

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE**  
**SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITE AKLI MOHAND OULHADJ-BOUIRA**



Faculté des Sciences et des Sciences Appliquées  
Département de Génie Mécanique

**Projet de fin d'étude**

En vue de l'obtention du diplôme de **Master** en :

Filière : GENIE MECANIQUE

Option : ENERGITIQUE

**Thème :**

**Simulation Numérique de l'Écoulement d'un Fluide dans un  
Conduit à Marche Descendante : Application à l'Étude des  
Diffuseurs.**

Présenté par :

**Chalane Amar**

**Kechadi Hamou**

**Devant le jury composé de :**

Mr MAHFOUD Brahim	Grade	UAMOB	Président
Mr.AHMANACHE Abdennacer	Grade	UAMOB	Encadreur
Mr ABERKANE Sofiane	Grade	UAMOB	Examinateur

**Année Universitaire 2022/2023**



## نموذج التصريح الشرفي الخاص بالالتزام بقواعد النزاهة العلمية لإنجاز بحث.

انا الممضي اسفله،

السيد (ة) ..... كَشَادِي مَهْمُو ..... الصفة: طالب، استاذ، باحث ..... طالب  
الحامل (ة) لبطاقة التعريف الوطنية: ..... 100370604 ..... والصادرة بتاريخ ..... 2016/04/03  
المسجل (ة) بكلية / معهد ..... العلوم التطبيقية قسم هندسة ميكانيكية  
والمكلف (ة) بإنجاز اعمال بحث (مذكرة، التخرج، مذكرة ماستر، مذكرة ماجستير، اطروحة دكتوراه).  
عنوانها: ..... Simulation numérique de l'écoulement d'un fluide dans  
un conduit à marche descendante : Application à l'étude des diffuseurs  
..... AHMAKACHE Abdelmalek ..... تحت إشراف الأستاذ (ة):  
أصرح بشرفي اني ألتزم بمراعاة المعايير العلمية والمنهجية الاخلاقيات المهنية والنزاهة الاكاديمية المطلوبة  
في انجاز البحث المذكور أعلاه.

التاريخ: ..... 2013/10/22

توقيع المعني (ة) .....  
.....

رأي هيئة مراقبة السرقة العلمية:

Turnitin

% 13

النسبة:



الامضاء: مساعد رئيس قسم الهندسة الميكانيكية  
مكلف بالتدريس والتعليم في الدرجات العلمية  
أ. م. مسعود



## نموذج التصريح الشرفي الخاص بالالتزام بقواعد النزاهة العلمية لإنجاز بحث.

انا الممضي اسفله،

السيد(ة) للعلان أعر .....الصفة: طالب، استاذ، باحث ..... طالب

الحامل(ة) لبطاقة التعريف الوطنية: ..... 121066051 ..... والصادرة بتاريخ 2021.08.04

المسجل(ة) بكلية / معهد العلوم التطبيقية ..... قسم هندسة ميكانيكية

والمكلف(ة) بإنجاز اعمال بحث (مذكرة، التخرج، مذكرة ماستر، مذكرة ماجستير، اطروحة دكتوراه).

عنوانها: Simulation numérique de l'écoulement d'un fluide

dans un canal conduit à marche descendante: Application à l'étude des diffuseurs

تحت إشراف الأستاذ(ة): AHMANNACHE Abdelmajid

أصرح بشرفي اني ألتزم بمراعاة المعايير العلمية والمنهجية الاخلاقيات المهنية والنزاهة الاكاديمية المطلوبة  
في انجاز البحث المذكور أعلاه.

التاريخ: 2023.10.28

توقيع المعني(ة) للعلان أعر

### رأي هيئة مراقبة السرقة العلمية:

Turnitin

% 13

النسبة:



الامضاء:

## **Remerciements :**

Avant tout, nous remercions Dieu tout puissant, de nous avoir accordé la force, le courage et les moyens pour la réalisation de ce travail

Notre gratitude s'adresse à **Mr. AHMANACHE Abdennacer** pour son encadrement, son orientation, ses conseils et sa disponibilité pour nous permettre de mener à bien ce travail.

Nous tenons aussi à remercier nos amis.

Enfin merci à nos parents qui ont cru en nous et qui nous a soutenu.

# Table des Matières

<b>Remerciements :</b> .....	<b>ii</b>
<b>Résumé :</b> .....	<b>vi</b>
<b>Nomenclature :</b> .....	<b>viii</b>
<b>Liste des figures</b> .....	<b>x</b>
<b>Liste des tableaux</b> .....	<b>xii</b>
<b>Introduction générale</b> .....	<b>2</b>
<b>I. Chapitre 1 : Étude Bibliographique</b> .....	<b>5</b>
I.1 Introduction .....	5
I.2 Études expérimentales .....	5
I.3 Études théoriques : .....	10
I.4 Études numériques : .....	10
<b>I.5 Conclusion :</b> .....	<b>22</b>
<b>II. Chapitre 2 : Formulation Mathématique</b> .....	<b>24</b>
II.1 Introduction .....	24
II.2 Modèle fluide : .....	24
II.3 Écoulement stationnaire : .....	24
II.4 Écoulement instationnaire : .....	25
II.5 Écoulement 1D, 2D et 3D :.....	25
II.6 Les régimes d'écoulement .....	26
II.6.1 Nombre de Reynolds .....	26
II.6.2 Écoulement laminaire ( $Re < 2000$ ) .....	26
II.6.3 Écoulement turbulent ( $Re > 4000$ ).....	26
II.7 Symétrie .....	26
II.8 Fluide Newtonien .....	27

II.9	Incompressibilité .....	27
II.10	Équations de Conservation .....	28
II.10.1	Équation de continuité .....	28
II.10.2	Équations de mouvement.....	28
II.11	Géométrie du problème .....	29
II.11.1	Étude adimensionnelle.....	29
II.11.2	Conditions aux limites .....	30
II.12	Conclusion.....	30
<b>III.</b>	<b>Chapitre 3 : Approche Numérique .....</b>	<b>32</b>
III.1	Introduction .....	32
III.2	Ansys.....	32
III.3	Fluent .....	33
III.4	La Méthode des volumes finis .....	33
III.5	Mise en œuvre des calculs à travers le module Workbench.....	33
III.5.1	Géométrie .....	34
III.5.2	Maillage.....	34
III.5.3	Le Solveur : <i>Fluent</i> .....	34
III.6	Effet du maillage sur la solution " <i>Grid Dependence Study</i> " .....	35
III.7	Validation de la solution numérique .....	35
III.8	Conclusion.....	36
<b>IV.</b>	<b>Chapitre 4 : Résultats et discussions .....</b>	<b>38</b>
IV.1	Introduction .....	38
IV.2	Étude de l'effet du maillage sur la solution .....	38
IV.3	Validation .....	40
IV.4	Pression statique moyenne.....	41
IV.5	Efficacité du diffuseur .....	51
IV.6	Distance de l'élévation maximal de la pression statique Moyenne par rapport au col .....	53

IV.7 Pression moyenne de stagnation .....	55
<b>Conclusions et perspectives .....</b>	<b>59</b>
<b>Références : .....</b>	<b>61</b>

## Résumé :

Ce mémoire se concentre sur la simulation numérique d'un fluide à travers un conduit à marche descendante, avec une application particulière à l'étude des diffuseurs. La géométrie du problème implique des parois adiabatiques présentant un rapport d'aspect de 1:2, une variation de la distance entre l'obstacle et le col du conduit de 0.2 à 2.6, avec un angle de 10° à 30°, et des nombres de Reynolds variant de 20 à 100. Pour résoudre les équations différentielles qui décrivent cet écoulement stationnaire et incompressible, l'algorithme SIMPLE a été utilisé. La version académique du logiciel Ansys/Fluent a été employé pour modéliser et analyser l'effet du mur et de nombre de Reynolds sur la pression statique, la pression de stagnation et l'efficacité du diffuseur.

Ce mémoire commence par une revue bibliographique des recherches antérieures portant sur l'écoulement dans des conduits à marche descendante, suivi de la définition des propriétés du fluide et de l'écoulement, ainsi que la présentation du logiciel Ansys/Fluent.

**Mots clés :** marche descendante, nombre de Reynolds, pression statique, pression de stagnation, Ansys/fluent,

## ملخص:

ركز هذا العمل على المحاكاة العددية لتدفق السوائل عبر خطوة تنازلية، مع تطبيق محدد لدراسة الناشر. تتضمن هندسة المشكلة جدراناً ثابتة الحرارة بنسبة عرض إلى ارتفاع 1:2، وتباين في المسافة بين السياج وحلق القناة يتراوح من 0.2 إلى 2.6، مع زوايا تتراوح من 10 درجات إلى 30 درجة، وتتراوح أرقام رينولدز من 20 إلى 100. لحل المعادلات التفاضلية التي تصف هذا التدفق الثابت وغير القابل للضغط، تم استخدام خوارزمية SIMPLE. تم استخدام النسخة الأكاديمية لبرنامج Ansys/Fluent لنمذجة وتحليل تأثير السياج ورقم رينولدز على الضغط الساكن وضغط الركود وفعالية الناشر.

يبدأ هذا العمل بمراجعة الأدبيات الخاصة بالأبحاث السابقة حول التدفق في القنوات المتدرجة المواجهة للخلف، متبوعاً بتعريف خصائص السوائل والتدفق، بالإضافة إلى عرض برنامج Ansys/Fluent.

الكلمات المفتاحية: التدفقات التوسعية المفاجئة، رقم رينولدز، الضغط الساكن، ضغط الركود، فعالية الناشر، أنسيس/طلاقة.

## Abstract:

This work focused on the numerical simulation of fluid flow through a backward facing step canal, with a specific application to the study of diffusers. The geometry of the problem involves adiabatic walls with an aspect ratio of 1:2, a variation in distance between the fence and the canal throat ranging from 0.2 to 2.6, with angles varying from  $10^\circ$  to  $30^\circ$ , and Reynolds numbers ranging from 20 to 100. To solve the differential equations describing this steady and incompressible flow, the SIMPLE algorithm was utilized. The academic version of the Ansys/Fluent software was employed to model and analyze the impact of the fence and Reynolds number on static pressure, stagnation pressure, and diffuser effectiveness.

This work begins with a literature review of previous research on flow in backward facing step canals, followed by the definition of fluid and flow properties, as well as the presentation of the Ansys/Fluent software.

Keywords: sudden expansion flows, Reynolds number, static pressure, stagnation pressure, diffuser effectiveness, Ansys/fluent.

## Nomenclature :

$A$	Surface	$[m^2]$
$FSA$	Angle de l'obstacle par rapport à la marche	$[^\circ]$
$L_R$	Longueur de rattachement	$[m]$
$L_F$	Distance du mur par rapport au col	$[m]$
$L_P$	Distance de la pression statique maximale par rapport au col	$[m]$
$L_I$	Longueur du conduit à l'entrée	$[m]$
$L_{Ex}$	Longueur du conduit à la sortie	$[m]$
$P$	Pression statique	$[N/m^2]$
$P_{Avg}$	Pression statique moyenne	$[N/m^2]$
$P_1^*_{avg}$	Pression statique moyenne au col	$[N/m^2]$
$P_2^*_{avg}$	Pression statique moyenne après le col	$[N/m^2]$
$P_{SAvg}$	Pression de stagnation moyenne	$[N/m^2]$
$P_{WMax}$	Pression statique maximale	$[N/m^2]$
$\eta_d$	Rendement de diffuseur	$[\%]$
$\Psi_{Max}$	Fonction de courant maximale	
$y, x$	Coordonnées cartésiennes	$[m]$
$u, v$	Vitesses suivant $x, y$	$[m/s]$
$U$	Vitesse moyenne	$[m/s]$
$W_1$	Épaisseur de la conduite à l'entrée	$[m]$

## Symboles grec :

$\rho$	Masse volumique	[Kg/m <sup>3</sup> ]
$\eta$	Rendement	[%]
$\Psi$	Fonction de courant	
$\mu$	Viscosité dynamique	[Kg/m*s]

## Abréviation :

MD	Marche Descendante
CFD	Computational Fluid Dynamics
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SIMPLER	SIMPLE-Revised
SIMPLEC	SIMPLE-Consistent
PISO	Pressure Implicit with Splitting of Operators

## Liste des figures

<b>Figure 1 :</b> Écoulement d'un fluide le long d'une marche descendante [1].....	2
<b>Figure 2:</b> Configuration géométrique étudiée par Biswass et al.[11].....	11
<b>Figure 3:</b> Configuration géométrique étudiée par Dhinakaran et al. [21].....	17
<b>Figure 4:</b> Configuration géométrique étudiée par Das et Chakrabarti.[22].....	18
<b>Figure 5:</b> Configuration géométrique étudiée par Chakrabarti et al. [23].....	19
<b>Figure 6:</b> Configuration géométrique étudiée par Singh et al.[24] .....	20
<b>Figure 7:</b> Configuration géométrique étudiée par Mohanarangam et al. [25].....	21
<b>Figure 8:</b> Schéma représentant une marche descendante avec l'axe de symétrie [2] .....	21
<b>Figure 9:</b> contrainte de cisaillement en fonction du gradient de vitesse .....	27
<b>Figure 10:</b> représentation de la distance de rattachement 'Lr' en fonction du nombre de nœuds .....	39
<b>Figure 11 :</b> Représentation des profils de vitesse à différentes positions axiales.....	41
<b>Figure 12:</b> Variation de la pression statique moyenne en fonction de la distance axiale.....	42
<b>Figure 13 :</b> Lignes de courant $Re=20, FSA=20^\circ$ et $Lf^*=0.8$ .....	43
<b>Figure 14:</b> Lignes de courant pour $Re=40, FSA=20^\circ$ et $Lf^*= 0.8$ .....	43
<b>Figure 15:</b> Lignes de courant pour $Re=60, FSA=20^\circ$ et $Lf^*= 0.8$ .....	43
<b>Figure 16:</b> Lignes de courant pour $Re=80, FSA=20^\circ$ et $Lf^*= 0.8$ .....	43
<b>Figure 17:</b> Lignes de courant pour $Re=100, FSA=20^\circ$ et $Lf^*= 0.8$ .....	43
<b>Figure 18:</b> Effet de $Lf^*$ sur la pression statique moyenne à $FSA=10^\circ, Re=20$ .....	44
<b>Figure 19:</b> Effet de $Lf^*$ sur la pression statique moyenne à $FSA=10^\circ, Re=100$ .....	45
<b>Figure 20:</b> Lignes de courant pour $Lf^* = 0, FSA = 10^\circ, Re = 20$ .....	45
<b>Figure 21:</b> Lignes de courant pour $Lf^* = 0.2, FSA = 10^\circ, Re = 20$ .....	46
<b>Figure 22:</b> Lignes de courant pour $Lf^* = 0.8, FSA = 10^\circ, Re = 20$ .....	46
<b>Figure 23:</b> Lignes de courant pour $Lf^* = 1.4, FSA = 10^\circ, Re = 20$ .....	46
<b>Figure 24:</b> Lignes de courant pour $Lf^* = 2, FSA = 10^\circ, Re = 20$ .....	46
<b>Figure 25:</b> Lignes de courant pour $Lf^* = 2.6, FSA = 10^\circ, Re = 20$ .....	46
<b>Figure 26:</b> Lignes de courant pour $Lf^* =0, \text{ à } FSA = 10^\circ, Re = 100$ .....	47
<b>Figure 27:</b> Lignes de courant pour $Lf^* =0.2, \text{ à } FSA = 10^\circ, Re = 100$ .....	47
<b>Figure 28:</b> Lignes de courant pour $Lf^* =1.0, \text{ à } FSA = 10^\circ, Re = 100$ .....	47
<b>Figure 29:</b> Lignes de courant pour $Lf^* =1.4, \text{ à } FSA = 10^\circ, Re = 100$ .....	47
<b>Figure 30:</b> Lignes de courant pour $Lf^* =2.0, \text{ à } FSA = 10^\circ, Re = 100$ .....	48
<b>Figure 31:</b> Effet de $Lf^*$ sur la pression statique moyenne à $FSA =30, Re=20$ .....	48

<b>Figure 32:</b> Effet de $L_f^*$ sur la pression statique moyenne à $FSA = 30^\circ$ , $Re=100$ .....	49
<b>Figure 33:</b> Effet du FSA sur la pression statique moyenne à $L_f=0,8$ , $Re=20$ .....	50
<b>Figure 34:</b> Effet du FSA sur la pression statique moyenne à $L_f=0,8$ , $Re=100$ .....	50
<b>Figure 35:</b> Variation de l'efficacité du diffuseur en fonction de $Re$ pour différents FSA ( $0^\circ$ à $30^\circ$ ) à $L_f=0,8$ .....	52
<b>Figure 36:</b> Variation de l'efficacité du diffuseur en fonction de $L_f$ pour différents $Re$ et FSA $=10^\circ$ .....	53
<b>Figure 37:</b> Variation de $L_p$ en fonction de $Re$ pour différentes FSA à $L_f=0,8$ .....	54
<b>Figure 38:</b> Variation de $L_p$ avec $Re$ pour différents $L_f$ à FSA= $30^\circ$ .....	55
<b>Figure 39:</b> Effet de $L_f$ sur la pression moyenne de stagnation à FSA $=30^\circ$ , $Re=20$ .....	56
<b>Figure 40:</b> Effet de $L_f$ sur la pression moyenne de stagnation à FSA $=30^\circ$ , $Re=100$ .....	56
<b>Figure 41:</b> Effet du FSA sur la pression moyenne de stagnation à $L_f=0,8$ , $Re=20$ .....	57
<b>Figure 42:</b> Effet du FSA sur la pression moyenne de stagnation à $L_f=0,8$ , $Re=100$ .....	57

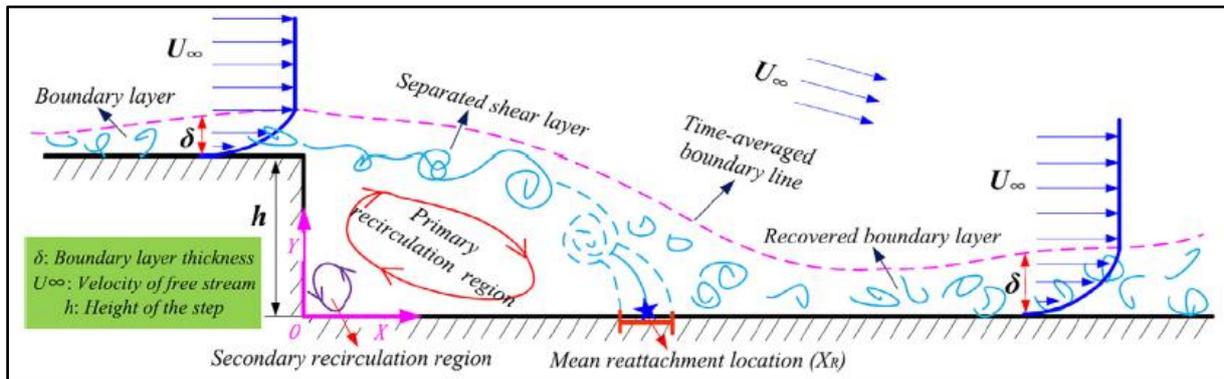
## Liste des tableaux

Tableau 2 : grid dependence study .....	40
---	----

# Introduction générale

## Introduction générale

La marche descendante (MD) est l'une des configurations géométriques les plus simples et les plus étudiées en mécanique des fluides. Il s'agit d'étudier l'écoulement d'un fluide, laminaire ou turbulent, de vitesse constante, le long d'un canal de hauteur  $H$  subissant une descente d'une marche de hauteur  $h$  (voir **Figure 1**).



**Figure 1** : Écoulement d'un fluide le long d'une marche descendante [1]

La MD est une configuration de base riche en phénomènes physiques intéressants tels que le décollement de la couche limite d'un fluide, la dynamique des tourbillons ainsi que le rattachement du fluide. Ces phénomènes physiques dépendent de la géométrie de la marche descendante et des conditions aux limites. Plusieurs applications de la MD sont rencontrées dans la vie courante, telles que les profils aérodynamiques, les spoilers de voitures, les écoulements de fluides autour des véhicules, des bateaux et des immeubles ou les écoulements de fluides à l'intérieur des chambres à combustion de moteurs. Placée entre le compresseur et la chambre de combustion d'une turbine à gaz la MD est utilisée comme un diffuseur afin de convertir l'énergie cinétique du fluide en pression statique contrôlable afin de permettre les meilleures conditions de combustion. De ce fait la MD a fait l'objet d'un intérêt sans cesse croissant dans le domaine de la recherche et de l'engineering (voir à ce propos le travail de synthèse de Chen et al. [1]).

