



N° d'ordre : GM/...../2021

MEMOIRE

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE : MASTER

Filière : Génie Mécanique
Option : Energétique

Thème :

Étude numérique du phénomène d'interaction onde de choc /couche limite turbulente sur une plaque plane athermane

Soutenue le: 22/09/2021

Par :

IZAROUKEN Imane
BRAHIMI Hadda Imane

Devant le jury :

Président : Dr. TAYEBI Tahar
Rapporteur : Dr. GOUIDMI Hamza
Examineur: Mr. BELFEGAS Billal

2020-2021

Remerciements

En tout premier lieu, nous tenons à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail. On exprime nos profonds remerciements à tous nos professeurs depuis le primaire jusqu'au supérieur, qui ont brillé par la qualité de leurs enseignements, leurs efforts continus afin de nous donner le maximum de savoir, si nous soutenons aujourd'hui, c'est grâce à leurs conseils, leurs patiences, la transmission de leurs connaissances et leurs savoir-faire.

Nous remercions aussi toute personne qui a participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail. Nous tenons à remercier notre encadreur : Mr. **Gouidmi Hamza** Professeur à l'université Mohamed El Bachir El Ibrahimi Bordj Bou Arreridj pour ses précieux conseils durant toute la période du travail. Nos remerciements à Mr. **Tayebi Tahar** pour vouloir accepter de présider le jury

D'un point de vue plus personnel, Nous remercions nos collègues pour nos beaux jours et nos beaux moments et précisément nous remercions vivement nos frères, nos sœurs et nos chères Mères

Nomenclatures

Symboles latins

M	Nombre de Mach
P	Pression statique [pascal]
h	Enthalpie [j/kg]
T	Température [K]
S	Entropie [j/kg.K] ou Frontière du volume de contrôle
C_p, C_v	Chaleur spécifique à pression et volume constant [j/kg.K]
E	Energie totale par unité de masse [j/kg]
e	Energie interne par unité de masse [j/kg]
r	Constante du gaz considéré [j/K]
V	Volume élémentaire [m ³]
(x, y)	Axes du repère cartésien
(i, j)	Une base de repère
\vec{n}	Vecteur normal à la surface S
\vec{V}	Vecteur vitesse
Hm	Hauteur de disque de mach [m]
u	Echelle de vitesse [m/s]
qj	Flux de chaleur par unité de surface [w/m ²]

Symboles grecs

ρ	Masse volumique [kg/m ³]
γ	Rapport des chaleurs spécifiques
θ_1	Angle de dièdre (angle de déflexion) (°)
Φ	Angle de choc incident (°)

φ	Grandeur instantanée de l'écoulement (°)
θ_2	Angle de cône curviligne (°)
θ_D	Angle de détachement (°)
θ_N	Angle de Van Neumann (°)
δ	Angle de l'onde de choc
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
β	Angle d'incidence

Abréviation

RI	Interaction régulière
DMI	Interaction de double Mach
MR	Interaction de Mach
RR	Réflexion régulière
MR	Réflexion de Mach
DiMR	Réflexion de Mach directe
InMR	Réflexion de Mach inverse
StMR	Réflexion de Mach stationnaire

Liste des figures

Chapitre I : Généralité sur les interactions des ondes de choc/couche limite

Figure I.1 : Interaction choc/couche limite dans une prise d'air supersonique [4]

Figure I.2: Schéma du décollement d'une couche limite sous un gradient de pression adverse [7].

Figure I.3 : Structure d'un écoulement de couche limite [4]

Figure I.4 : Comportement d'une couche limite soumise à une compression [4].

Figure I.5 : Schéma de l'interaction choc/couche limite sans décollement-

a) Interaction onde de choc/couche limite turbulente sans décollement-

b) Déclery [8]

Figure I.6 : Visualisation interférométrique et schéma de l'interaction choc/couche limite avec décollement - Déclery [8].

Figure I.7 : Interaction choc-couche limite avec décollement. Répartition de pression à la paroi. [4]

Figure I.8 : Onde de choc attachée et détachée [14].

