10(4) :518–538, 2004.
- [67] Al-Ansary H.A. *Study of single-phase and two-phase ejectors*. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, 2004.

- [68] Bartosiewicz Y, Aidoun Z, and Mercadier Y. Numerical assessment of ejector for refrigeration applications based on CFD. *Applied Thermal Engineering*, 26(5-6) :604–6012 – 70, 2006.
- [69] Fluent Incorporated. *Fluent 12 Documentation user's guide*, 2012.
- [70] Djavarehshkian M.H and Abdoullahi Jahdi M.H. Shock-capturing method using characteristic-based dissipation filters in pressure-based algorithm. *Acta Mechanica*, 29 :99–113, 2010.
- [71] Kazlauskas M. Parametric study of an ejector-cooled turbine engine compartment using CFD. Master's thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, 2009.
- [72] Fan, Eves J, Thompson H.M, Toropov V.V, Kapur N, Copley D, and Mincheri A. Computational fluid dynamic analysis and design optimization of jet pumps. *Computers and Fluids*, 55 :212–217, 2011.
- [73] Yang X, Long X, and Yao X. Numerical investigation on the mixing process in a steam ejector with different nozzle structures. *International Journal of Thermal Sciences*, 56 :95–106, 2012.
- [74] Desevaux P. Développement de méthodes d'analyse des écoulements et étude des écoulements supersoniques au sein d'éjecteurs, 2005. HDR à Université de Franche-Comté.
- [75] Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J*, 20(4) :1598–1605, 1994.
- [76] Gawehn T, Gülhan A, Al-Hasan N.S, and Schnerr G.H. Experimental and numerical analysis of the structure of pseudo-shock systems in laval nozzles with parallel side walls. *Shock Waves*, 20(4) :297–306, 2010.
- [77] Riffat S.B and Everitt P. Experimental and CFD modeling of an ejector system for vehicle air conditioning. *Journal of the Institute of Energy*, 72 :41–47, 1999.
- [78] Rebaine A and Soulaïmani A. Numerical simulation of two-dimensional compressible turbulent flows in ejectors. *CSME*, 25(2) :227–251, 2001.
- [79] Choi Y.H and Soh W.Y. Computational analysis of the flowfield of a two dimensional ejector nozzle. *Joint Propulsion Conference*, 26, 1990.
- [80] Rusly E, Aye L, Charters W.W, and Ooi A. CFD analysis of ejector in a combined ejector cooling system. *International Journal of Refrigeration*, 28 :1092–1101, 2005.
- [81] Huang B.J, Chang J.M, and Petrenko V. A. A 1-D analysis of ejector performances. *International Journal of Refrigeration*, 22 :354–364, 1999.
- [82] Marynowski T, Mercadier Y, and Desevaux P. Experimentation and numerical investigation on supersonic ejector with axial pressure sensor. In *12th Annual Conference of Computational Fluid Dynamic*, Ottawa, 2004.
- [83] Raffel M, Willert C, and Kompenhans J. *Particle Image Velocimetry*. Springer, 2007.
- [84] Havermann M, Haertig J, Rey C, and George A. PIV measurements in shock tunnels and shock tubes. In *Particle Image Velocimetry*, volume 112, pages 429–443. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [85] Ragni D, Schrijer F, and Van Oudheusden B.W. Particle tracer response across shocks measured by piv. *Experiments in Fluids*, 50 :53–164, 2011.
- [86] Prast B, Van Dam R.A, Willems J.F.H, and Van Dongen M.E.H. Formation of nano-sized water droplets in supersonic expansion flow. *Journal of Aerosol Science*, 27 :147–148, 1996.