### **Buts et Objectifs de l'étude :**

Dans la présente étude nous nous proposons d'étudier, à l'aide de la CFD, l'écoulement d'un fluide dans une MD en présence d'un obstacle en vue d'explorer l'effet du nombre de Reynolds, de la position et de la dimension de l'obstacle sur la pression statique et la pression moyenne de stagnation, cette configuration est vue comme un diffuseur avec un obstacle qui peut être insérée dans une turbine à gaz.

Nous essayerons, en premier lieu de reproduire les travaux de Mandal et al. [2], ensuite nous tâcherons d'étendre l'étude pour tenir compte des transferts de chaleur.

Cette étude nous permettra :

- Premièrement, d'aborder l'une des configurations, en mécanique des fluides, les plus riches en phénomènes physiques, les plus étudiées avec de nombreuses applications technologiques
- Deuxièmement, de nous initier à la CFD, à travers l'utilisation du logiciel ANSYS\Fluent pour simuler l'écoulement du fluide
- Troisièmement, de nous initier aux problèmes technologiques d'optimisation du phénomène de combustion dans des turbines à gaz.

# **Chapitre 1 :**

# **Étude bibliographique**

# I. Chapitre 1 : Étude Bibliographique

## I.1 Introduction

La marche descendante est une configuration d'écoulement qui a été largement étudiée dans le domaine de la mécanique des fluides.

Les premières études enregistrées d'un écoulement dans une marche descendante remontent au début des années 1900. Cependant, ce n'est qu'avec l'évolution et l'avancement technologique que les chercheurs ont pu effectuer des simulations numériques détaillées de l'écoulement.

Dans les années 1980, la marche descendante est devenue une des références pour la validation des codes de la dynamique des fluides numérique (CFD). Cela était dû en partie à la disponibilité de données expérimentales, ainsi qu'à la géométrie relativement simple de l'écoulement, qui a permis une analyse détaillée de la physique de l'écoulement. Depuis lors, la marche descendante a fait l'objet de nombreuses études expérimentales, théoriques et numériques. Ces études ont contribué à notre compréhension d'un large éventail de phénomènes d'écoulement, y compris la transition des écoulements laminaires-turbulents, la séparation de la couche limite et l'instabilité de l'écoulement.

Dans ce qui va suivre on va essayer de faire une revue des plus importantes études expérimentales, théoriques et numériques qui ont été effectués sur ce sujet.

## I.2 Études expérimentales

Les études expérimentales ont joué un rôle important dans la compréhension du comportement complexe de l'écoulement et des caractéristiques du transfert de chaleur dans les différentes configurations de la marche descendante. Il existe beaucoup de techniques expérimentales, telles que la vélocimétrie par images de particules (PIV), l'anémométrie à fil chaud et les capteurs de flux de chaleur de surface. Ces études ont également exploré divers facteurs susceptibles d'influencer le comportement de l'écoulement, tels que le rapport d'aspect, le refroidissement de la paroi et les ailettes internes.

**Durst et al.** [3] étudient l'écoulement de l'air en aval d'une expansion soudaine à symétrie plane et fournit des informations expérimentales sur la stabilité et la symétrie de l'écoulement à des nombres de Reynolds différents, en fonction de la hauteur du conduit en amont ( $H = 4$  mm) et de la vitesse maximale, inférieure à 1100 mm/s.

L'expérience a été effectuée à l'aide de l'anémométrie laser et les photographies correspondantes obtenues par visualisation de l'écoulement sont présentées pour les trois conditions d'écoulement étudiées, à savoir  $Re = 56$ ,  $Re = 114$  et  $Re = 252$  basés sur la hauteur du canal amont  $H$  et la vitesse maximale  $V$ . Certaines mesures pour des nombres de Reynolds supérieurs à 252 sont également incluses. Les résultats obtenus montrent qu'un écoulement symétrique a été observé pour  $Re=56$ , pour  $Re = 114$  et  $Re = 252$ , l'écoulement est asymétrique mais stable. La visualisation de l'écoulement a montré que les effets tridimensionnels pour ces nombres de Reynolds sont nettement plus importants que pour un  $Re = 56$ . Le taux d'expansion et la forme du conduit en amont influencent sans aucun doute la longueur des régions de séparation et le maintien de la symétrie.

**Yang et al.** [4] proposent trois types de micro-combustibles cylindriques inoxydables avec ou sans une marche descendante pour alimenter une cellule thermo-photovoltaïque (TPV).

L'hydrogène a été utilisé comme combustible. Les résultats montrent que :

- La marche descendante constitue une solution simple mais efficace pour améliorer le mélange des combustibles et prolonger le temps de combustion.
- Les micro-combusteurs avec une marche descendante sont très efficaces pour contrôler la position de la flamme et élargir la plage de fonctionnement en fonction de la vitesse du flux d'entrée et du rapport  $H_2$ /air.
- Le micro-combusteur cylindrique avec une marche descendante est adéquat pour l'application du système de micro-TPV.

**Armaly et al.**[5] mènent une série d'expériences et de calculs numériques pour prédire l'écoulement laminaire, transitoire et turbulent pour un nombre de Reynolds compris entre 70 et 8000 dans une marche descendante. Un anémomètre laser-Doppler a été utilisé pour mesurer la variation de la longueur de séparation en fonction du nombre de Reynolds et pour obtenir des informations détaillées sur les profils de vitesse après la marche. Les résultats montrent que :

- La longueur de la zone de recirculation juste après la marche dépend du nombre de Reynolds.
- Dans le régime laminaire, la longueur de séparation augmente avec le nombre de Reynolds, cette augmentation se produit jusqu'à  $Re = 1200$ .

- La transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent est caractérisée par une forte baisse de la principale région de séparation.
- Une deuxième zone de recirculation a également été observée sur la paroi opposée à la marche, qui augmente puis diminue en taille avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Cette zone change de position en fonction de l'augmentation et de la diminution de la zone de recirculation juste après la marche.
- Les prédictions numériques montrent un accord avec les expériences, au moins jusqu'à  $Re = 400$ . Après  $Re = 400$  des écarts ont été remarqués.

**Tihon et al.** [6] utilisent la technique d'électro diffusion pour étudier les flux de rattachement et de recirculation derrière une marche descendante. Les vecteurs instantanés du taux de cisaillement de la paroi ont été déterminés à l'aide des signaux de courant fournis par une sonde d'électro diffusion à trois segments. Les résultats obtenus montrent que :

- Deux zones de recirculation en aval de la marche ont été identifiées expérimentalement.
- La valeur moyenne dans le temps de la longueur de rattachement était pratiquement constante après avoir atteint des conditions d'écoulement turbulent ( $x_r/h \sim 5,1$ ).
- Le tourbillon de coin faible s'étendait de la marche jusqu'à la position de la deuxième séparation ( $x_c/h \sim 1,75$ ). La taille de cette zone de recirculation secondaire était assez importante.
- L'intensité des fluctuations de vitesse parallèles à la paroi dans la région proche de la paroi s'est avérée être de l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne locale.
- La forte amplitude du frottement de surface à l'intérieur de la zone de recirculation dépendait fortement du nombre de Reynolds ( $c_{fmin} = -0,38 Re_h^{-0,57}$ ).

**Tihon et al.** [7] s'intéressent au régime transitoire ( $Re_h$  de 30 à 1800) d'un écoulement dans une marche descendante. La technique d'électro diffusion est utilisée pour mesurer le taux de cisaillement de la paroi dans un canal d'eau avec un rapport d'expansion de 2 ( $ER = 2$ ). Il est montré que :

- L'étendue près de la paroi des zones de recirculation primaire et secondaire est déterminée à partir de l'inspection des profils de taux de cisaillement instables de la paroi mesurés à la fois à la base et à la paroi du toit.
- Le petit tourbillon de coin, qui devrait exister même à faible nombre de Reynolds, devient détectable expérimentalement à des nombres de Reynolds modérés. Dans des

conditions d'écoulement transitoire, il s'étend rapidement et sa longueur atteint une valeur de  $x_c/h \sim 2.5$  dans des conditions d'écoulement turbulent, lorsque le rapport des longueurs caractéristiques se stabilise à une valeur de  $x_c/x_r \sim 1/3$ .

- L'importance du frottement de surface à l'intérieur de la zone de recirculation primaire dépend fortement du nombre de Reynolds.
- Les changements importants de la longueur de rattachement à des nombres de Reynolds modérés affectent la redistribution de l'écoulement au niveau du point de rattachement.
- La position des fluctuations maximales du taux de cisaillement de la paroi est d'abord (en régime laminaire) située dans la région de redéveloppement de l'écoulement dans le canal, puis (en régime transitoire) déplacée juste derrière le rattachement, et enfin (en régime turbulent) trouvée devant le point de rattachement.
- Les pulsations superposées à l'écoulement d'entrée affectent fortement la structure de l'écoulement dans une marche descendante.
- Si la fréquence la plus efficace est appliquée pour le forçage, la réduction de la longueur de rattachement peut atteindre 80 %. Deux modes d'instabilité de l'écoulement contrôlent cette fréquence : le mode "pas" domine le régime d'écoulement laminaire, tandis que le mode "couche de cisaillement" prévaut dans les conditions d'écoulement transitoire.

**Chun** [8] mène une étude expérimentale sur l'écoulement dans une marche descendante. Des excitations ont été données à l'écoulement séparé au moyen d'un jet oscillant sinusoïdal sortant d'une mince fente près de la ligne de séparation. Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la marche ( $H$ ) variait de  $13\,000 \leq Re_H \leq 33\,000$ . L'effet du forçage local sur la structure de l'écoulement a été examiné en modifiant l'amplitude du forçage ( $0 \leq A_0 \leq 0,07$ ) et la fréquence du forçage ( $0 \leq St_H \leq 5,0$ ). Il est montré que :

- Lorsqu'une fluctuation sinusoïdale de la vitesse a été introduite par une fine fente près de la ligne de séparation, grâce à un petit effet de forçage localisé près du bord de séparation, les caractéristiques globales des flux séparés et rattachement ont été modifiés de manière significative.
- À un niveau de forçage plus élevé, la longueur de rattachement présente un minimum unique à une fréquence de forçage spécifique. Cependant, à des amplitudes de forçage plus faibles, deux minima de longueur de rattachement ont été observés : i) l'un est lié

à l'instabilité de la couche de cisaillement séparée ; et ii) l'autre est attribuable à la formation et au délestage de tourbillons énergétiques provoqués par le "forçage local".

- Lorsque la fréquence de forçage est supérieure à la valeur critique, la longueur de rattachement est encore plus grande que celle de l'écoulement non forcé.
- Il est à noter que l'effet du forçage local sur la turbulence est significatif au bord de la séparation, où l'écoulement a tendance à modifier le processus d'enroulement de la couche de cisaillement.
- Les effets du "forçage local" sur les niveaux d'écoulement et de turbulence moyennés dans le temps étaient significatifs. L'augmentation des niveaux de vitesse moyenne dans la région de la couche de cisaillement était due à la vitesse plus rapide de l'écoulement forcé dans la région de recirculation.
- La fréquence de forçage la plus efficace pour la réduction minimale de la longueur de rattachement est proche de la fréquence de délestage tourbillonnaire de l'écoulement non forcé.

**Nakagawa et Nezu** [9] réalisent une étude expérimentale sur une structure turbulente d'un écoulement dans une marche descendante. Des mesures ont été effectuées à l'aide d'un anémomètre laser Doppler. La distribution de la vitesse moyenne, les caractéristiques de la turbulence, les propriétés de rattachement, la distribution dynamique de la pression et la structure de la contrainte de cisaillement ont été analysées. Il est montré que :

- La vitesse moyenne s'écarte de la distribution de loi logarithmique immédiatement en aval de la marche et coïncide plutôt bien avec la distribution gaussienne d'une couche de mélange à mesure que l'on s'approche du rattachement. Après le rattachement, une nouvelle couche subliminale se forme, dans laquelle la loi de van Driest<sup>1</sup> peut être appliquée.
- La longueur de recollement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds et peut ensuite atteindre une constante.
- Les intensités de turbulence augmentent jusqu'à environ 1,5 fois les valeurs initiales le long de la ligne  $y/H_s = 1,0$ .
- La quantité de mouvement spécifique est approximativement conservée en aval de la marche.

---

<sup>1</sup>l'hypothèse de Van Driest stipule que la diffusivité des tourbillons diminue à mesure que l'on s'approche de la paroi [1]

**Abbott et Kline** [10] réalisent une étude expérimentale sur l'écoulement turbulent subsonique dans une marche descendante. L'objectif principal est de fournir des informations plus détaillées sur une région séparée et son interaction avec l'écoulement principal. Il a été constaté que trois zones d'écoulement existent dans la séparation turbulente : (I) Une zone tridimensionnelle située immédiatement en aval de la face de l'escalier et caractérisée par un ou plusieurs tourbillons tournant autour d'un axe normal à la direction de l'écoulement ; (II) une zone bidimensionnelle en aval de la zone (I) qui contient le schéma classique de décrochage de l'écoulement se déplaçant vers l'amont le long de la paroi et vers l'aval adjacent à l'écoulement traversant ; (III) une région dépendant du temps qui change périodiquement de taille. Pour les rapports de surface supérieurs à 1.5, les longueurs correspondantes des trois zones étaient différentes pour les deux côtés de la marche double. Pour les rapports de surface inférieurs à 1.5, les zones correspondantes de chaque côté de la marche double ont une longueur égale à celle d'une marche simple de même longueur. Il n'y a pas eu de variation dans la longueur des trois zones de recirculation pour une variation du nombre de Reynolds de  $2.10^4 < Re_{w0} < 5.104$ . Près du point de rattachement, l'écoulement n'est pas bidimensionnel mais en amont et en aval du point de rattachement, l'écoulement était tout à fait bidimensionnel. Le profil de l'écoulement est essentiellement indépendant de la configuration de la couche limite d'entrée.

### I.3 Études théoriques :

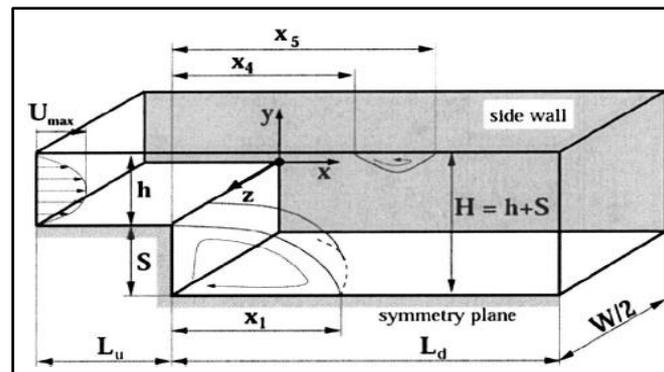
Les études théoriques ont contribué à notre compréhension des mécanismes physiques qui régissent le comportement de l'écoulement dans les configurations de marche descendante. Ces études ont permis de mieux comprendre les facteurs qui contrôlent le comportement de l'écoulement dans les configurations de la marche descendante, tels que le nombre de Reynolds, le gradient de pression et la géométrie. Toutefois, il convient de noter que les études théoriques sur ce sujet sont relativement limitées et que la majorité des recherches dans ce domaine ont été menées par le biais d'études numériques et expérimentales.

### I.4 Études numériques :

Les études numériques ont contribué de manière significative à notre compréhension du comportement complexe de l'écoulement dans les configurations de la marche descendante. Il existe beaucoup de techniques de simulation numérique, y compris la dynamique des fluides computationnelle (CFD), la simulation à grande échelle 'Large Eddy Simulation (LES)', la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) et la Direct Numerical Simulation

(DNS). Les études ont également exploré divers facteurs qui peuvent influencer le comportement de l'écoulement, tels que le nombre de Reynolds, la hauteur de la marche, la température et les conditions d'afflux.

**Biswas et al.**[11] s'intéressent aux écoulements bidimensionnels et tridimensionnels dans une marche descendante (Voir figure 2) et fournit des résultats obtenus par des calculs et simulations numériques, pour divers taux d'expansion  $1.9423 < H/h < 3$  et une large gamme de nombres de Reynolds  $10^4 < Re_D < 800$ .



*Figure 2: Configuration géométrique étudiée par Biswas et al. [11]*

Cet article s'intéresse aux écoulements bidimensionnels et tridimensionnels dans une marche descendante et fournit des résultats obtenus par des calculs et simulations numériques, pour divers taux d'expansion  $1.9423 < H/h < 3$  et une large gamme de nombres de Reynolds  $10^4 < Re_D < 800$ .

Comme résultats, les chercheurs ont trouvé :

- A  $10^4 < Re_D < 1$  ils ont remarqué un tourbillon de coin de taille presque constante se trouve dans le coin concave derrière la marche, et il augmente avec l'augmentation de nombre de Reynolds.
- La longueur de recirculation primaire augmente de manière non-linéaire avec l'augmentation de taux d'expansion  $H/h$ .
- Les pertes de pression augmentent avec l'augmentation de la hauteur de marche  $H$  et diminuent avec l'augmentation du nombre de Reynolds, sauf pour  $Re_D > 200$  et les grands rapports d'expansion,  $H/h$ .
- Les résultats numériques de l'expérience sont en accord avec les résultats expérimentaux, et cela signifie que les simulations numériques qui ont été faites sont exactes.

**Drikakis** [12] étudie numériquement les écoulements laminaires incompressibles dans une marche descendante symétrique. Des calculs ont été effectués pour divers nombres de Reynolds et rapports d'expansion. Plusieurs schémas numériques et solveurs itératifs ont été comparés afin de confirmer la structure du flux, et en particulier la séparation asymétrique du flux ; ceci est dû à l'incertitude des méthodes CFD pour prédire de tels phénomènes d'écoulement. Les calculs ont révélé que le flux est séparé symétriquement jusqu'à un certain nombre de Reynolds tandis que, lorsque le nombre de Reynolds augmente, une bifurcation qui brise la symétrie se produit et des bulles de séparation de tailles différentes se forment sur les parois supérieure et inférieure. Il a été aussi remarqué que dès qu'on augmente le taux d'expansion le nombre de Reynolds critique de la bifurcation qui brise la symétrie diminue.

**Hawa et Rusak** [13] étudient la dynamique d'un écoulement visqueux bidimensionnel dans un long canal symétrique avec une marche descendante a été étudiée par trois méthodes qui sont : les études de stabilité linéaire, l'analyse asymptotique et les simulations numériques. Ce travail a mis en exergue les résultats suivants :

- Pour l'analyse de stabilité linéaire : Un mode de perturbation asymétrique neutre et stable existe à l'état critique pour les états d'équilibre symétrique et asymétrique.
- Pour les méthodes asymptotiques : Les états symétriques changent leurs caractéristiques de stabilité lorsque le nombre de Reynolds change autour du niveau critique. Lorsque  $Re < Re_c$ , un mode asymptotiquement stable est trouvé et lorsque  $Re > Re_c$ , un mode instable de perturbation peut se développer. Il est également démontré que lorsque  $Re > Re_c$ , les états asymétriques ont un mode de perturbation asymptotiquement stable.
- Pour les simulations numériques directes : Les flux symétriques avec  $Re < Re_c$  sont linéairement stables aux perturbations bidimensionnelles, alors que les états symétriques avec  $Re > Re_c$  sont instables, le taux de décroissance ou de croissance des perturbations calculé à partir des simulations numériques correspond aux formules de stabilité linéaire. La dynamique des perturbations de faible et de grande amplitude démontre que les états symétriques peuvent être absolument stables lorsque  $Re < Re_c$  et sont absolument instables lorsque  $Re > Re_c$ .

**Durst et al.** [14] font des mesures détaillées de la vitesse et des prévisions numériques sont présentées pour l'écoulement bidimensionnel à travers une marche descendante symétrique de rapport de surface 1:2 et une large gamme de nombres de Reynolds  $70 < Re < 610$ .

Il a été remarqué qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds l'écoulement symétrique devient asymétrique avec l'apparition de deux zones de recirculation qui se situent dans les deux coins et cela à partir d'un nombre de Reynolds compris entre 100 et 175.