Figure I.9 : Réflexion régulière avec R le point de réflexion [11]

Figure I.10 : Réflexion irrégulière de Mach avec R le point de réflexion et T le point triple [11]

Figure I.11 : Représentation schématique d'une onde de choc oblique [11]

Figure I.12 : Réflexion régulière [10].

Figure I.13 : Représentation schématique de la propagation d'une onde de Mach directe [11]

Figure I.14 : Evolution du pied de Mach et trajectoire du point triple dans le cadre d'une réflexion de Mach directe avec

I : onde de choc incidente et R : onde de choc réfléchie [11].

Figure I.15 : Réflexion de Mach [10].

Figure I.16 : Vue schématique des trois types de réflexions de Mach [13].

Figure I.17 : Polaire de choc dans le plan $(P/P_0-\theta)$ [3].

Figure I.18 : Choc oblique crée par un dièdre (ou un générateur de choc) [4].

Figure I.19 : Représentation polaire du critère de Von Neumann [2].

Figure I.20 : Représentation polaire du critère de détachement [2].

Figure I.21 : Représentation polaire du critère sonique [2].

Figure I.22 : Domaines de réflexions des ondes de chocs dans le plan nombre de Mach angle de déflexion (M_0, θ)

Figure I.23 : Représentation polaire d'une réflexion de Mach obtenue pour un nombre de Mach égale à 10 [26].

Figure I.24 : Représentation polaire des trois réflexions de Mach possibles :

- a) réflexion de Mach directe,
- b) réflexion de Mach stationnaire,
- c) réflexion de Mach inverse [26].

Figure I.25 : Distributions des pressions et températures pariétales à travers l'interaction sur paroi adiabatique [34].

Figure I.26 : Répartitions longitudinaux des pressions pariétales pour les angles : 4° (gauche) et 8° (droite) dans les cas adiabatiques à $M_0=2.28$ [37].

Figure I.27 : Schéma du générateur de choc. [48]

Figure I.28 : *Schéma du la veine S8. [48]*

Chapitre III Résultats et discussion

Figure III.1 : Configuration de la soufflerie S8 de l'IMST (FAVRE 196) et leur vue schématique des ondes de choc présentées dans l'expérience d'H. Laurent [1].

Figure III.2 : Géométrie utilisé pour le calcul numérique.

Figure III.3 : Maillage 2D du domaine de calcul.

Figure III.4 : Évolutions longitudinales les pressions pariétales : Présent travail et l'expérience de d'H. Laurent [1].

Figure III.5 : Interaction de Mach donné pour $M_0=3.7$, et $\theta_1=29.5^\circ$.

Figure III.6 : Interaction régulière RR donné pour $M_0=3.7$ et $\theta_1=27^\circ$.

Figure III.7: Champs de Mach suivi par les lignes de courant après le disque da Mach et dans la zone d'interaction.

- Figure III.8:** Champs d'écoulement, cône externe de surface droite: I) le nombre de Mach), II) la température, III) la pression, IV) la masse volumique.
- Figure III.9:** Les contours de gradient de densité, les configurations d'ondes de choc associées pour la transition RR→MR pour $M=3.7$ à différents angle de générateur de choc droit.
- Figure III.10:** Représentation des polaires de choc obtenues pour un nombre de Mach égal à 3.5 et : a) à $\theta_1=29.5^\circ$, correspond un angle de Détachement $\theta_2^E=16.7^\circ$; b) à $\theta_1=25^\circ$, correspond un angle de Von Neumann $\theta_2^T=16.9^\circ$.
- Figure III.11:** Evolution de l'angle de décollement naissant θ_2 en fonction de celui du dièdre θ_1 expliquant les domaines d'existence de différents types de configuration de choc et les points de transition numérique pour un nombre de Mach ($M = 3.5$), pour le calcul Eulérien.
- Figure III.12 :** Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène de transition RR→MR induit par variation de l'angle générateur de choc de compression (zone de recirculation), et le nombre de Mach.
- Figure III.13:** Evolution de position de point de décollement en fonction de l'angle de générateur de choc pour un nombre de Mach $M=3.7$.
- Figure III.14:** Evolutions de la longueur et de la hauteur de la zone de circulation en fonction de l'angle de dièdre pour $M=3.7$.
- Figure III.15 :** Représentation des polaires de choc obtenues pour un nombre de Mach égal à 2.2 et : a) à $\theta_1=18^\circ$, correspond un angle de Détachement $\theta_2^E=12^\circ$; b) à $\theta_1=25^\circ$, correspond un angle de Von Neumann $\theta_2^T=12^\circ$.
- Figure III.16 :** Domaines des différentes réflexions théoriquement possibles dans le plan (M_0, θ_2) pour un angle du dièdre $\theta_1=18^\circ$.
- Figure III.17:** Les contours de gradient de densité, les configurations d'ondes de choc associées pour la transition RR→MR pour $\theta_1=18^\circ$ à différents nombre de Mach.
- Figure III.18:** Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène de transition RR→MR induit par variation de l'angle générateur de choc de compression (zone de recirculation), et le nombre de Mach.
- Figure III.19 :** Évolutions des points de décollement et de recollement en fonction du nombre amont.
- Figure III.20 :** Evolutions de la hauteur et de la longueur de la zone d'interaction en fonction du nombre de Mach amont.