- [87] Matsuo K, Miyazato Y, and Kim H.D. Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 35(1) :33–100, January 1999.
- [88] Gary C. Cheng, Roy P. Koomullil, and Bharat K. Soni. High fidelity field simulations using density and pressure based approaches. *Applied Numerical Mathematics*, 55 :264–282, 2005.
- [89] Huang J, Li R, He Y, and Qu Z. Solutions for variable density low mach number flows with a compressible pressure-based algorithm.
- [90] Durao D.F.G and Pereira J.C.F. Calculation of isothermal turbulent three dimensional free multijet flows. *Applied Math Modelling*, 15, 1991.
- [91] Schiestel R. *Méthode de modélisation et de simulation des écoulements turbulents*. Hermes, 2006.
- [92] Bailly C and Comte-Bellot G. *Turbulence*. CNRS, 2003.
- [93] Wilcox D.C. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, 1998.
- [94] Kolár J and Dvorák V. Verification of k-omega sst turbulence model for supersonic internal flows. 5(9) :244 – 249, 2011.
- [95] Menter F.R. Maximum mass flow ratio due to secondary flow choking in an ejector refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, 24 :486–499, 2001.
- [96] Sun D.W and Eames I.W. Recent developments in the design theories and applications of ejectors. *Journal of the Institute of Energy*, 68 :65–79, 1995.
- [97] Charyulu B, Kurian J, Venugopalan P, and Sriramulu V. Experimental study on mixing enhancement in two dimensional supersonic flow. *Experiments in fluids*, 24 :340–346, 1998.
- [98] Hari S and Kurian J. Effectiveness of secondary tabs for supersonic mixing. *Experiments in fluids*, 32 :302–308, 2001.
- [99] Murakami E and Papamoschou D. Experiments on mixing enhancement in dual-stream jets. *39th AIAA Journal*, 24, 2001.
- [100] Hidetaka O, Hisashi H, Myeong-Kwan P, Shuzo O, and Ryuichiro Y. Control of pseudo-shock by slot injection. *Japan Society of Mechanical Engineers*, 45(1) :150–157, 2002.
- [101] Desevaux P. A method for visualizing the mixing zone between two co-axial flows in an ejector. *Optics and Lasers Engineering*, 35 :317–323, 2001.
- [102] Azzi A. Initiation à la simulation des grandes échelles de la turbulence. Cours de magistère, USTO Oran, 2005.
- [103] Sagaut P. *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*. Springer, 1998.
- [104] Sanjiva L. Simulations of turbulent flows with strong shocks and density. Technical report, 2012. Stanford University.
- [105] Bouhanguel A, Desevaux P, and Khan M. Numerical design study of an axial probe for pressure measurement in supersonic air ejector. In *15th International Symposium on Flow Visualization ISFV15*, Barcelona, February 2014.
- [106] Bouhanguel A, Desevaux P, and Gavignet E. Flow visualization in supersonic ejectors using laser tomography techniques. In *International Seminar on Ejector/Jet-Pump Technology and Applications – EURO THERM Seminar 85*, Louvain-la-Neuve, September 2009.

- [107] Bouhanguel A, Desevaux P, and Gavignet E. Flow visualization in supersonic ejectors using laser tomography techniques. *International Journal of Refrigeration*, 34 :1633–1640, 2011.
- [108] Bouhanguel A, Desevaux P, Bailly Y, and Girardot L. Flow velocity investigation by particle image velocimetry in supersonic air ejector. *Applied Mechanics and Materials*, 232 :256–260, 2012.
- [109] Bouhanguel A, Desevaux P, Bailly Y, and Girardot L. Particle image velocimetry in a supersonic air ejector. In *15th International Symposium on Flow Visualization ISFV15*, Minsk, July 2012.
- [110] Bouhanguel A, Desevaux P, Bailly Y, and Girardot L. Flow velocity investigation by particle image velocimetry in supersonic air ejector. In *International Conference on Mechanical Aerospace Engineering*, Paris, July 2012.
- [111] Bouhanguel A, Desevaux P, Girardot, and L Bailly Y. Vélocimétrie par imagerie de particules dans un éjecteur supersonique. In *13ème Congrès Français de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides*, Lille, Novembre 2011.
- [112] Bouhanguel A, Desevaux P, and Girardot L. Application de la visualisation à la validation de simulations numériques de l'écoulement au sein d'éjecteurs. In *13ème Congrès Français de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides*, Reims, Novembre 2009.
- [113] Bouhanguel A, Desevaux P, and Gavignet E. On the use of laser tomography techniques for validating CFD simulations of the flow in supersonic ejectors. *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 40 :60–70, 2013.
- [114] Bouhanguel A, Desevaux P, and Gavignet E. 3d CFD simulation of a supersonic air ejector. In *International Seminar on Ejector/Jet-Pump Technology and Applications – EURO THERM Seminar 85*, Louvain-la-Neuve, September 2009.
- [115] Bouhanguel A, Desevaux P, and Gavignet E. Etude numérique et expérimentale du processus de recompression le long d'un éjecteur supersonique. In *20ème Congrès Français de Mécanique*, Besançon, Aout 2011.

A

ÉTALONNAGE DE LA CHAÎNE DE
MESURES DE PRESSION

APPAREILLAGE

La chaîne de mesure (capteur MS767-A et carte d'acquisition NI-6008) a été étalonnée sur une plage de pression allant de 0,4 à 5,5 bar au moyen d'un calibrateur de pression DPI 620 de la gamme GE (figure A.1) et d'une station pneumatique (figure A.2).



FIGURE A.1 – Calibrateur de pression GE DPI 629



FIGURE A.2 – Station pneumatique GE PV 621

Chaque capteur est introduit dans une chambre isobare contrôlée en pression par la station pneumatique. Cette chambre étanche (figure A.3), assure le maintien de la pression à une valeur fixe pour une caractérisation statique.