Ensuite, avec l'augmentation de nombre de Reynolds l'une des régions de recirculation (celle qui se situe de côté de mur supérieure) est assez constante et stable en termes de longueur, ce qui signifie qu'elle n'est pas influencée par  $Re$ . Par contre l'autre région (celle qui se situe de côté de mur supérieure) est totalement proportionnelle avec le nombre de Reynolds.

A partir de  $Re = 400$  une troisième zone de recirculation apparaît du côté du mur supérieure et est proportionnelle au nombre de Reynolds comme la deuxième zone de recirculation.

Enfin, une concordance entre les résultats numérique et expérimentale a été constatée pour tous les nombres de Reynolds étudiés.

**Choi et al.**[15] effectuent des simulations numériques en utilisant les approches RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) et LES (Large Eddy Simulation). L'étude numérique a été mise en œuvre pour différents angles de la marche ( $10^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $25^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ ), différents taux d'expansion (1,48, 2 et 3,27) et nombres de Reynolds (5000, 8000, 11000, 15000, 47000 et 64000).

Les résultats obtenus ont été comparé aux résultats obtenus par (B. Ruck, and B. Makiola – 1993 dans[16] [2]). Il a été montré que :

- Les résultats numériques de la longueur de rattachement en fonction des angles de marche descendante montrent un bon accord avec les observations de Ruck et Makiola [16] pour le nombre de Reynolds de 64 000 et les rapports d'expansion de 1,48 et 2.
- Pour  $Re > 15000$ , la longueur d'attache ne dépend plus du nombre de Reynolds et tend à être constante lorsque l'angle d'inclinaison est supérieur à  $30^\circ$ .
- Un très bon accord entre les résultats numériques (LES) et l'observation du profil de vitesse sur la marche de  $10^\circ$  et  $30^\circ$  avec un nombre de Reynolds de 47000 et un taux d'expansion de 1,47.
- L'approche (LES) montre une plus grande précision pour capturer les structures de l'écoulement derrière la marche.

Dans le travail de **Hackman et al.** [17] des prédictions sont rapportées pour des écoulements bidimensionnels, constants et incompressibles sur une marche descendante, à la

fois pour des conditions laminaires et turbulentes. Pour l'écoulement turbulent, le modèle de turbulence standard k- $\epsilon$  a été utilisé.

L'analyse de la littérature révèle qu'il existe souvent des écarts importants entre les prévisions et les mesures pour les écoulements turbulents à recirculation, mais il n'est généralement pas évident de savoir si ces écarts proviennent d'un mauvais modèle de turbulence, d'une solution inexacte ou de données expérimentales inexactes. Cet article tentera d'obtenir des solutions suffisamment précises au problème de la marche descendante pour que les performances du modèle de turbulence k- $\epsilon$  puissent être évaluées avec un degré de confiance supplémentaire.

Les chercheurs ont conclu, que les prédictions actuelles de l'écoulement turbulent dans une marche descendante sont en bien meilleur accord avec les mesures que certaines prédictions antérieures pour le même problème en utilisant le même modèle de turbulence.

Ce progrès résulte apparemment de la réduction de l'erreur dans la résolution des équations différentielles. Il s'ensuit que pour évaluer correctement l'adéquation d'un modèle de turbulence, il faut faire très attention à ne pas confondre l'erreur dans le modèle mathématique avec l'erreur de solution.

**Guo et al.**[18] utilisent la « DSMC<sup>2</sup> » pour étudier les caractéristiques de l'écoulement d'une marche descendante hypersonique sous contrôle actif de l'écoulement à l'aide d'un jet supersonique dans l'espace proche (entre 20km et 80km d'altitude).

L'influence de l'altitude et du contrôle actif (l'azote est choisi comme agent de projection dans cette étude, et il peut être injecté verticalement à 18 mm et 8 mm en amont de la marche, à savoir le jet A et le jet B, ou être injecté horizontalement à 1 mm du bord de la marche, à savoir le jet C) de l'écoulement sur l'écoulement dans une marche descendante sont étudiés en détail.

Trois paramètres, à savoir l'épaisseur de la couche limite, la longueur de la région de recirculation et l'angle d'inclinaison de la région de recirculation primaire, sont utilisés pour évaluer les caractéristiques de l'écoulement dans chaque cas calculé.

Les résultats montrent que :

---

<sup>2</sup>La méthode de Simulation Directe de Monte Carlo : est l'une des méthodes de simulation de particules les plus efficaces pour traiter la dynamique des gaz raréfiés

- L'altitude a une influence importante sur les caractéristiques de l'écoulement du BFS de base. L'épaisseur de la couche limite augmente avec l'altitude, l'angle d'inclinaison de la zone de recirculation primaire diminue presque linéairement avec l'altitude et la zone de recirculation diminue avec l'altitude.
- Le jet vertical en amont de la marche, tel que le jet A et le jet B, le principal effet est l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite en aval de la fente du jet, et il n'a qu'une faible influence sur la longueur de la région de recirculation et une influence négligeable sur la forme de la région de recirculation.
- Le jet horizontal proche du bord de la marche, tel que le jet C, peut modifier considérablement la longueur de la région de recirculation en ajustant l'angle de jet, et son influence sur l'épaisseur de la couche limite est faible.

**Fearn et al.**[19]étudient l'origine des flux asymétriques réguliers dans une marche descendante symétrique.

- Études à des nombres de Reynolds faible :  $25 < Re < 80$

En premier lieu les chercheurs ont fait une analyse à des nombres de Reynolds inférieurs et à environ 35, et ils ont remarqué que l'écoulement possède une symétrie autour du plan médian du canal, avec deux régions de recirculation identiques derrière les deux marches.

Après cela le nombre de Reynolds a été porté à des valeurs supérieures à 33 en allant jusqu'à 60 et 80, ils ont remarqué que l'écoulement qui était stable et symétrique a perdu sa stabilité et devenue asymétrique et instable. En d'autres termes l'écoulement est stable dans un côté et instable dans un autre, et cela est constaté par l'allongement d'une zone de recirculation et par la stabilité de l'autre.

À  $Re = 60$  l'écoulement était asymétrique et stable jusqu'à une distance de  $20h$  il redevient parabolique.  $h$  étant la hauteur de la marche).

- Études à des nombres de Reynolds élevés :

Dans le but d'étudier le développement de l'écoulement au-delà de la bifurcation initiale de rupture de symétrie.

Les chercheurs ont commencé à  $Re = 125$  et ils ont remarqué l'apparition d'une troisième région de recirculation sur la même paroi que la petite recirculation initiale. Cette troisième région de séparation s'est allongée à mesure que  $Re$  a été augmenté jusqu'à une valeur

d'environ 155, lorsque l'on a observé que l'écoulement devenait instable. En plus ils ont remarqué que l'écoulement est resté stable jusqu'à  $Re = 151$ .

Ils ont constaté que la perte de stabilité des écoulements asymétriques stables au profit d'écoulements dépendant du temps ne se produit pas par une bifurcation de Hopf bidimensionnelle, mais cela revient aux effets tridimensionnels dans le canal.

Dans tous les cas il y a une concordance entre les résultats expérimentaux et numériques.

**Wahba** [20] étudie, numériquement, l'écoulement laminaire incompressible dans un plan symétrique à expansion soudaine.

L'objectif étant d'examiner l'effet du type de profil de flux d'entrée (uniformes et paraboliques) sur le nombre de Reynolds critique et sur le champ d'écoulement, l'effet de l'utilisation de différents types de solveurs, explicites et implicites, sur le calcul du nombre critique de Reynolds, l'effet profond du choix du solveur sur les trois solutions possibles, les deux solutions asymétriques stables et la solution symétrique instable.

Il a été observé que :

- En dessous d'un certain nombre de Reynolds, l'écoulement est symétrique avec deux bulles de recirculation de taille égale. Les écoulements uniformes produisent des bulles de recirculation plus petites que les écoulements paraboliques.
- Au-delà du nombre critique de Reynolds, l'écoulement subit une bifurcation en fourche qui rompt la symétrie et des asymétries apparaissent dans le champ d'écoulement.
- Le type d'écoulement détermine la valeur du nombre critique de Reynolds. Les flux uniformes tendent à stabiliser la solution symétrique en repoussant le nombre de Reynolds critique à des valeurs plus élevées que les flux paraboliques.  $Re = 64$  pour les écoulements uniformes et  $Re = 36$  pour les écoulements paraboliques.
- Les solveurs explicites permettent de retrouver la solution asymétrique stable, tandis que les solveurs implicites peuvent retrouver à la fois la solution symétrique instable ou la solution asymétrique stable.
- L'écoulement retrouve sa symétrie après une certaine distance en aval du plan d'expansion.

**Dhinakaran et al.** [21] étudient, numériquement en utilisant la méthode de volumes finis, un écoulement laminaire de fluides non newtoniens inélastiques, obéissant au modèle de loi

de puissance, à travers une marche descendante plane avec un rapport d'expansion de 1:3 (Voir Figure 3), une large gamme d'indices de loi de puissance,  $0,2 \leq n \leq 4$ , des nombres de Reynolds généralisés,  $0,01 \leq Re_{gen} \leq 600$ , y compris des données pour la correction de Couette.

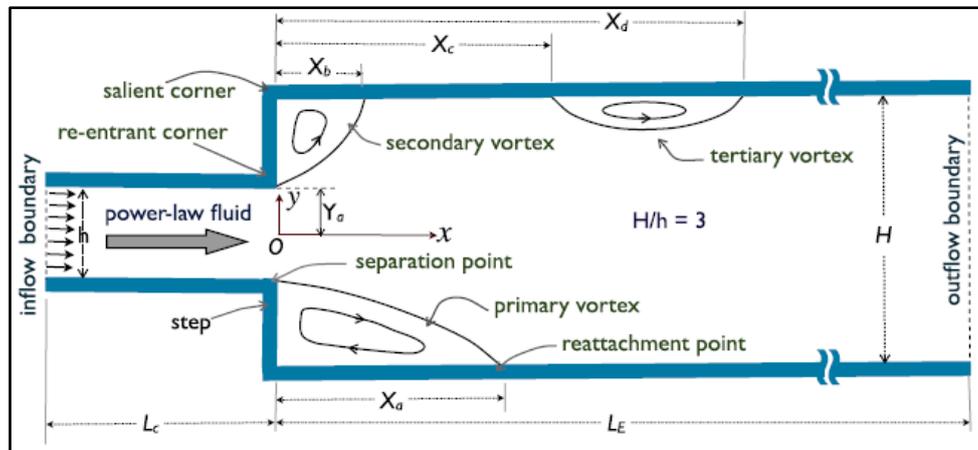
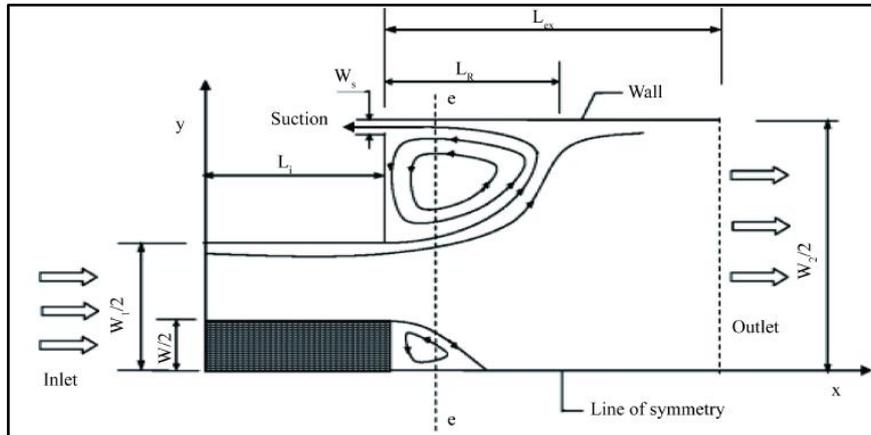


Figure 3: Configuration géométrique étudiée par Dhinakaran et al. [21]

Cette étude montre que :

- L'écoulement est régulier pour toute la gamme de  $Re_{gen}$
- L'écoulement dépend fortement de l'indice de loi de puissance « n », car des changements significatifs dans le comportement de l'écoulement se produisent lorsque les valeurs de n varient.
- Dans la limite de l'écoulement rampant ( $Re \rightarrow 0$ ), des tourbillons de Moffatt apparaissent et augmentent progressivement en taille avec l'augmentation de n et atteignent asymptotiquement une valeur constante au-dessus de  $n \approx 3$ . Le point de séparation,  $Y_a/h$  se déplace vers le coin aigu avec une augmentation de l'indice de loi de puissance, et atteint une valeur constante à des valeurs élevées de n.
- La bifurcation de l'écoulement est retardée pour les fluides à amincissement par cisaillement ( $n < 1$ ) par rapport aux fluides newtoniens ( $n = 1$ ), alors que ce phénomène se produit plus tôt dans le cas des fluides à épaissement par cisaillement ( $n > 1$ ). Ainsi, le nombre de Reynolds critique auquel l'asymétrie est observée augmente lorsque n diminue.
- Les tourbillons de recirculation le long des parois deviennent plus étirés lorsque le comportement d'épaississement par cisaillement est renforcé, alors qu'ils deviennent plus courbés lorsque le comportement d'amincissement par cisaillement est renforcé.

**Das et Chakrabarti** [22] ont mené une étude approfondie sur les caractéristiques de pression dans la configuration d'une expansion soudaine avec aspiration et une restriction centrale (Voir **Figure 4**: Configuration géométrique étudiée par Das et Chakrabarti.[22]). Des nombres de Reynolds de 50 à 200 ont été considérés au cours de cette étude, fraction de purge (bleed fraction<sup>3</sup>) de 2% à 10% du débit massique à l'entrée ,0% à 40 % de restriction centrale et un rapport d'aspect de 2 à 6. Les effets de chaque variable sur la distribution de la pression de stagnation et statique moyennes ont été étudiés en détails.



**Figure 4:** Configuration géométrique étudiée par Das et Chakrabarti.[22]

L'étude a abouti aux résultats suivants :

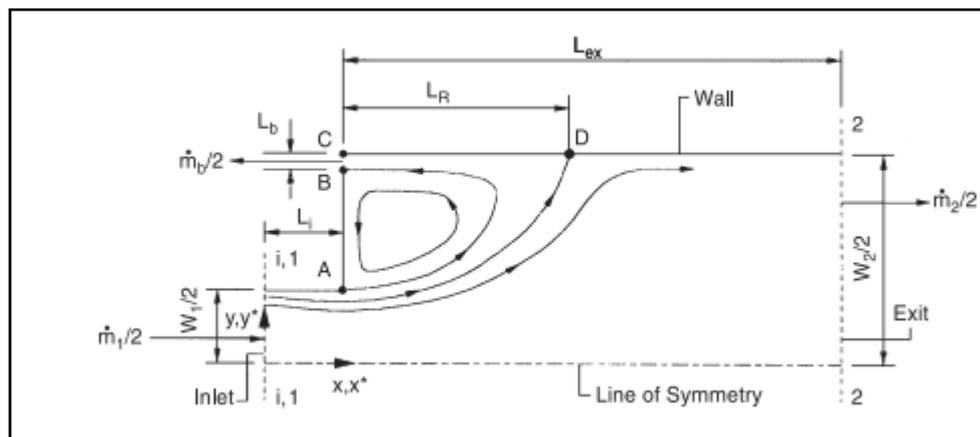
- L'amplitude maximale de l'augmentation moyenne de la pression statique depuis la gorge augmente avec l'augmentation du pourcentage d'aspiration, pourcentage de restriction et de nombre de Reynolds.
- L'amplitude maximale de l'augmentation moyenne de la pression statique depuis la gorge est plus faible pour un rapport d'aspect plus élevé. De plus, cette amplitude est toujours plus élevée dans le cas de la configuration d'expansion soudaine avec restriction centrale et aspiration, comparée au cas sans configuration d'aspiration.
- La pression de stagnation moyenne augmente avec l'augmentation du pourcentage d'aspiration et de restriction centrale et le rapport d'aspect, mais c'est l'inverse pour le nombre de Reynolds.

---

<sup>3</sup>**Bleed fraction** : ou bien fraction de purge, la proportion du flux d'air ou de fluide qui est dérivée ou évacuée d'un système ou d'une région spécifique.

- Lorsque l'aspiration est prise en compte, la diminution moyenne de la pression de stagnation à une section augmente dans le cas de la configuration avec aspiration par rapport au cas sans aspiration.

**Chakrabarti et al.**[23] ont simulé les performances d'un diffuseur contrôlé par un vortex (VCD). Le nombre de Reynolds varie de 20 jusqu'à 100 (régime à faible nombre de Reynolds), la géométrie comprend un rapport d'aspect de 2 et 4 et une variation du facteur d'aspiration à 2%, 5% et 10% (voir **Figure 5**). L'efficacité du diffuseur et la pression de stagnation dans cette étude ont été étudiées en détails.



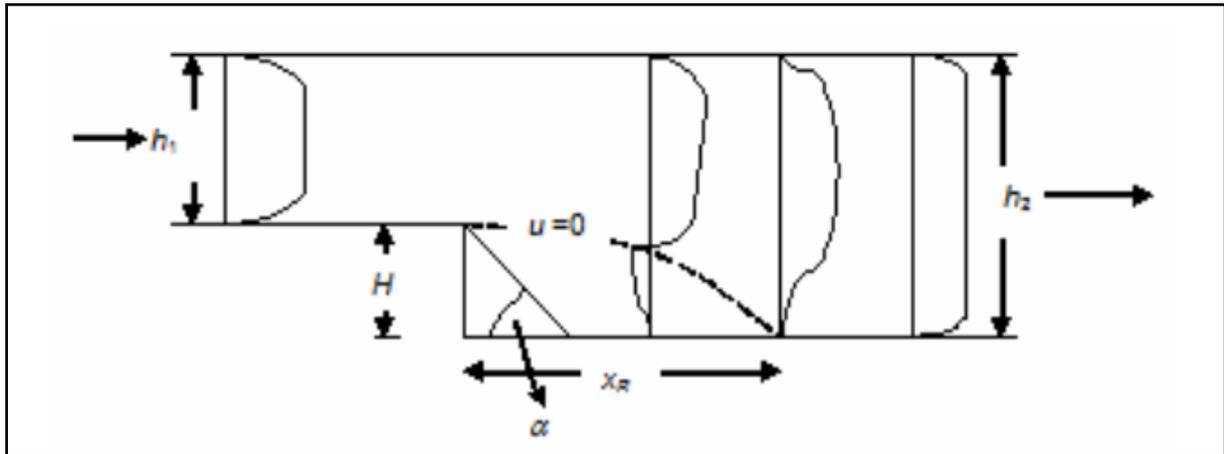
**Figure 5:** Configuration géométrique étudiée par Chakrabarti et al. [23]

L'étude a abouti aux résultats suivants :

- Le comportement du VCD diffère complètement de celui d'une expansion soudaine en présence de la purge dans le cas de la variation de la pression totale le long du diffuseur.
- Pour un nombre de Reynolds et un rapport d'aspect donné, la pression statique augmente avec l'augmentation de la fraction de purge (bleed).
- Pour un nombre de Reynolds considéré, il a été observé que le rapport d'aspect environ 2 est le plus approprié.
- Pour obtenir les meilleures performances la position de la fente de purge devrait de préférence être située au coin supérieur du VCD.
- L'efficacité du diffuseur augmente de manière linéaire avec l'augmentation de la fraction de purge pour un rapport de surface et un nombre de Reynolds donnés.

**Singh et al** [24] ont étudié la longueur de rattachement pour les écoulements turbulents à travers une marche descendante. La simulation a été réalisée en faisant varier les angles de la

marche de  $15^\circ$  à  $90^\circ$  et en couvrant une gamme de nombres de Reynolds allant de 1500 à 6400, avec un rapport d'aspect de 1.48 et 2.0. (Voir Figure 6)



*Figure 6: Configuration géométrique étudiée par Singh et al.[24]*

L'étude a abouti aux résultats suivants :

- Pour  $Re = 1500$  et pour des angles de  $15^\circ$  et  $90^\circ$  respectivement la longueur de rattachement adimensionnelle ( $X_r / H$ ) augmente de 3.78 à 7.1.
- Pour un nombre de Reynolds qui augmente de 15000 jusqu'à 64000 la longueur de rattachement adimensionnelle augmente de 7.0 jusqu'à 7.7 pour un angle de la marche qui est égale à  $90^\circ$ .
- L'augmentation du rapport d'aspect de 1.48 à 2.0 inclue une diminution de la longueur de rattachement pour  $Re=15000$ , mais pour des nombres de Reynolds supérieur, la longueur de rattachement augmente.

**Mohanarangam et al** [25] s'est intéressé à l'effet de la variation de la hauteur d'une marche descendante sur la turbulence dans un écoulement avec des particules (gaz-particules) et leur comportement de dispersion (voir **Figure 7**). La simulation est réalisée sur une géométrie en deux dimensions avec trois variations de la marche ( $ER = s / (s - S)$ ). Deux types de particules ont été choisis pour cette étude : des particules de verre et des particules de cuivre. La vitesse ( $U_b$ ) est considérée constante dans les trois cas.

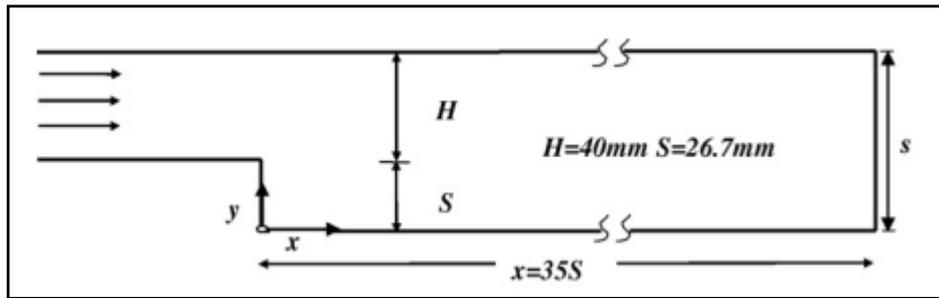


Figure 7: Configuration géométrique étudiée par Mohanarangam et al. [25]

L'étude a abouti aux résultats suivants :

- Les zones de recirculation augmentent avec l'augmentation de la hauteur des marches et de même pour le rattachement
- La valeur maximale de l'énergie cinétique est atteinte avant le rattachement, puis celle-ci diminue progressivement.
- Les vitesses des particules dans le sens de l'écoulement étaient généralement supérieures à celles des gaz, en raison des effets inertiels subis par les particules.

Dans la présente étude nous allons reprendre le travail de **Mandal et al.**[2] pour mener une étude numérique des performances d'une marche descendante avec un obstacle vue comme un diffuseur (Voir **Figure 8**), (le diffuseur est placé entre un compresseur et la chambre de combustion).

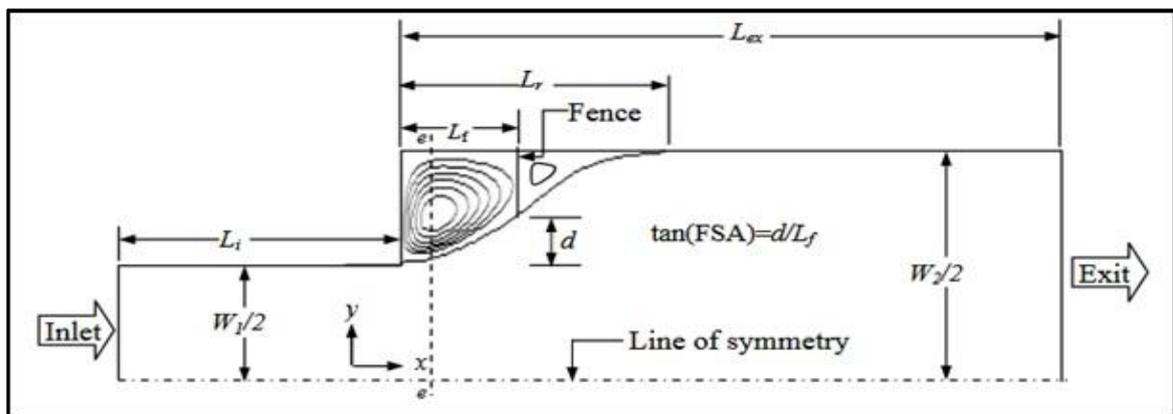


Figure 8: Schéma représentant une marche descendante avec l'axe de symétrie [2]

Pour ce faire, on va utiliser l'algorithme SIMPLE pour résoudre des équations différentielles bidimensionnelles stables pour la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Le nombre de Reynolds est compris entre 20 et 100 et l'angle de l'obstacle par rapport à la marche (FSA) est compris entre  $10^\circ$  et  $30^\circ$ . L'emplacement de l'obstacle à partir de la gorge varie de 0.2 à 2.6. Un rapport d'aspect pour tous les calculs est pris égal à 2.

Ensuite on va étudier l'effet de chaque variable sur la pression statique moyenne, l'efficacité du diffuseur, la distance d'augmentation maximale de la pression statique et la pression de stagnation moyenne, et on va faire des comparaisons par rapport à une marche descendante sans un obstacle.

Le diffuseur est un élément important d'un compresseur ou d'une pompe. Son but est de réduire la vitesse du flux sortant de la roue, ce qui entraîne une augmentation de la pression. Le diffuseur peut être représenté comme un canal divergeant dans la direction du flux.

Bien que le diffuseur de base semble être un dispositif géométriquement simple, il est confronté à deux graves problèmes de mécanique des fluides. Le premier problème est la tendance des couches limites à se séparer des parois du diffuseur si le taux local de diffusion est trop rapide, ce qui entraîne un mélange des flux et d'importantes pertes de pression de stagnation. D'autre part, si le taux de diffusion est trop faible, le fluide est exposé à une grande longueur de paroi et les pertes par frottement deviennent à nouveau excessives.

## **I.5 Conclusion :**

Dans ce chapitre nous avons tenté de brasser, dans la limite de ce qui nous a été permis de consulter, les travaux de la littérature ayant un rapport avec la configuration de la marche descendante. On peut dire que cette configuration est très importante et très efficace, vue qu'elle est utilisée presque dans tous les domaines de l'industrie pour différents objectifs.

# Chapitre 2 :

## Formulation mathématique

## II. Chapitre 2 : Formulation Mathématique

### II.1 Introduction

L'étude des liquides et des gaz dans le domaine de la mécanique des fluides exige l'utilisation de formulations mathématiques pour comprendre le comportement de ces fluides. Les équations de conservation jouent un rôle fondamental dans la modélisation et l'analyse de ces derniers. Elles traduisent les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie au sein d'un système fluide. Ces équations sont essentielles pour prédire les manifestations observées à l'intérieur des écoulements fluides.

Dans ce chapitre nous allons exposer le modèle fluide adopté dans notre étude en explicitant, brièvement, les différentes hypothèses utilisées, nous poserons ensuite les équations de conservations ainsi que les conditions aux limites retenues.

### II.2 Modèle fluide :

Le fluide, objet de la présente étude, est considéré :

1. Stationnaire
2. Bidimensionnel
3. Laminaire
4. Symétrique
5. Newtonien
6. Incompressible

Dans ce qui suit nous allons expliciter chacune de ces hypothèses et justifier leur utilisation dans le cadre de la présente étude.

### II.3 Écoulement stationnaire :

Dans un écoulement stationnaire, les propriétés du fluide (comme la vitesse, la pression, la densité) en un point donné ne changent pas avec le temps. En d'autres termes, les caractéristiques de l'écoulement restent constantes à chaque point d'un système, et cela se produit pendant une période prolongée. Par exemple, l'écoulement de l'eau dans une rivière calme est généralement considéré comme stationnaire, car les propriétés du fluide à un endroit donné ne changent pas au fil du temps.

## II.4 Écoulement instationnaire :

Dans un écoulement instationnaire, les propriétés du fluide en un point donné varient avec le temps. Cela signifie que l'écoulement n'est pas constant et peut être influencé par des facteurs tels que des changements dans la vitesse, la direction, la pression, etc. Par exemple, le mouvement turbulent de l'air derrière un avion en vol est un exemple d'écoulement instationnaire, car les propriétés du fluide changent rapidement en réponse aux mouvements de l'avion.

Dans la présente étude, représentée par la configuration de la **Figure 8**, les conditions aux limites étant stationnaires et le nombre de Reynolds suffisamment faible pour produire un écoulement laminaire, nous nous intéresserons au régime établi et le fluide sera donc considéré, à juste titre stationnaire.

## II.5 Écoulement 1D, 2D et 3D :

La caractérisation d'un champ d'écoulement repose essentiellement sur la distribution des vitesses au sein du fluide. En conséquence, un écoulement sera dit à 1, 2 ou 3 dimensions si sa vitesse varie respectivement selon, une, deux, trois dimensions. Un écoulement de fluide classique nécessite une géométrie à trois dimensions, avec des variations de vitesse qui s'étendent sur ces trois dimensions. Cette configuration tridimensionnelle peut sembler inutile (exprimée par exemple par  $v(x, y, z)$  en coordonnées cartésiennes ou  $v(r, \theta, z)$  en coordonnées cylindriques). Cependant, il est important de noter que dans certains cas, les variations de vitesse le long de certaines directions peuvent être négligeables par rapport à d'autres directions. Dans de telles situations, il devient possible et justifié de modéliser l'écoulement de manière plus simple en une ou deux dimensions, sans compromettre la précision de la représentation. La complexité de l'analyse augmente considérablement avec le nombre de dimensions du champ d'écoulement. Pour de nombreux problèmes rencontrés en ingénierie, une analyse à une dimension est suffisante pour fournir des solutions approximatives d'une précision adaptée à l'ingénierie.

Dans le cas de la présente étude la configuration géométrique est de nature 3D mais le calcul 2D est justifié, dans certaines conditions, notamment si le régime est laminaire et si le nombre de Reynolds est très faible [26-28], ce qui est le cas présentement.

## II.6 Les régimes d'écoulement

### II.6.1 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds exprime le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, et il sert de paramètre pratique pour anticiper si un régime d'écoulement sera de nature laminaire ou turbulente. Il est défini par la relation suivante :

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (1)$$

$\rho v D$  : Les forces d'inertie.

$\rho$  : densité du fluide ( $\text{kg/m}^3$ ),  $v$  : vitesse du fluide (m/s),  $D$  : le diamètre hydraulique.

$\mu$  : forces visqueuses (viscosité dynamique).

### II.6.2 Écoulement laminaire ( $Re < 2000$ )

Dans un écoulement laminaire, les particules du fluide se déplacent en couches parallèles, sans se mélanger. Les particules suivent des trajectoires bien définies et ordonnées. Les écoulements laminaires sont généralement associés à des vitesses faibles et à des fluides visqueux. Ils se caractérisent par leur régularité et leur prévisibilité. Les écoulements laminaire sont souvent moins turbulents et ont tendance à créer moins de résistance à l'écoulement.

### II.6.3 Écoulement turbulent ( $Re > 4000$ )

À mesure que le nombre de Reynolds augmente, les forces inertielles deviennent plus importantes par rapport aux forces visqueuses. Cela conduit à la formation de tourbillons et de structures turbulentes dans le fluide. Les particules du fluide se mélangent de manière chaotique, créant une complexité et une variabilité dans le mouvement.

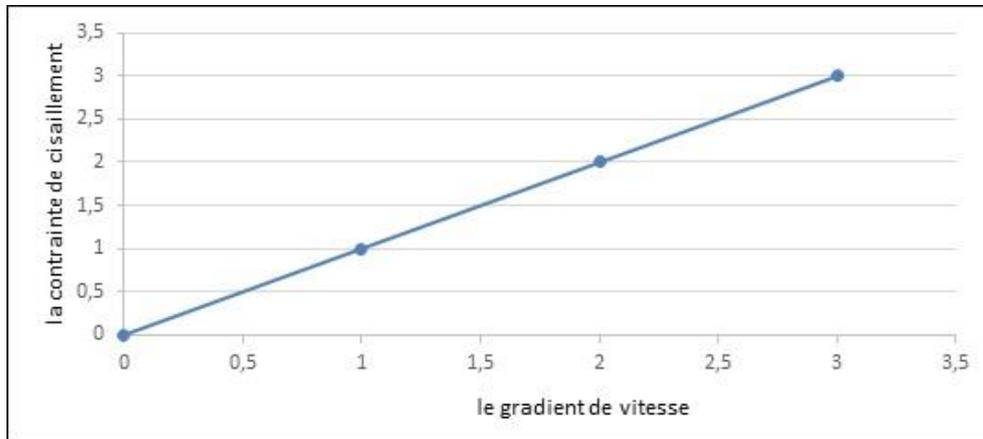
Dans la présente étude le nombre de Reynolds est inférieur ou égale à 100 ce qui justifie le choix du régime laminaire.

## II.7 Symétrie

L'écoulement du fluide étant considéré laminaire et bidimensionnel, les conditions aux limites sont appliquées de manière symétrique, de ce fait l'étude est faite uniquement sur une partie symétrique de la géométrie initiale.

## II.8 Fluide Newtonien

Pour comprendre la différence entre un fluide newtonien et non newtonien, il faut revenir à la loi de la viscosité de newton. Cette dernière indique que la contrainte de cisaillement doit être directement proportionnelle au gradient de vitesse comme illustré sur la **Figure 9**.



*Figure 9: contrainte de cisaillement en fonction du gradient de vitesse*

Dans la présente étude nous considérerons un fluide Newtonien.

## II.9 Incompressibilité

La compressibilité d'une matière est essentiellement une mesure du changement de densité qui sera produit dans la matière par un changement de pression spécifiée. Les gaz sont en général très compressibles alors que la plupart des liquides ont une compressibilité très faible. Généralement il y a des changements de pression et de vitesse dans l'écoulement d'un fluide. Ces changements de pression induisent en général des changements de densité qui ont un effet sur l'écoulement, c'est-à-dire que la compressibilité du fluide impliquée a un effet sur l'écoulement.

Le fluide peut être incompressible. De nombreuses situations dans lesquelles les changements de pression et d'énergie cinétique sont si faibles que les effets de changements de densité et de température qui en résultent sur l'écoulement d'un fluide sont négligeables, c'est-à-dire que l'on peut supposer que le fluide est incompressible. Il existe cependant un certain nombre de fluides à une grande importance pratique pour lesquels cette hypothèse n'est pas adéquate, les variations de densité et de température étant si importantes qu'elles ont un effet très significatif sur l'écoulement.

Le fluide considéré dans cette étude est supposé incompressible.

## II.10 Équations de Conservation

Comme mentionné dans l'introduction, les équations de conservation sont des outils mathématiques fondamentaux utilisés pour la modélisation et l'analyse du comportement des fluides en mouvement. Voici les équations de conservation clés pour un fluide newtonien et compressible.

### II.10.1 Équation de continuité

Cette équation traduit le fait que la quantité totale de masse à l'intérieur d'un volume spécifique reste constante au cours du temps. Sa définition est la suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V) = 0 \quad (2)$$

En coordonnées cartésiennes ( $x$ ,  $y$  et  $z$ ) ont été définie sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

### II.10.2 Équations de mouvement

Ces équations, également désignées sous le nom d'équations de Navier-Stokes, révèlent que la quantité globale de mouvement au sein d'un volume spécifique évolue sous l'influence des forces agissantes, notamment la pression et la viscosité. Elles sont subdivisées en trois équations distinctes correspondant aux directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

- Selon  $x$  :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(uV) = -\frac{\partial(p)}{\partial x} + \text{div}(\mu \text{grad}u) + SM_x \quad (4)$$

- Selon  $y$  :

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(vV) = -\frac{\partial(p)}{\partial y} + \text{div}(\mu \text{grad}v) + SM_y \quad (5)$$

- Selon  $z$  :

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \text{div}(wV) = -\frac{\partial(p)}{\partial z} + \text{div}(\mu \text{grad}w) + SM_z \quad (6)$$

Dans l'étude présente et en considérons les hypothèses de départ l'écoulement du fluide considéré dans la géométrie choisie est décrit par le système d'équations suivantes :

## II.11 Géométrie du problème

La géométrie de la simulation été prise en référence à celle de Mandal [2] et est représentée par la **Figure 8**.

### II.11.1 Étude adimensionnelle

Afin de réaliser un travail de simulation à caractère généraliste nous allons adimensionné notre système d'équations suivant :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (9)$$

En prenant en considération les suppositions et les variables adimensionnelles suivantes :

Longueur :  $x^* = x/w_1$  ;  $y^* = y/w_1$  ;  $L_i^* = L_i/W_1$  ;  $L_{ex}^* = L_{ex}/W_1$  ;  $L_r^* = L_r/W_1$  ;  $L_p^* = L_p/W_1 L_i^*$ .

Vitesses :  $u^* = u/U$  ;  $v^* = v/V$ .

Pression :  $(p + \rho gy)/\rho U^2$

Avec l'aide de ces variables, les équations de conservation de masse et de mouvement seront formulées de la manière suivante :

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (10)$$

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = \frac{\partial p}{\partial x^*} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) \right] \quad (11)$$

$$u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = \frac{\partial p}{\partial y^*} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) \right] \quad (12)$$

Avec le nombre de Reynolds de l'écoulement qui est égale à :

$$Re = \frac{\rho U w_1}{\mu} \quad (13)$$

### II.11.2 Conditions aux limites

En définissant correctement les conditions limites, on peut obtenir des résultats plus précis et réaliste lors de la simulation numérique. Quatre types de conditions limites ont été appliqués au problème actuel :

- **À l'entrée** : vitesse axiale avec un profil parabolique :  $u^* = 1.5[1 - (2y)^2]$ , vitesse transversale  $v^* = 0$ .
- **À la sortie** : des conditions entièrement développées ont été assumées,  $\frac{\partial u^*}{\partial x^*} = 0$ ,  $\frac{\partial v^*}{\partial x^*} = 0$ ,
- **Aux murs** : pas de glissement sur les parois,  $u^* = 0$ ,  $v^* = 0$
- **À la ligne de symétrie** : le gradient normal de la vitesse axial et la vitesse transversale ont été fixées égale à zéro  $\frac{\partial u^*}{\partial y^*} = 0$   $v^* = 0$ .

## II.12 Conclusion

Nous venons de poser le modèle mathématique qui décrit la physique de notre problème. Dans le chapitre suivant nous expliciterons la méthode numérique qui nous permettra de résoudre le système d'équations de conservation avec les conditions aux limites.

# Chapitre 3 :

## Approche numérique

## III. Chapitre 3 : Approche Numérique

### III.1 Introduction

Afin de résoudre le système d'équations définis dans le chapitre précédent nous utiliserons la méthode des volumes finis à travers la version académique du logiciel ANSYS\Fluent. Dans ce qui suit nous introduirons le logiciel Ansys\Fluent et la manière dont nous l'avons utilisé pour résoudre notre problème.

### III.2 Ansys

**Ansys** est un logiciel de pointe qui trouve son utilité dans de nombreux domaines de la physique, tels que l'analyse structurelle, thermique et CFD (*Computational Fluid Dynamics*). En tant que programme intégré, **Ansys** permet d'effectuer toutes ces opérations via une interface graphique conviviale. La création de modèles, l'exécution des simulations et le post-traitement des résultats peuvent être réalisés sans quitter l'environnement **Ansys**. Grâce à ses outils de simulation numérique exceptionnellement rapides, précis et fiables, **Ansys** permet d'obtenir des solutions précises aux problèmes rencontrés lors de la conception et du développement de produits. Il offre aux organisations de tous les secteurs d'activité la possibilité de prédire les performances de leurs produits après leur lancement sur le marché. **Ansys** est un logiciel polyvalent qui permet de simuler les interactions dans toutes les disciplines de la physique, y compris l'analyse structurelle et vibratoire, la dynamique des fluides ainsi que le transfert de chaleur. La version académique d'**Ansys** offre aux étudiants un accès restreint à ce logiciel, afin de les soutenir dans leur parcours universitaire et de leur permettre d'apprendre l'utilisation des techniques numériques en mettant en œuvre les principes fondamentaux de la physique.[29]

### III.3 Fluent

*Fluent* est un logiciel de CFD qui utilise la méthode des volumes finis et permet donc d'effectuer des simulations en mécanique des fluides. Avant d'être acquis par *Ansys*, *Fluent* était un solveur et ne comprenait pas de générateur de maillage (le maillage devait être construit à l'aide d'un logiciel de maillage, tel que *Gambit*, également publié par *Ansys*). L'un des avantages de ce logiciel de simulation polyvalent est sa large gamme de modèles pouvant être utilisés pour résoudre des problèmes en mécanique des fluides : turbulence (contrainte de Reynolds, etc.), combustion, transport de particules, écoulements à travers des milieux poreux, et bien d'autres. *Fluent* prend en charge le traitement parallèle et peut exploiter les systèmes multiprocesseurs, que ce soit sur une seule machine ou sur un réseau. La réalisation d'une simulation sur ce logiciel implique, comme tous les logiciels de CFD, les étapes suivantes : géométrie, maillage, configuration, solution et post-traitement.[30]

### III.4 La Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est une approche couramment utilisée dans les codes CFD, car elle présente des avantages en termes d'utilisation de vitesse de résolution, notamment pour les problèmes de grande taille, les écoulements turbulents à nombre de Reynolds élevé et les écoulements dominés par des termes sources. Dans la méthode des volumes finis les équations aux dérivées partielles représentant les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, sont intégrées sur des volumes de contrôle 1D, 2D ou 3D, sur l'ensemble de la géométrie étudiée. Des algorithmes tels que SIMPLE ou SIMPLER développés par Patankar [31] sont utilisés afin de les transformer en un ensemble d'équations algébriques qui seront résolus par les méthodes numériques classiques[32]. La version 2023 R1 du logiciel *Ansys|Fluent* que nous avons utilisé propose d'autres algorithmes tels que SIMPLEC[33], PISO [34]et COUPLED[35].