FIGURE A.3 – Enceinte isobare

COURBES D'ÉTALONNAGE

L'étalonnage de la chaîne de mesure consiste à imposer une pression dans l'enceinte à l'aide de la station pneumatique et à relever pour la valeur fournie par le calibrateur (considérée comme référence) la tension donnée par le logiciel LabVIEW. La figure A.4 représente les courbes d'étalonnage statique obtenues pour plusieurs tensions d'alimentation du capteur MS767-A

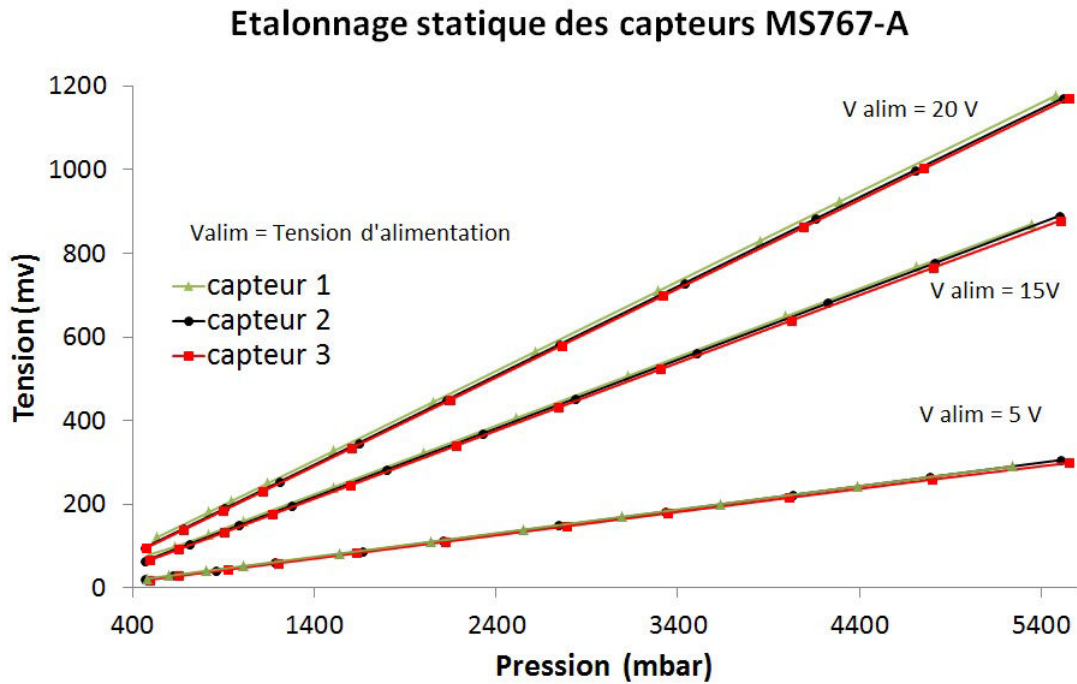


FIGURE A.4 – Courbes d'étalonnage

Résumé :

Le travail mené dans le cadre de cette thèse porte sur l'étude expérimentale et numérique de l'écoulement au sein d'un éjecteur supersonique. Le régime d'écoulement qui s'installe dans ces appareils est très complexe du fait des phénomènes physiques qui les caractérisent comme la turbulence et les ondes de choc. Les méthodes expérimentales utilisées sont la mesure de la pression le long de l'axe de l'éjecteur à l'aide d'une sonde développée à cet effet, la visualisation de l'écoulement par tomographie laser et la mesure de vitesse par PIV. Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du code Ansys-Fluent en 2D axisymétrique et en 3D. Dans un premier temps, une étude de sensibilité du modèle numérique portant sur les paramètres de simulations et les modèles de turbulence est menée sur l'éjecteur fonctionnant sans flux induit. La validation des simulations repose sur une comparaison des résultats numériques avec des mesures de vitesse par PIV. Un modèle 3D s'est avéré incontournable pour l'étude de l'écoulement dans l'éjecteur avec flux induit à cause de sa géométrie complexe. Les outils expérimentaux et numériques développés permettent d'analyser finement l'interaction des flux moteur et induit, en particulier les processus de recompression par chocs obliques et de mélange. Une tentative de modélisation par LES des instabilités de l'écoulement détectées expérimentalement est également abordée.

Mots-clés : Ejecteur supersonique, chocs, CFD, PIV, Tomographie laser, Mesure de pression

Abstract:

The work reported in this thesis relates to the experimental and numerical studies of the flow within a supersonic ejector. The flow pattern which occurs in these apparatuses is very complex because of the flow phenomena encountered like flow turbulence and shock waves. The experimental methods used are the measurement of the pressure along the axis of the ejector using a specific probe developed for this purpose, the flow visualization by laser tomography and the velocity measurement by PIV. The numerical simulations are carried out using the Ansys-Fluent code with 2D axisymmetric and 3D models. First, a study of sensitivity to the numerical parameters of simulation and to the turbulence models is carried out on the ejector operating without induced flow. The validation of the simulations is achieved by a comparison between the numerical results and velocity measurements by PIV. A 3D model is necessary for the simulation of the flow in the ejector operating with induced flow because of the complex ejector geometry. The experimental techniques and the numerical models developed make it possible to analyze the interaction of the primary and secondary flows, in particular the process of recompression by oblique shocks and the mixing process. An attempt at modeling by LES simulation the flow instabilities detected during experiments is also approached.

Keywords: Supersonic ejector, shocks, CFD, PIV, Laser tomography, Pressure measurement

The logo for SPIM (École doctorale SPIM) features a stylized 'S' followed by the letters 'PIM' in a large, white, sans-serif font. A yellow horizontal bar is positioned to the left of the 'S'.