### III.5 Mise en œuvre des calculs à travers le module Workbench

Le module *Workbench* du logiciel *Ansys* est un outil de gestion de projets, c'est une interface de niveau supérieur qui permet de relier l'ensemble des modules proposés par *Ansys*. *Workbench* permet ainsi de partager les données entre les modules de la géométrie, du maillage, du solveur et du traitement de la solution. Ainsi un seul projet sera lié au problème considéré et l'utilisateur pourra faire son calcul sans se soucier de la manière dont son projet est traité et sauvegardé sur le disque ce qui facilite énormément la gestion de plusieurs projets différents qui peuvent être interdépendants.

### III.5.1 Géométrie

*Ansys* propose trois modules pour construire la géométrie du problème qui peuvent être sollicités à travers l'interface de gestion de projet *Workbench*, il s'agit des modules *DesignModeler*, *SpaceClaim* et *Discovery*. Nous avons utilisé *DesignModeler* à cause de sa simplicité et de l'interface intuitive qu'il offre.

### III.5.2 Maillage

La génération d'un maillage est le processus qui consiste à diviser le domaine de calcul en un ensemble de cellules discrètes. Pour générer le maillage nous avons utilisé le module de maillage par défaut, *AnsysMeshing*. Sous *Workbench* la cellule du maillage récupère automatiquement la géométrie générée par le module *DesignModeler*. Les conditions aux limites sont définies directement dans *AnsysMeshing* qui permet de générer des maillages directement interprétés par le solveur *Fluent*.

Le maillage doit être suffisamment fin pour résoudre les effets physiques qui se produisent à l'intérieur du domaine de calcul. Afin d'obtenir une précision uniforme de la solution, les nœuds de maillage doivent être plus denses aux endroits où se produisent des changements brusques des paramètres de l'écoulement, en particulier près des parois.

### III.5.3 Le Solveur : *Fluent*

Sous *Workbench* la cellule du solveur *Fluent* récupère automatiquement la géométrie avec le maillage et les conditions aux limites. Dans *Fluent* trois étapes sont nécessaires : *Setup*, *Solution* et *Results*.

L'étape *Setup* permet de :

1. Vérifier le maillage,
2. Introduire la physique du problème à travers les modèles disponibles, ici nous utiliserons le modèle laminaire pour la viscosité,
3. Introduire les propriétés thermo physiques du fluide étudié,
4. Définir les conditions aux limites

L'étape *Solution* permet de :

1. Choisir le schéma de couplage pression-vitesse
2. Choisir les schémas de discrétisation spatiale des équations résolues.
3. Contrôler les facteurs de relaxation des différentes équations

4. Contrôler la convergence de la solution
5. Initialiser la solution et de lancer le calcul tout en contrôlant l'affichage et l'enregistrement des solutions sur le disque.

L'étape **Results** permet de visualiser et d'exploiter les résultats obtenus

### III.6 Effet du maillage sur la solution "*Grid Dependence Study*"

Une étude systématique de dépendance de la solution du maillage est nécessaire et ce dans un double but :

1. Déterminer le maillage adéquat qui permet de converger vers la solution numérique
2. Réduire les temps de calculs et l'encombrement de la mémoire vive au cours des calculs.

Pour cela, une série de simulations sera menée en choisissant les paramètres significatifs du problème tout en augmentant le nombre de volumes de contrôle dans la géométrie. Une courbe de convergence sera tracée et le maillage adéquat sera déterminé.

### III.7 Validation de la solution numérique

La validation concerne l'évaluation de la comparaison entre des résultats de calcul suffisamment précis et des données expérimentales. La validation ne traite pas spécifiquement de la manière dont le modèle de calcul peut être modifié pour améliorer l'accord entre les résultats de calcul et les données expérimentales, ni de l'inférence spécifique de l'exactitude du modèle pour des cas différents de la comparaison de validation.

La stratégie fondamentale de la validation consiste à identifier et quantifier l'erreur et l'incertitude dans les modèles conceptuels et de calcul, à quantifier l'erreur numérique dans la solution de calcul, à estimer l'incertitude expérimentale, et enfin, à comparer les résultats de calcul aux données expérimentales. Autrement dit, l'exactitude est mesurée par rapport aux données expérimentales.

Cette stratégie ne suppose pas que les mesures expérimentales sont plus précises que les résultats de calcul. La stratégie affirme simplement que les mesures expérimentales sont les reflets les plus fidèles de la réalité aux fins de la validation.

### III.8 Conclusion

Pour résoudre notre problème nous avons utilisé le logiciel *Ansys\Fluent* à travers sa version académique libre 2023 R1. Nous avons exploité l'environnement *Workbench* qui nous a facilité la gestion de centaines de simulations avec différents paramètres. Néanmoins l'utilisation du solveur *Fluent* n'est pas aussi simple qu'on pourrait le penser, en effet sa mise en œuvre nécessite une bonne connaissance de la méthode des volumes finis afin choisir les différents schémas adéquats au problème posé. *Fluent* propose une configuration de schémas par défaut qui peuvent permettre une convergence de la solution pour plusieurs types d'écoulements simples mais dès que les conditions aux limites changent aucun tâtonnements ne peut être utile il faut à tout prix consulter la documentation de *Ansys*, riche, détaillée et bien référencé et revenir aux détails de chaque algorithme utilisé. Notre expérience nous a permis de confirmer que l'utilisation d'un code de calcul commercial peut aider à l'apprentissage de la CFD.

# **Chapitre 4 :**

## **Résultats et discussion**

## IV. Chapitre 4 : Résultats et discussions

### IV.1 Introduction

En suivant l'étude de Mandal et al. [2] nous allons, dans ce qui suit, étudier l'influence de trois paramètres, à savoir :

1. Le nombre de Reynolds qui varie entre :  $20 < R_e < 100$
2. L'angle de l'obstacle par rapport à la marche qui sera désigné par l'abréviation anglaise de « fence subtended angle » 'FSA' qui varie entre :  $10^\circ < FSA < 30^\circ$
3. La distance de l'obstacle à partir de la marche qui varie entre :  $0.2 < L_f^* < 2.6$

Sur

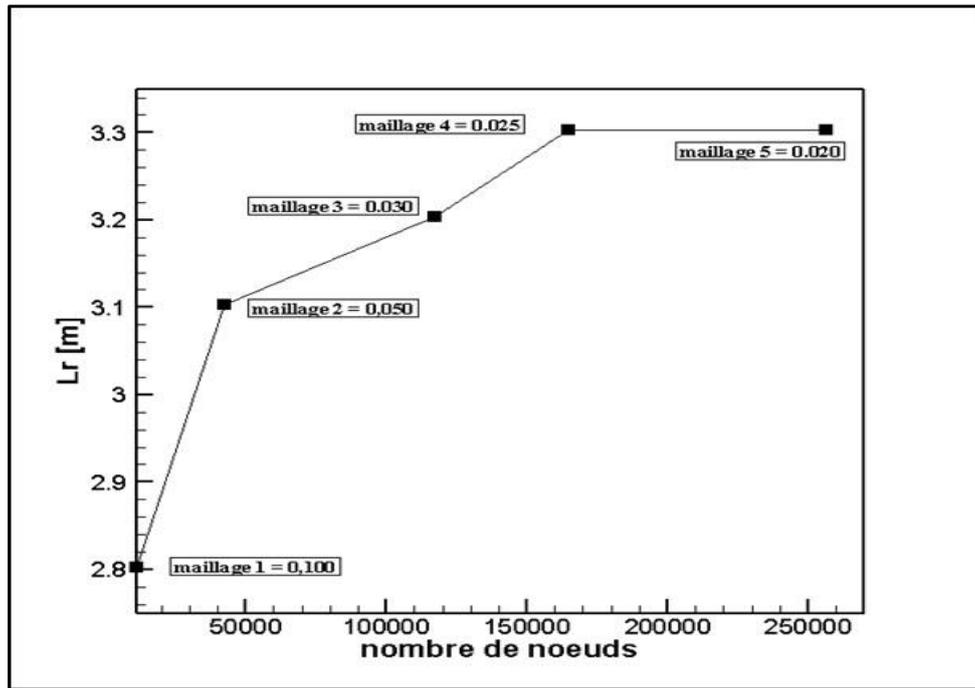
1. La pression statique moyenne  $P_{avg}$
2. L'efficacité du diffuseur  $\eta_d$
3. La distance d'élévation maximale de la pression statique  $L_p$
4. La pression moyenne de stagnation  $P_{Savg}$

Pour tenir compte de tous ces paramètres un ensemble de plus d'une centaine de simulations ont été mené dans l'environnement *Workbench*.

### IV.2 Étude de l'effet du maillage sur la solution

Par définition, l'étude de l'effet du maillage sur la solution ou "*grid independance study*" est un processus utilisé pour déterminer le maillage optimal qui permet une convergence vers la solution numérique avec le plus petit nombre possible de nœuds.

Nous avons mené notre propre "*grid independance study*" et les résultats sont illustrés dans la **Tableau 1**.



*Figure 10: représentation de la distance de rattachement 'Lr' en fonction du nombre de nœuds*

La Figure 10 représente une illustration de l'effet du maillage sur la solution. On peut remarquer qu'à chaque augmentation de nœuds ou à chaque raffinement du maillage, que la distance  $L_r$  augmente, jusqu'aux maillages 4 et 5 où la distance  $L_r$  se stabilise. Cela signifie que le maillage 4 est le maillage optimal et idéal pour mener notre étude numérique. Il faut noter que ' $L_r$ ' n'est pas le seul paramètre qu'on a comparé en fonction du nombre de nœuds. On a comparé d'autres paramètres tel que la pression maximum aux parois  $P_{w_{max}}^*$ , l'efficacité du diffuser, la fonction de courant  $\Psi_{max}$ , etc. Le tableau 1 représente les résultats obtenus, et confirment le choix du quatrième maillage.

Maillage	M1=0.100	M2=0.050	M3=0.030	M4=0.025	M5=0.020
$L_r$	2.8028	3.1031	3.2032	3.3033	3.3033
Erreur	0.50	0.20	0.10	0.00	-
Erreur (%)	17.86	6.45	3.13	0.00	-
pw*max	0.2561	0.2620	0.2633	0.2635	0.2636
Erreur	0.0075	0.0016	0.0003	1E-04	-
Erreur (%)	2.93	0.61	0.11	0.04	-
Rendement ( $\eta_d$ )	70.09	72.59	73.45	73.6	73.77
Erreur	3.68	1.18	0.32	0.17	-
Erreur (%)	5.25	1.63	0.44	0.23	-
$\Psi_{max}$	0.5198	0.5202	0.5202	0.5202	0.5203
Erreur	0.0005	1E-04	1E-04	1E-04	-
Erreur (%)	0.10	0.02	0.02	2.0E-04	-
$l_p^*$	6.5065	6.5065	6.5065	6.5065	6.5065
Erreur	0.00	0.00	0.00	0.00	-
Erreur (%)	0.00	0.00	0.00	0.00	-

*Tableau 1 : grid dependence study*

### IV.3 Validation

Afin de valider la précision de notre modèle numérique, il faut faire une comparaison entre notre résultat numérique et le résultat d'une étude expérimental, qui est dans notre cas l'étude expérimental de Durst et al. [3].

Les résultats de cette comparaison ont été représentés sur la **Figure 11**. Dans la **Figure 11** on peut remarquer que notre résultat représenté en ligne continue et le résultat de Durst et al. [3] représenté en petit carré sont en bon accord. Cela signifie que notre modèle numérique est validé, et qu'on peut l'utiliser pour effectuer nos simulations numériques.

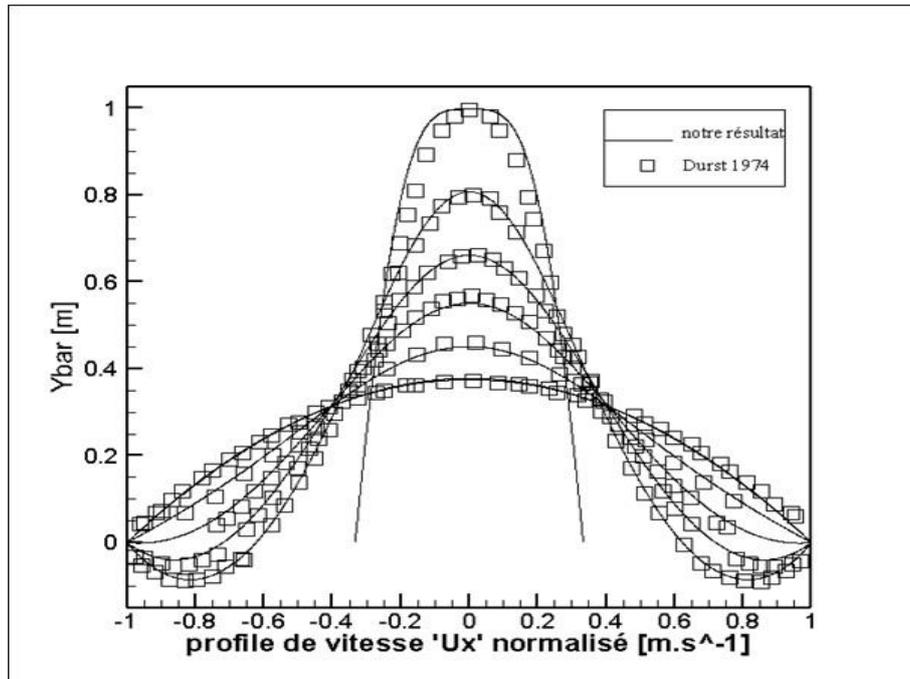


Figure 11 : Représentation des profils de vitesse à différentes positions axiales

#### IV.4 Pression statique moyenne

L'évolution de la pression statique est un paramètre important pour un diffuseur. Ici nous définirons la pression statique moyenne comme suit, et nous la calculerons le long de la configuration géométrique :

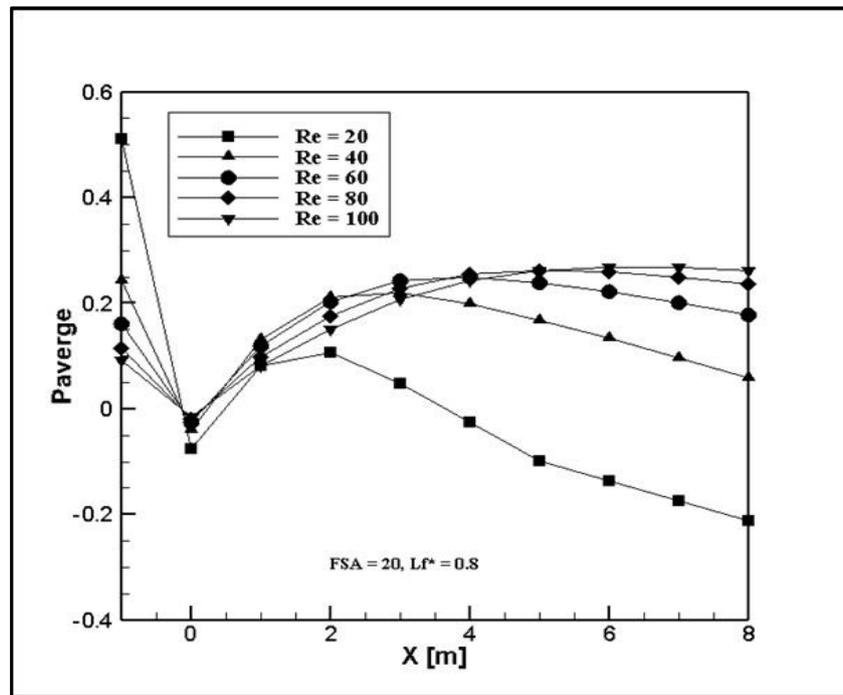
$$P_{avg} = \frac{\int P dA}{\int dA} \quad (14)$$

La Figure 12 illustre la variation de la pression statique moyenne le long de la longueur du diffuseur pour différents Re et pour un FSA de 20° et un Lf\* de 0.8. Les lignes de courant correspondantes sont représentées dans les **Figure 13-Figure 17** ci-dessous.

On observe que la pression statique moyenne chute brusquement au niveau de la marche et qu'elle remonte ensuite. Cette chute est due au fait qu'à travers la région de la marche, il y a un changement brusque de la surface de la section transversale du diffuseur.

On observe également qu'en raison d'une chute soudaine de la surface de la section transversale dans la section où se trouve la barrière, il y a une augmentation soudaine de la pression statique moyenne dans cette section. Par la suite, la pression continue d'augmenter et, après une certaine pression maximale, on observe une baisse de la pression statique moyenne, car les frottement l'emportent à ce stade.

Les graphes révèlent que, pour des  $Re$  inférieurs, il y a une augmentation plus rapide, en termes de distance le long de l'axe, de la pression statique dans la région après la marche, c'est-à-dire que le point de pression statique moyenne maximale est progressivement déplacé vers la droite à mesure que  $Re$  augmente.



**Figure 12:** Variation de la pression statique moyenne en fonction de la distance axiale pour différents nombres de Reynolds

L'augmentation plus rapide de la pression statique moyenne pour les nombres de Reynolds inférieurs s'explique par le fait que la bulle de recirculation est moins volumineuse dans ces cas que dans les cas où le nombre de Reynolds est plus élevé.

Il est tout à fait naturel que la taille de la bulle de recirculation soit plus importante lorsque le nombre de Reynolds est plus élevé, en raison d'une diffusion plus importante. Dans ce cas, la présence de la barrière entraîne à nouveau une diffusion accrue de l'énergie cinétique du fluide et il y a plus de chances qu'une autre bulle de recirculation se forme après la barrière.

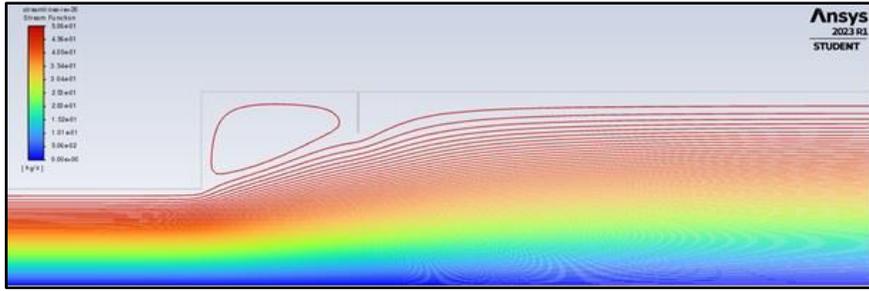


Figure 13 : Lignes de courant  $Re=20$ ,  $FSA=20^\circ$  et  $Lf^*=0.8$

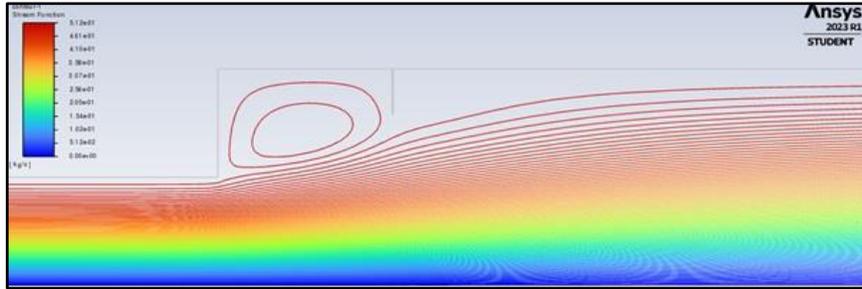


Figure 14: Lignes de courant pour  $Re=40$ ,  $FSA=20^\circ$  et  $Lf^*=0.8$

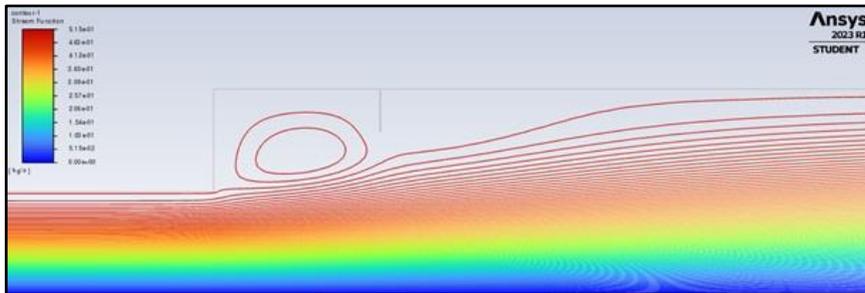


Figure 15: Lignes de courant pour  $Re=60$ ,  $FSA=20^\circ$  et  $Lf^*=0.8$

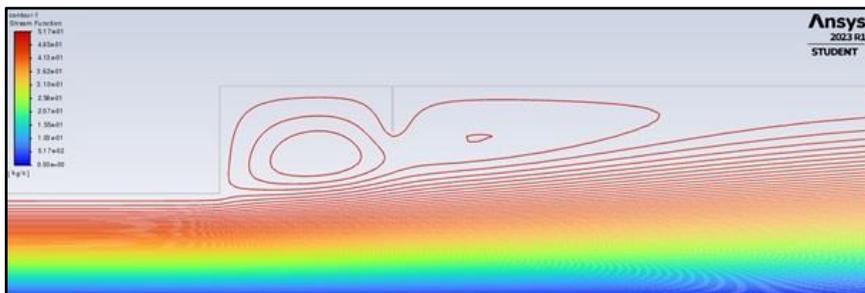


Figure 16: Lignes de courant pour  $Re=80$ ,  $FSA=20^\circ$  et  $Lf^*=0.8$

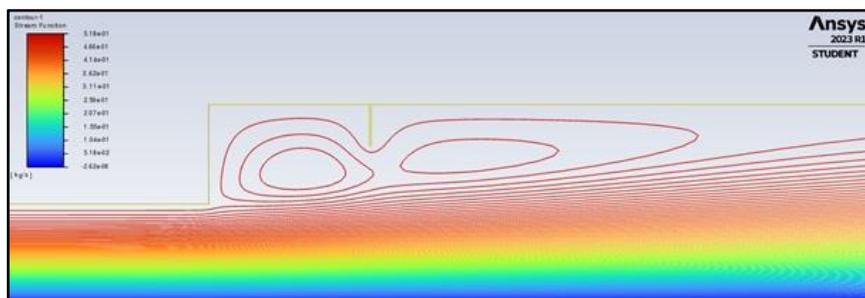
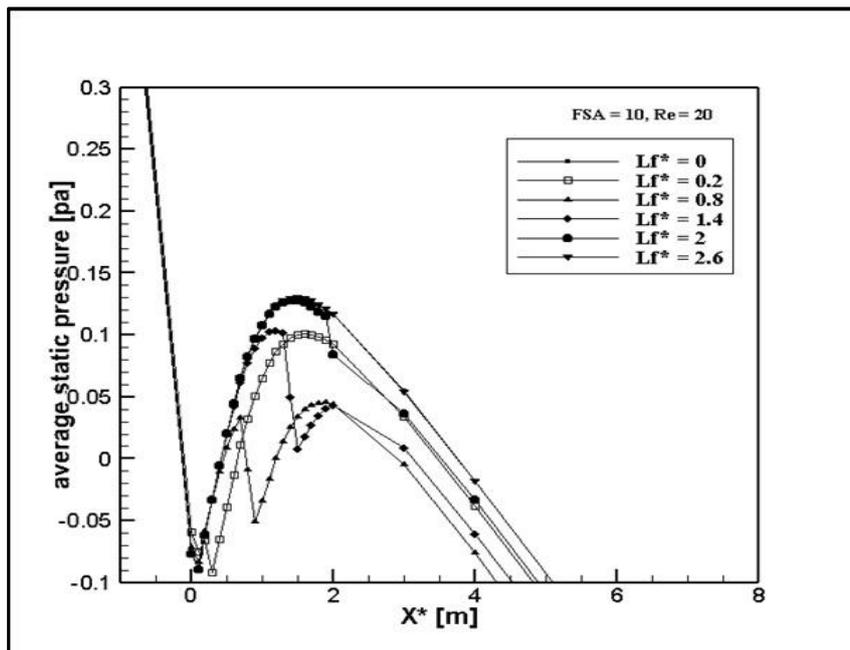


Figure 17: Lignes de courant pour  $Re=100$ ,  $FSA=20^\circ$  et  $Lf^*=0.8$

La **Figure 18** représente la variation générale de la pression statique moyenne le long de la longueur du diffuseur, pour différentes  $Lf^*$  à FSA de  $10^\circ$  et pour un nombre de Reynolds de 20.

On constate qu'à faible nombre de Reynolds, une forte chute de pression persiste dans la zone de l'obstacle. Cela dû au nombre de Reynolds relativement faible. On note aussi que l'augmentation maximale de la pression statique moyenne dans le domaine de calcul se produit après la barrière pour  $Lf^*$  de 0.2 et 0.8.



*Figure 18: Effet de  $Lf^*$  sur la pression statique moyenne à FSA= $10^\circ$ , Re=20*

La **Figure 19** représente la variation générale de la pression statique moyenne le long de la longueur du diffuseur, pour différentes  $Lf^*$  à FSA de  $10^\circ$  et pour un nombre de Reynolds de 100.

En revanche, à un nombre de Reynolds relativement élevé (**Figure 19**), aucune chute de pression n'a été observée, mais une reprise de la pression est constatée.

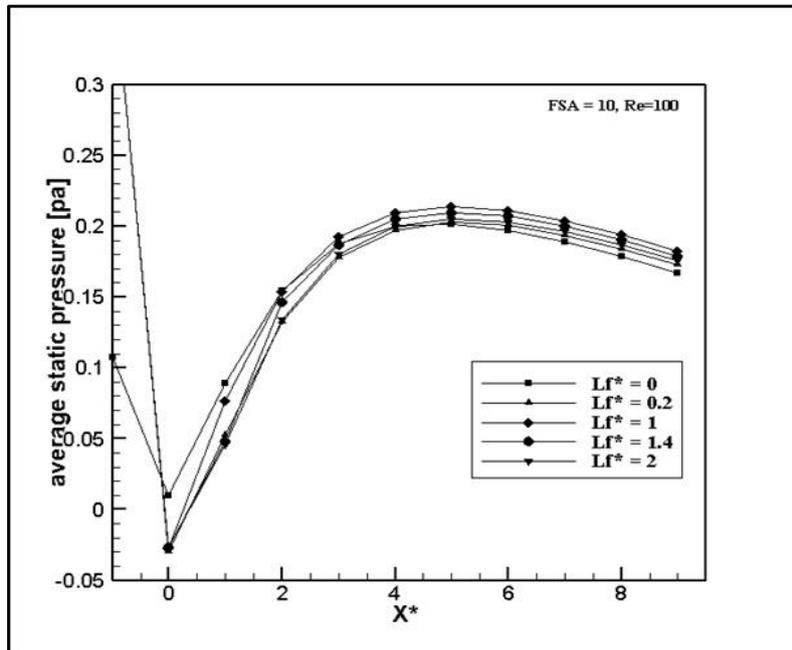


Figure 19: Effet de  $L_f^*$  sur la pression statique moyenne à  $FSA=10^\circ$ ,  $Re=100$

Dans les Figure 20-Figure 25, à  $L_f^* = 0,2$ , on peut dire que la configuration agira plus ou moins comme une simple marche descendante, parce que la distance entre la gorge et la clôture est petite. Pour  $L_f^* = 0,8$ , la distance a augmenté, ce qui permet une diffusion plus importante dans cette zone, entraînant une augmentation de la pression à l'emplacement de la barrière par rapport au cas  $L_f^* = 0,2$ . Pour les lignes de courant à  $L_f^* = 1,4, 2,0$  et  $2,6$ , on observe que lorsque  $L_f^*$  augmente, le risque de diffusion entre la gorge et la barrière augmente. Mais après la barrière, l'augmentation de pression due à la diffusion est moindre en raison de la diminution de la hauteur de la barrière avec l'augmentation de  $L_f^*$ .

Donc, du point de vue du diffuseur, la présence d'une barrière à faible nombre de Reynolds et à faible FSA n'est pas bénéfique.

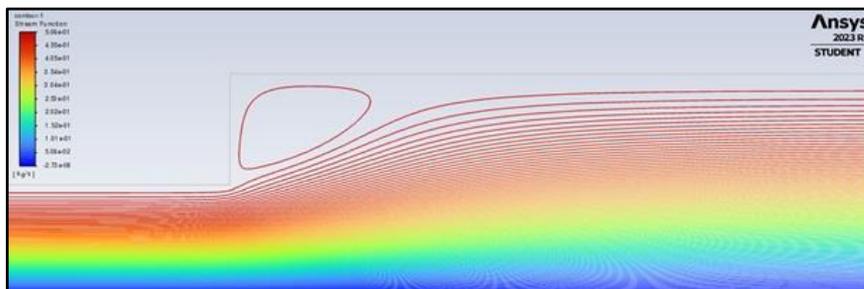
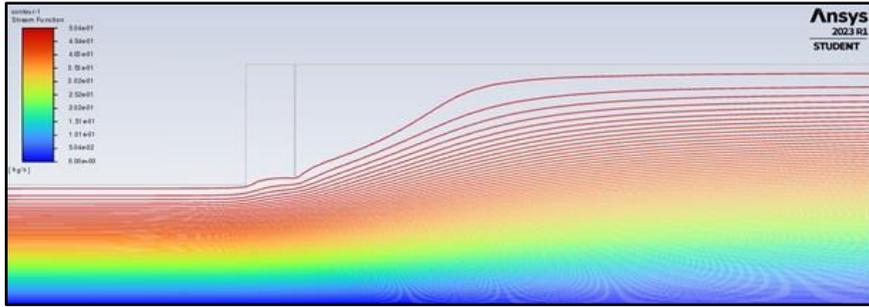
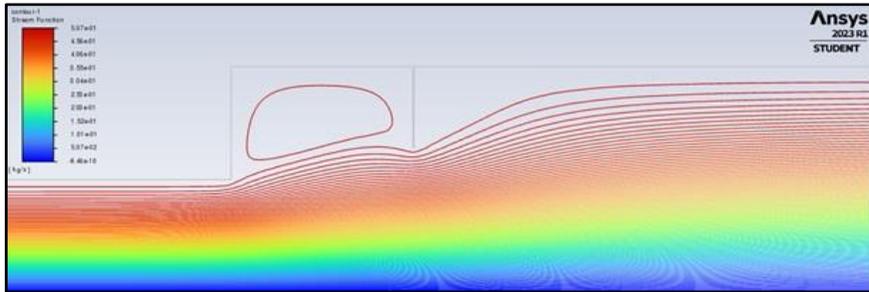


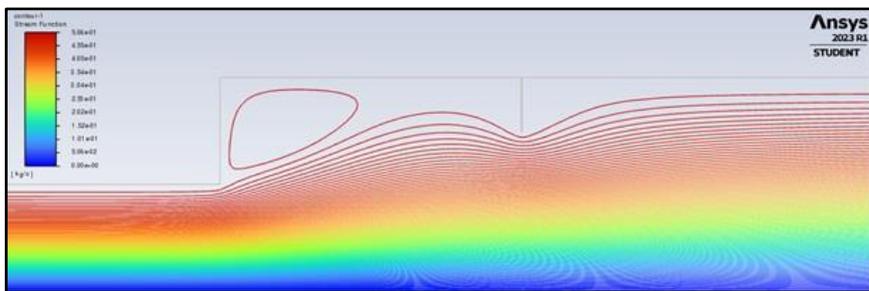
Figure 20: Lignes de courant pour  $L_f^* = 0$ ,  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 20$



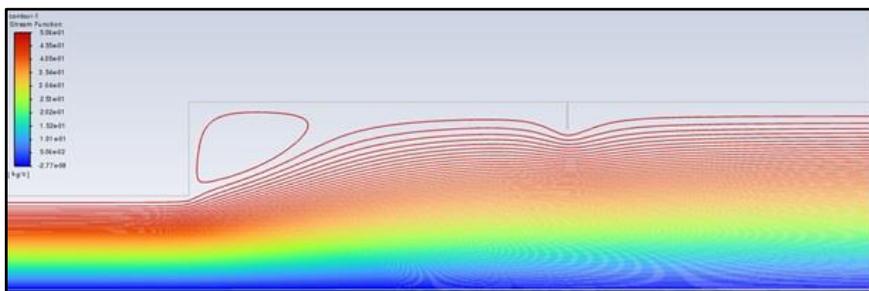
*Figure 21: Lignes de courant pour  $L_f^* = 0.2$ ,  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 20$*



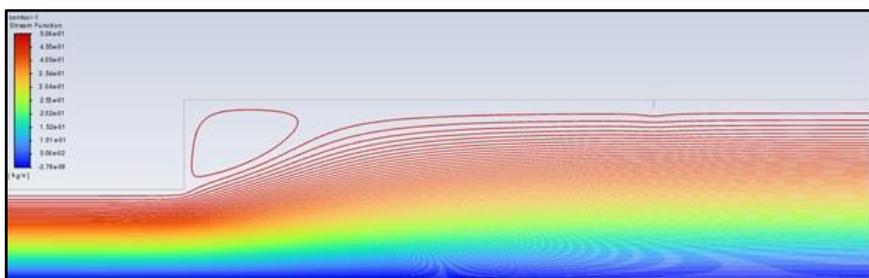
*Figure 22: Lignes de courant pour  $L_f^* = 0.8$ ,  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 20$*



*Figure 23: Lignes de courant pour  $L_f^* = 1.4$ ,  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 20$*

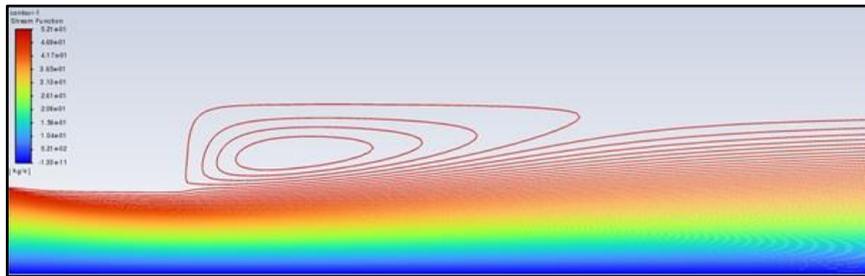


*Figure 24: Lignes de courant pour  $L_f^* = 2$ ,  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 20$*

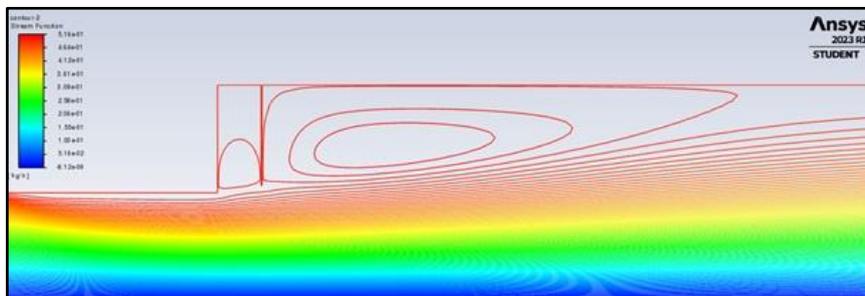


*Figure 25: Lignes de courant pour  $L_f^* = 2.6$ ,  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 20$*

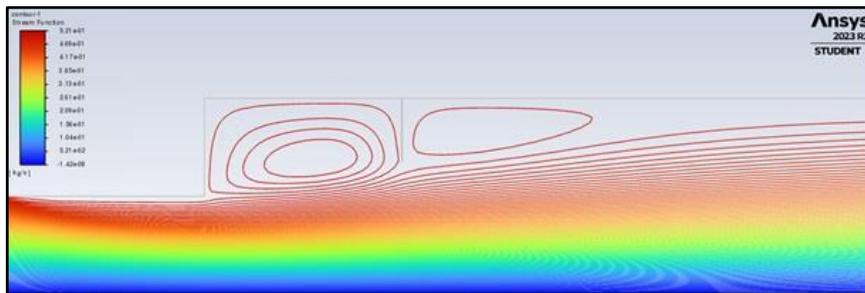
Dans les **Figure 26-Figure 30**, la valeur maximale de la pression statique moyenne après la clôture augmente avec  $L_f^*$  jusqu'à  $L_f^* = 1$ , puis elle diminue. L'augmentation de la pression statique dans une marche descendante avec la clôture à un nombre de Reynolds relativement élevé est toujours plus importante que la simple expansion soudaine. Ainsi, on peut dire qu'à faible FSA, l'expansion soudaine avec clôture sera bénéfique en augmentant le nombre de Reynolds.



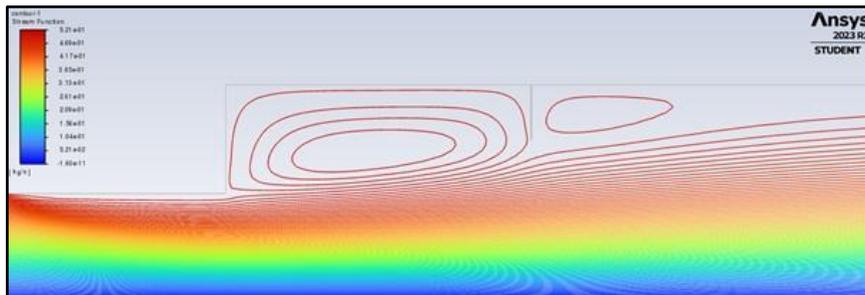
**Figure 26:** Lignes de courant pour  $L_f^* = 0$ , à  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 100$



**Figure 27:** Lignes de courant pour  $L_f^* = 0.2$ , à  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 100$



**Figure 28:** Lignes de courant pour  $L_f^* = 1.0$ , à  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 100$



**Figure 29:** Lignes de courant pour  $L_f^* = 1.4$ , à  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 100$

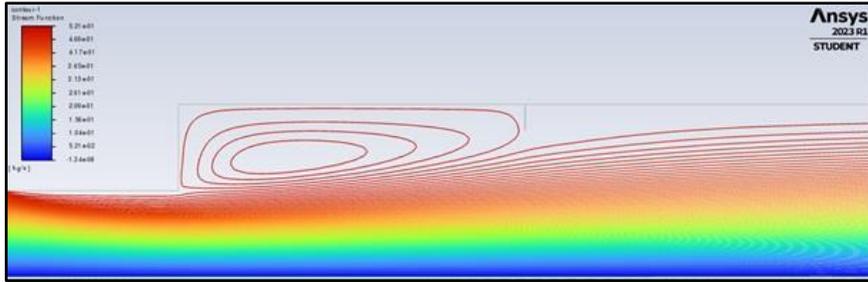


Figure 30: Lignes de courant pour  $Lf^* = 2.0$ , à  $FSA = 10^\circ$ ,  $Re = 100$

La Figure 31 illustre l'effet de  $Lf^*$  sur la pression statique moyenne à un nombre de Reynolds de 20 et un FSA de  $30^\circ$ .

La Figure 31 montre que la mise en place d'une clôture augmente d'abord la pression statique moyenne maximale jusqu'à une certaine valeur de  $Lf^*$  ( $Lf^* = 0.3$  ou  $0.4$ ), puis diminue. Ainsi, la mise en place d'une barrière permet d'obtenir des avantages à un faible nombre de Reynolds en augmentant la FSA.

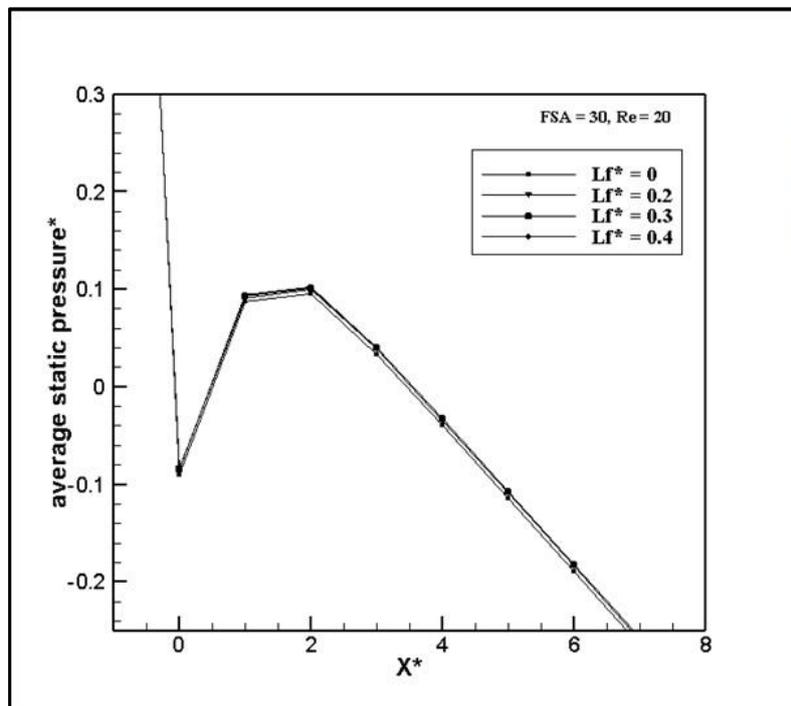
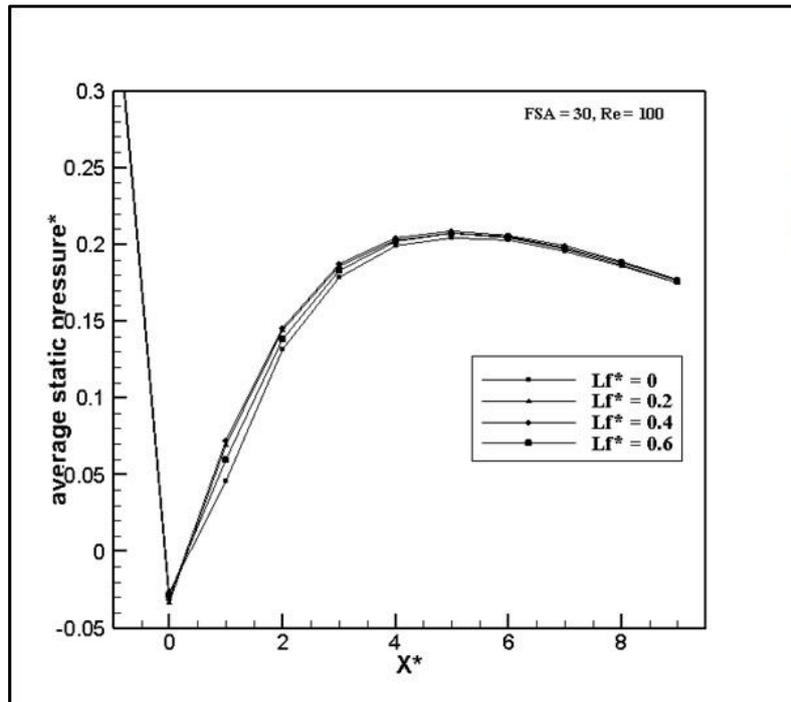


Figure 31: Effet de  $Lf^*$  sur la pression statique moyenne à  $FSA = 30$ ,  $Re = 20$

Dans la Figure 32, on observe une variation de la pression statique moyenne maximale de même nature que celle de la Figure 19. Ainsi, un nombre de Reynolds relativement élevé avec une FSA plus élevée donnera toujours plus d'avantages en utilisant la clôture.



*Figure 32: Effet de  $L_f^*$  sur la pression statique moyenne à  $FSA = 30$ ,  $Re = 100$*

La **Figure 33** et la **Figure 34** montrent la variation de la pression statique moyenne le long de la longueur du diffuseur pour des  $Re$  de 20 et 100 respectivement, pour un  $L_f^* = 0,8$  et en faisant varier le  $FSA$  de  $0^\circ$  à  $30^\circ$ .

On remarque que pour des valeurs  $Re$  et  $FSA$  plus faibles, il y a une chute soudaine de la pression à proximité de la clôture ; cependant, cet effet diminue et devient finalement négligeable à mesure que le  $FSA$  augmente.

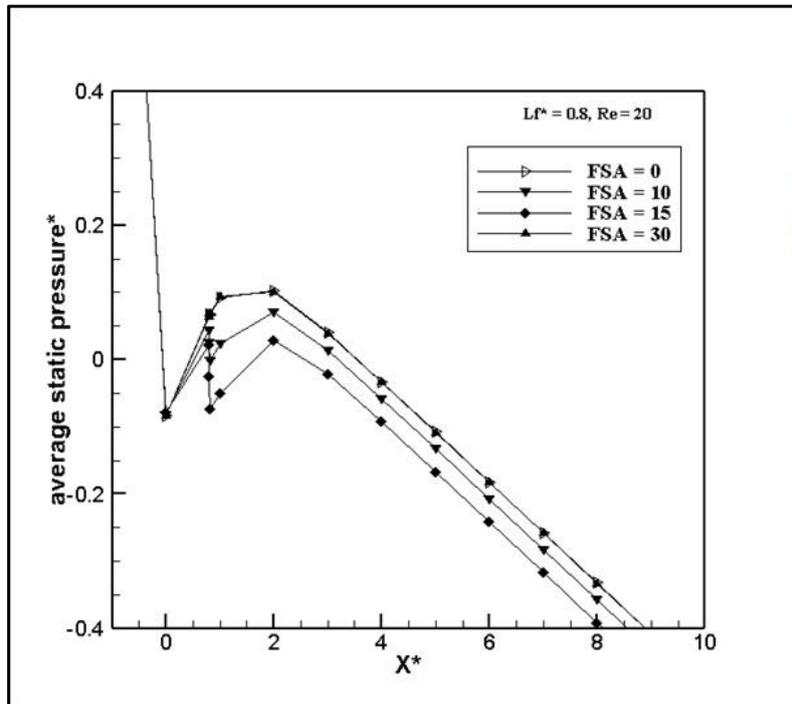


Figure 33: Effet du FSA sur la pression statique moyenne à  $Lf^*=0,8$ ,  $Re=20$

L'inverse se produit pour des nombres de Reynolds relativement plus élevés, c'est-à-dire qu'au lieu d'une chute de pression (à proximité de la barrière), l'augmentation de la pression a eu lieu à proximité de la barrière. Cela est dû au fait que, lorsque  $Re$  augmente, les dimensions de la bulle de recirculation sont plus importantes, ce qui entraîne une plus grande diffusion.

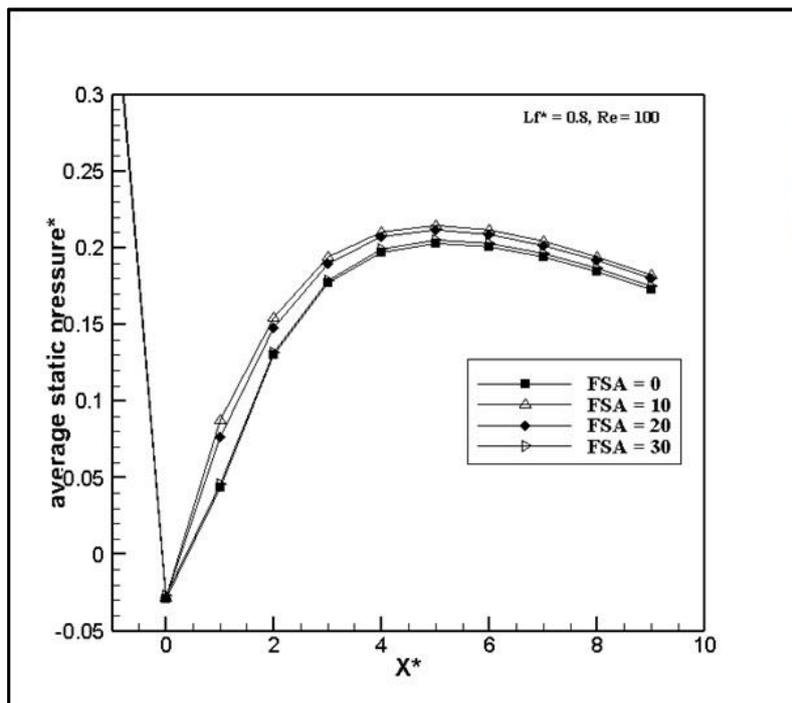


Figure 34: Effet du FSA sur la pression statique moyenne à  $Lf^*=0,8$ ,  $Re=100$

## IV.5 Efficacité du diffuseur

L'efficacité du diffuseur peut être définie comme l'élévation maximale de la pression statique par rapport à un processus de diffusion idéal. Dans l'étude les calculs de l'efficacité du diffuseur ont été réalisés en utilisant l'expression adimensionnelle telle qu'elle a été développée par Chakrabarti et al. (2003).[2]

$$\eta_d = \frac{2(P2^*_{avg} - P1^*_{avg})}{1 - \frac{1}{(AR)^2}} \quad (15)$$

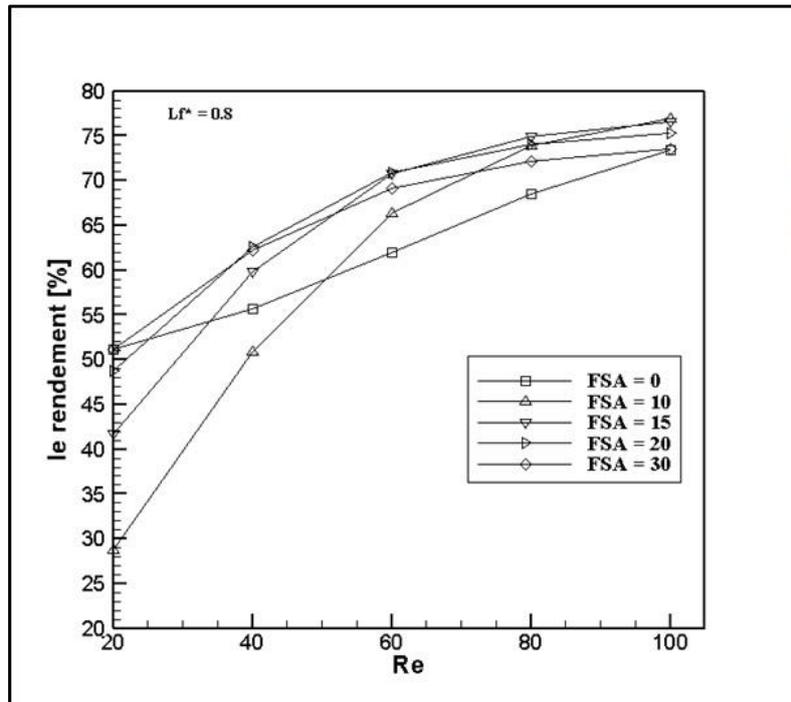
La **Figure 35** décrit la variation de l'efficacité du diffuseur en fonction du nombre de Reynolds pour un  $Lf^*$  de 0.8 et un FSA variable de  $0^\circ$  jusqu'à  $30^\circ$ .

On remarque qu'il y a d'abord un changement rapide de l'efficacité du diffuseur lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'augmentation initiale rapide de l'efficacité est due au fait que, lorsque  $Re$  augmente, la diffusion augmente également. Ce gain est considérablement plus important que les pertes dues aux tourbillons. Même à un nombre de Reynolds plus élevé, la diffusion se produit, mais là, les gains sont dépassés par les pertes dues aux tourbillons.

Les calculs ont également révélé que, pour un  $Lf^* = 0.8$ , à un nombre de Reynolds plus élevé, l'expansion soudaine avec clôture offre plus d'avantages qu'un simple cas d'expansion soudaine ( $FSA=0^\circ$ ).

À un nombre de Reynolds inférieur, pour un  $Lf^* = 0.8$ , si le FSA est maintenu à un niveau bas, l'obstacle n'apporte aucun avantage en termes d'efficacité du diffuseur ; au contraire, l'obstacle réduit l'efficacité. Mais pour des valeurs plus élevées de FSA, la même valeur de  $Lf^*$  fait que l'obstacle augmente l'efficacité du diffuseur, même pour un nombre de Reynolds plus faible.

Ces observations montrent que la FSA influence l'efficacité du diffuseur pour tous les nombres de Reynolds.



**Figure 35:** Variation de l'efficacité du diffuseur en fonction de  $Re$  pour différents  $FSA$  ( $0^\circ$  à  $30^\circ$ ) à  $Lf^*=0,8$

La **Figure 36** illustre la variation générale de l'efficacité du diffuseur avec  $Lf^*$  pour un  $FSA$  de  $10^\circ$  pour un nombre de Reynolds variant de 20 à 100.

Pour un nombre de Reynolds relativement petit, on constate que l'efficacité du diffuseur diminue jusqu'à une certaine valeur de  $Lf^*$ , puis elle augmente.

La raison de la diminution de l'efficacité du diffuseur peut être l'augmentation des pertes par frottement à un faible nombre de Reynolds en raison de l'adhérence de l'écoulement. Après avoir atteint une certaine valeur de  $Lf^*$ , cette force de frottement diminue à mesure que la hauteur de la barrière diminue et l'efficacité augmente en conséquence.

On constate aussi qu'à des nombres de Reynolds comparativement plus élevés, pour une valeur particulière de  $Lf^*$ , l'efficacité du diffuseur atteint une valeur maximale. Après la valeur maximale, on observe une baisse de l'efficacité.

La raison est que la longueur de la bulle de recirculation primaire est plus grande lorsque  $Lf^*$  est plus élevé. La plus grande dimension de ce tourbillon entraîne une plus grande dissipation par frottement et réduit finalement l'efficacité.

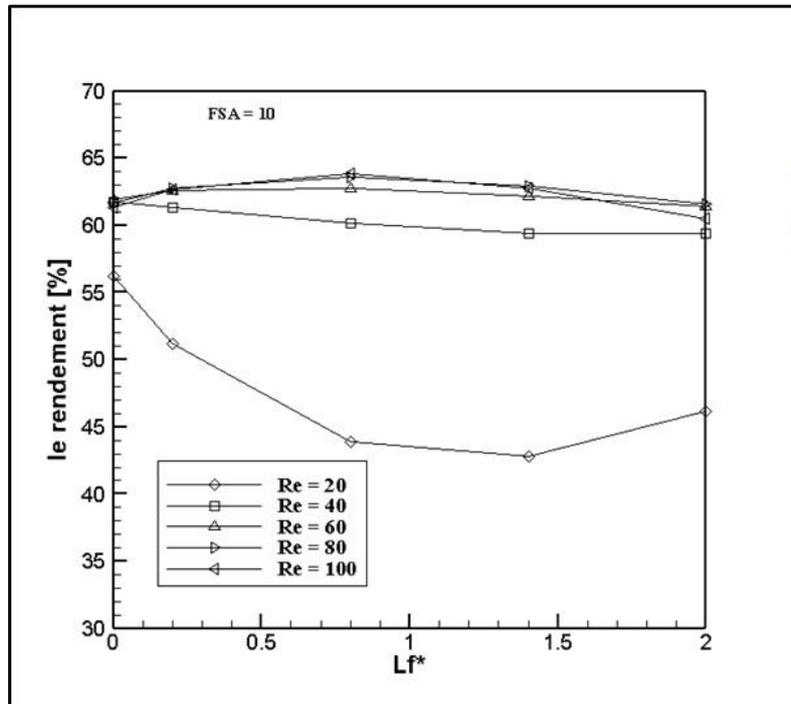
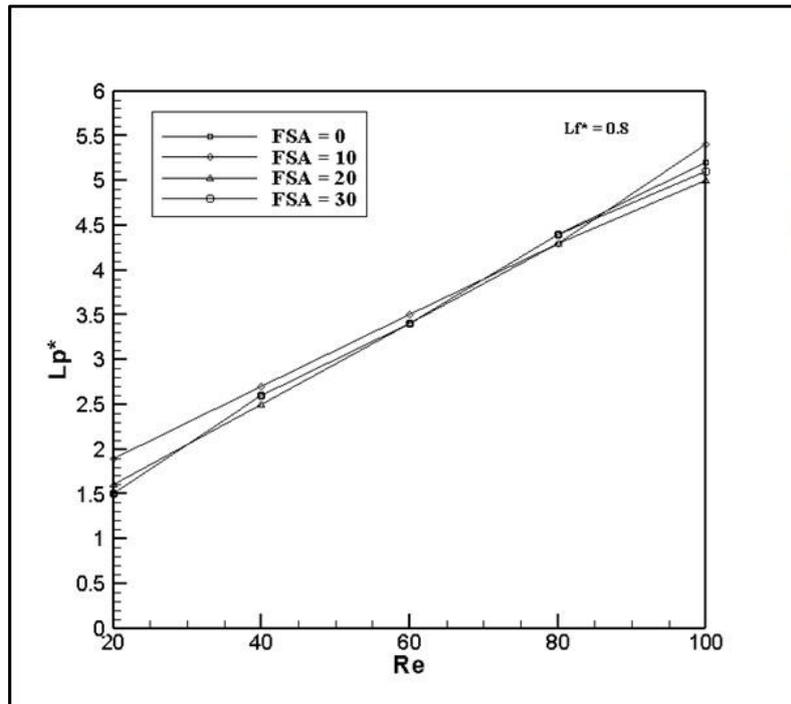


Figure 36: Variation de l'efficacité du diffuseur en fonction de  $Lf^*$  pour différents  $Re$  et  $FSA = 10^\circ$

#### IV.6 Distance de l'élévation maximal de la pression statique Moyenne par rapport au col

La Figure 37 illustre les variations de  $Lp^*$  en fonction de  $Re$  pour différents  $FSA$  à  $Lf^* = 0,8$ .

Les résultats montrent que, pour un  $Lf^*$  donné, lorsque  $Re$  augmente, la distance de l'augmentation maximale de la pression statique par rapport au col ( $Lp^*$ ) augmente également de façon linéaire. Cela montre que les  $Lp^*$  pour une expansion soudaine avec et sans clôture sont plus ou moins identiques.



*Figure 37: Variation de  $Lp^*$  en fonction de  $Re$  pour différentes  $FSA$  à  $Lf^*=0,8$*

La **Figure 38** illustre les variations de  $Lp^*$  en fonction de  $Re$  pour différents  $Lf^*$  à  $FSA=30^\circ$ .

La **Figure 38** montre que, lorsque  $FSA$  est constant, pour une valeur particulière de  $Re$ , les valeurs de  $Lp^*$  restent plus ou moins constantes pour toutes les valeurs de  $Lf^*$  considérées. Ces observations suggèrent que le nombre de Reynolds est le paramètre le plus important pour déterminer l'ampleur de  $Lp^*$ .

On peut donc conclure que l'ampleur de  $Lp^*$  restera plus ou moins la même indépendamment de  $FSA$  et de  $Lf^*$ .

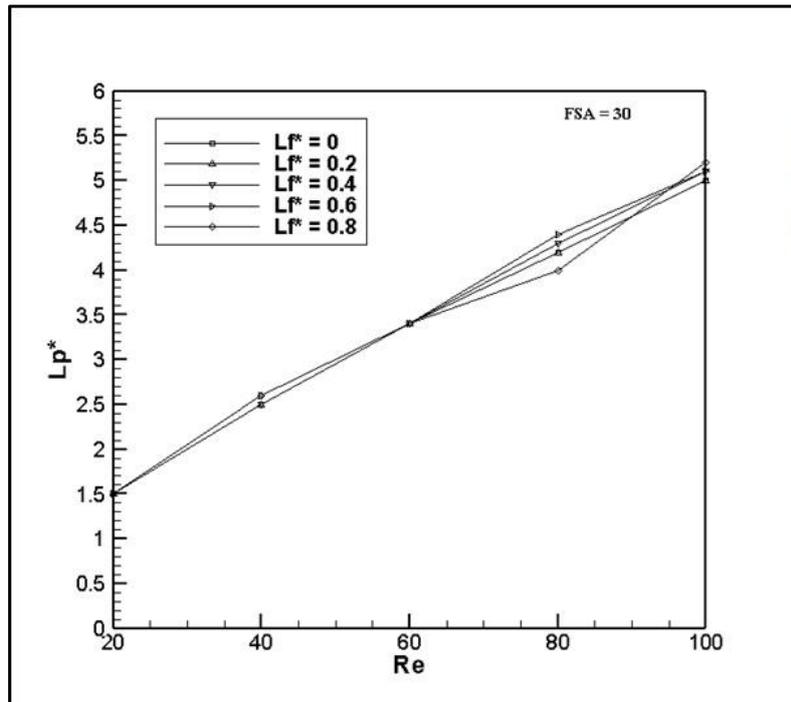


Figure 38: Variation de  $Lp^*$  avec  $Re$  pour différents  $Lf^*$  à  $FSA=30^\circ$

#### IV.7 Pression moyenne de stagnation

Les Figure 39 et Figure 40 illustrent les variations de la pression moyenne de stagnation sur la longueur du diffuseur pour différents  $Lf^*$  et pour des nombres de Reynolds de 20 et 100 respectivement à un FSA de  $30^\circ$ .

On observe une diminution progressive de la pression moyenne de stagnation due aux effets de frottement. On observe également que plus le nombre de Reynolds est élevé moins la chute de pression correspondante est importante. Cela s'explique par le fait qu'à faible nombre de Reynolds, l'écoulement aura davantage tendance à "attraper" la surface du conduit extérieur beaucoup plus rapidement que les écoulements ayant un  $Re$  plus élevé.

L'ampleur de la chute de pression de stagnation est plus ou moins la même pour tous les  $Lf^*$  considérés. Le nombre de Reynolds est donc le principal facteur de contrôle de la perte de charge à la stagnation.

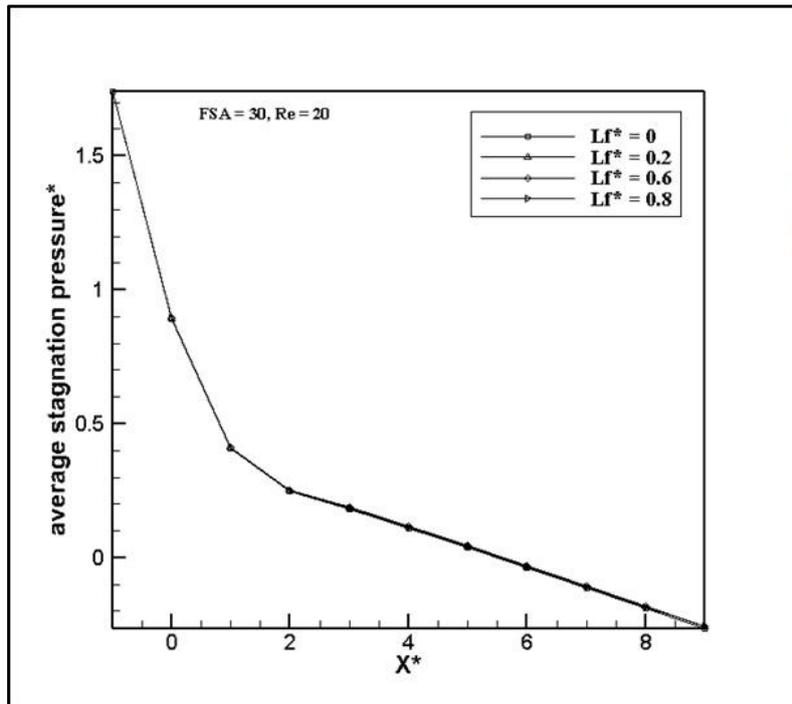


Figure 39: Effet de  $L_f^*$  sur la pression moyenne de stagnation à  $FSA = 30^\circ$ ,  $Re=20$

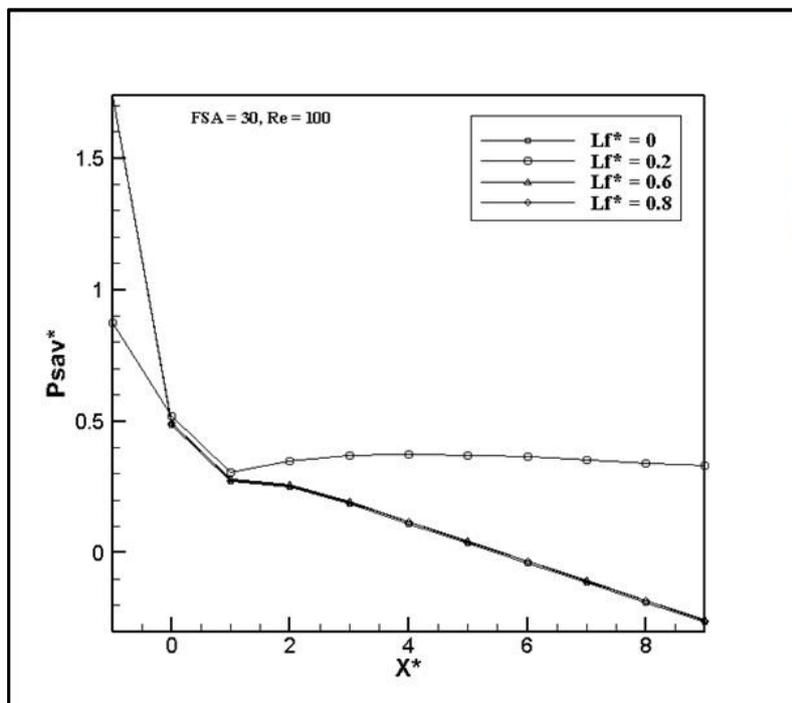


Figure 40: Effet de  $L_f^*$  sur la pression moyenne de stagnation à  $FSA = 30^\circ$ ,  $Re=100$

Les Figure 41 et Figure 42 illustrent l'impact du FSA sur la perte de charge de stagnation à faible  $Re$  et à  $Re$  élevé.

Ces figures montrent également que l'impact de la FSA sur la chute de pression de stagnation est faible. Par conséquent, l'incorporation d'une clôture dans l'expansion soudaine n'a pas

d'impact appréciable sur la chute de pression de stagnation par rapport au cas d'une configuration d'expansion soudaine sans clôture.

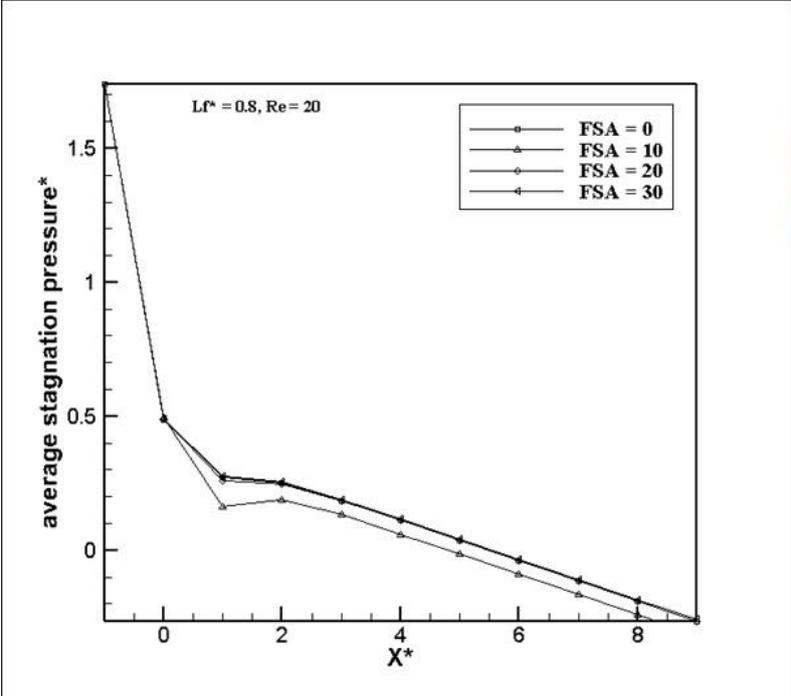


Figure 41: Effet du FSA sur la pression moyenne de stagnation à Lf\*=0,8, Re=20

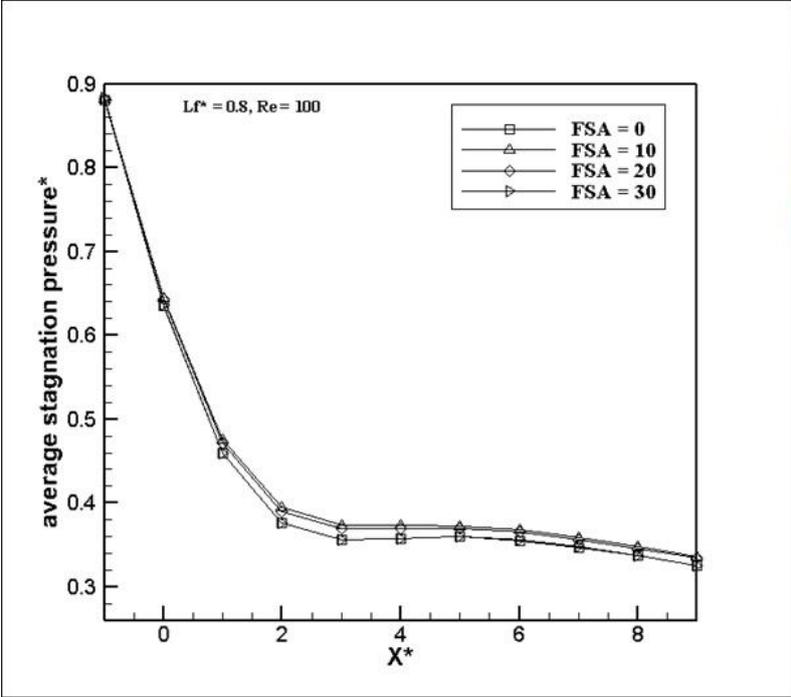


Figure 42: Effet du FSA sur la pression moyenne de stagnation à Lf\*=0,8, Re=100

# **Conclusion générale**

## Conclusions et perspectives

Dans le présent travail nous avons utilisé le logiciel de CFD *Ansys/Fluent*, dans sa version académique 2023 R1, pour simuler l'écoulement laminaire dans une configuration de marche descendante modifiée par l'introduction d'un obstacle. Cette configuration a déjà fait l'objet d'une étude menée par Mandal et al. [2]. Dans notre travail il s'agissait, dans un premier temps, de retrouver les résultats de Mandal et al. [2], pour ensuite les étendre en introduisant l'effet du transfert de chaleur.

Ainsi nous avons étudié l'influence du nombre de Reynolds, de l'angle que fait l'obstacle par rapport à la marche et de la distance de cet obstacle par rapport à la marche sur :

1. La pression statique moyenne  $P_{avg}$
2. L'efficacité du diffuseur  $\eta_d$
3. La distance d'élévation maximale de la pression statique  $L_p^*$
4. La pression moyenne de stagnation  $P_{Savg}$

Les résultats sont d'abord conformes à ceux publiés par Mandal et al. [2] et montrent que :

- L'augmentation moyenne de la pression statique dépend généralement à la fois de  $L_f^*$  et de FSA, à l'exception de la dépendance au nombre de Reynolds.
- Par rapport à une simple expansion soudaine, la performance d'une expansion soudaine avec clôture offre toujours de meilleurs avantages pour un nombre de Reynolds relativement élevé, quelle que soit la valeur de FSA.
- Pour des nombres de Reynolds relativement plus élevés, afin d'obtenir une augmentation maximale de la pression statique et une efficacité maximale du diffuseur, l'emplacement de la barrière par rapport à la marche doit être fixé en fonction de la valeur de FSA.
- Lorsque les nombres de Reynolds sont faibles, l'expansion soudaine avec obstacle n'offre pas toujours des avantages supérieurs à l'expansion soudaine sans obstacle ; les avantages dépendent généralement à la fois de  $L_f^*$  et de FSA. Mais pour des FSA plus élevés, même à des Re plus faibles, la barrière offre plus d'avantages.
- La distance de l'élévation maximale de la pression statique moyenne par rapport au col dans l'expansion soudaine avec et sans clôture, considérée comme un diffuseur, augmente

plus ou moins linéairement avec l'augmentation du nombre de Reynolds, indépendamment de la FSA et de la  $Lf^*$ .

- Pour une valeur particulière du nombre de Reynolds, le FSA et  $Lf^*$  n'ont pas d'impact sur la distance de l'élévation maximal de la pression statique moyenne par rapport au col.
- En ce qui concerne la pression moyenne de stagnation, elle diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour une valeur donnée de FSA et de  $Lf^*$ . FSA et  $Lf^*$  n'ont pas d'impact sur la pression moyenne de stagnation.

Comme perspectives de ce travail une configuration plus réaliste ou les conditions aux limites sont étendues pour tenir compte des échanges de chaleur a été envisagé et n'a pu être abordée faute de temps.

Ce travail nous a surtout permis d'aborder un travail de recherche et de nous initier à la CFD, à la méthode des volumes finis et au logiciel *Ansys/Fluent* à travers une configuration géométrique largement étudiée en mécanique des fluides et qui ne cesse de susciter un engouement à cause de sa simplicité, de la richesse des phénomènes physiques qu'elle décrit et surtout pour ses nombreuses applications industrielles.

## Références :

- [1] L. Chen, K. Asai, T. Nonomura, G. Xi, and T. Liu, "A review of Backward-Facing Step (BFS) flow mechanisms, heat transfer and control," *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 6, pp. 194-216, 2018.
- [2] D. K. Mandal, S. Bandyopadhyay, and S. Chakrabarti, "A numerical study on the flow through a plane symmetric sudden expansion with a fence viewed as a diffuser," *International Journal of Engineering, Science and Technology*, vol. 3, no. 8, pp. 210-233, 2011.
- [3] F. Durst, A. Melling, and J. H. Whitelaw, "Low Reynolds number flow over a plane symmetric sudden expansion," *journal of Fluid Mechanics*, vol. 64, no. part 1, pp. 111-128, 1974.
- [4] W. M. Yang, S. K. Chou, C. Shu, Z. W. Li, and H. Xue, "Combustion in micro-cylindrical combustors with and without a backward facing step," *Applied Thermal Engineering*, vol. 22, no. 16, pp. 1777-1787, 2002/11/01/ 2002.
- [5] B. F. Armaly, F. Durst, J. C. F. Pereira, and B. Schönung, "Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 127, no. 1, p. 473, 1983.
- [6] J. Tihon, V. Pěnkavová, J. Havlica, and M. Šimčík, "The transitional backward-facing step flow in a water channel with variable expansion geometry," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 40, pp. 112-125, 2012/07/01/ 2012.
- [7] J. Tihon, V. Pěnkavová, and M. Pantzali, "The effect of inlet pulsations on the backward-facing step flow," (in en), *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 29, no. 3, pp. 224-235, 5/2010 2010.
- [8] K. B. Chun and H. J. Sung, "Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing," *Experiments in Fluids*, vol. 21, no. 6, pp. 417-426, 1996/11/01 1996.
- [9] H. Nakagawa and I. Nezu, "Experimental investigation on turbulent structure of backward-facing step flow in an open channel," *Journal of Hydraulic Research*, vol. 25, no. 1, pp. 67-88, 1987/01/01 1987.
- [10] D. E. Abbott and S. J. Kline, "Experimental Investigation of Subsonic Turbulent Flow Over Single and Double Backward Facing Steps," *Journal of Basic Engineering*, vol. 84, no. 3, pp. 317-325, 1962.
- [11] G. Biswas, M. Breuer, and F. Durst, "Backward-Facing Step Flows for Various Expansion Ratios at Low and Moderate Reynolds Numbers," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 126, no. 3, pp. 362-374, 2004.
- [12] D. Drikakis, "Bifurcation phenomena in incompressible sudden expansion flows," *Physics of Fluids*, vol. 9, no. 1, pp. 76-87, 1997.

- [13] T. Hawa and Z. Rusak, "The dynamics of a laminar flow in a symmetric channel with a sudden expansion," (in en), *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 436, pp. 283-320, 2001-06-10 2001.
- [14] F. Durst, J. C. F. Pereira, and C. Tropea, "The plane Symmetric sudden-expansion flow at low Reynolds numbers," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 248, pp. 567-581, 1993.
- [15] H. H. Choi, V. T. Nguyen, and J. Nguyen, "Numerical Investigation of Backward Facing Step Flow over Various Step Angles," (in en), *Procedia Engineering*, vol. 154, pp. 420-425, 2016 2016.
- [16] B. Ruck and B. Makiola, "Flow Separation over the Inclined Step," in *Physics of Separated Flows — Numerical, Experimental, and Theoretical Aspects*, vol. 40, K. Gersten, Ed. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 1993, pp. 47-55.
- [17] L. P. Hackman, G. D. Raithby, and A. B. Strong, "Numerical predictions of flows over backward-facing steps," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 4, no. 8, pp. 711-724, 1984/08/01 1984.
- [18] G.-m. Guo, H. Liu, and B. Zhang, "Numerical study of active flow control over a hypersonic backward-facing step using supersonic jet in near space," *Acta Astronautica*, vol. 132, pp. 256-267, 2017.
- [19] R. M. Fearn, T. Mullin, and K. A. Cliffe, "Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 211, pp. 595-608, 1990.
- [20] E. M. Wahba, "Iterative solvers and inflow boundary conditions for plane sudden expansion flows," *Applied Mathematical Modelling*, vol. 31, no. 11, pp. 2553-2563, 2007/11/01/ 2007.
- [21] S. Dhinakaran, M. S. N. Oliveira, F. T. Pinho, and M. A. Alves, "Steady flow of power-law fluids in a 1:3 planar sudden expansion," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 198, pp. 48-58, 2013/08/01/ 2013.
- [22] T. Das and S. Chakrabarti, "Pressure Characteristics Study for the Configuration of Sudden Expansion with Central Restriction and Suction," *Open Journal of Fluid Dynamics*, vol. 06, no. 01, pp. 30-41, 2016 2016.
- [23] S. Chakrabarti, S. Ray, and A. Sarkar, "Numerical simulation of the performance of a vortex controlled diffuser in low Reynolds number regime, ," *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, vol. 12, no. 3, pp. 224-240, 2002.
- [24] A. P. Singh, A. R. Paul, and P. Ranjan, "Investigation of reattachment length for a turbulent flow over a backward facing step for different step angle," *International Journal of Engineering, Science and Technology*, vol. 3, no. 2, pp. 84-88, 2011.
- [25] K. Mohanaragam, J. Y. Tu, and L. Chen, "Numerical study of particle dispersion behind a sudden expansion geometry and its effect on step

- heights," *Computers & Chemical Engineering*, vol. 32, no. 12, pp. 3187-3197, 2008/12/22/ 2008.
- [26] P. M. Nadge and R. N. Govardhan, "High Reynolds number flow over a backward-facing step: structure of the mean separation bubble," *Exp. Fluids*, vol. 55, 2014.
- [27] J.-F. Beaudoin, O. Cadot, J.-L. Aider, and J. Eduardo Wesfreid, "Three-dimensional stationary flow over a backward-facing step," *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 23, no. 1, pp. 147-155, 2004/01/01/ 2004.
- [28] J. H. Nie and B. F. Armaly, "Three-dimensional convective flow adjacent to backward-facing step-effects of step height," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, no. 12, pp. 2431-2438, 2002/06/01/ 2002.
- [29] A. El Hami and B. Radi, *Fluid-structure interactions and uncertainties: Ansys and fluent tools* (Mechanical engineering and solidmechanics series). London, UK : Hoboken; NJ, USA: ISTE: Wiley, 2017.
- [30] A. E. Hamielec, "Numerical Studies of Viscous Flow around Circular Cylinders," *Physics of Fluids*, vol. 12, no. 1, p. 11, 1969.
- [31] S. V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. CRC Press, 1980.
- [32] M. H. Zawawi, A. Saleha, A. Salwa, N. H. Hassan, N. M. Zahari, and M. Z. Ramli, "A review: Fundamentals of computationalfluidynamics (CFD)," In Ho Chi Minh, Vietnam, 2018.
- [33] J. P. Van Doormal and G. D. Raithby, "Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows," *Numer. Heat Transfer*, vol. 7, pp. 147–163, 1984.
- [34] R. I. Issa, "Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting," *J. Comput. Phys.*, vol. 62, pp. 40–65, 1986.
- [35] Ansys, *Ansys Fluent Theory Guide*, Ansys, ed., Release 2023 R1 ed.: Ansys Inc., 2023. [Online]. Available.