Figure III.21 : Critère de décollement naissant pour un décollement laminaire sur une rampe de compression bidimensionnelle (Nedham et Stollery) [22], superposée par nos résultats (représente cas d'interaction choc/couche limite turbulente, noté en couleur rouge).

Liste des tableaux

Tableau III.1 Validation de nos résultats et ceux de Neil Shandham

Table des matières

Remerciements	2
Nomenclature	3
Liste des figures.....	5
Liste des tableaux.....	9
Table des matières.....	10
Introduction	12

Chapitre I : Généralité sur les interactions des ondes de choc/couche limite

I.1	Introduction.....	15
I.2	Phénomène d'interaction sonde de choc/couchelimité.....	16
I.2.1	Description de phénomène de décollement	16
1.2.1.1.	Nature de la couchelimité	17
I.2.2	Problème d'interaction avec et sans décollement.....	18
1.2.2.1.	Interaction sans décollement.....	18
1.2.2.2.	Interaction avec décollement	19
1.2.3.	Les ondes de choc	21
1.2.3.1.	Onde de choc détachée	21
1.3.	Réflexion d'ondes de choc en écoulement stationnaire.....	22
1.3.1.	Réflexion régulière (RR)	23
1.3.2.	Réflexion de Mach (MR).....	25
1.3.3.	La Transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach	27
1.3.3.1.	Présentation des polaires de chocs	28
1.3.3.2.	Critères de transition dans les réflexions d'ondes de choc (RR/MR).....	30
1.3.3.3.	Zone dual	32
1.3.4.	Représentation polaire	33
	Revue bibliographique sur les interactions turbulentes.....	35
	Référence.....	45

Chapitre II : Equations gouvernantes et modèles de turbulence

II.1	Introduction.....	48
II.2	Équations fondamentales des fluides compressibles instantanées.....	48
II.2.1	Équation de conservation de la masse	48
II.2.2	Equation de conservation de quantité de mouvement.....	48
II.2.3	Équation de conservation de l'énergie.....	48
II.3	Équation de Navier-Stokes moyennées (RANS)	49
II.4	Modèles de turbulence	51
I.4.1	Modèle k- ϵ standard.....	51
I.4.2	Modèle de turbulence k- ω -SST (Shear-Stress Transport).....	54
I.5	Les méthodes numériques de résolution	58
	Référence	60

Chapitre III : Résultats et discussion

III.1.	Introduction.....	62
III.2.	Description de la géométrie	62
III.3.	Maillage	63
III.4.	Validation des résultats.....	63
III.5.	Interactions d'ondes de choc observées.....	64
III.6.	Les champs des paramètres d'écoulement.....	66
III.7.	Résultats et discussions.....	68
III.7.1	Effet d'angle d'inclinaison du dièdre sur le phénomène de transition RR→MR	68
III.7.2.	Effet de nombre de Mach.....	74
	Références	82
	Conclusion.....	83
	Résumé	85

Introduction

La rentrée et l'ascension d'un engin dans l'atmosphère en régime supersonique et hypersonique soulèvent un certain nombre de problèmes clés d'aérodynamique et de thermique. L'apparition inévitable d'ondes de choc en est un. Leurs réflexions et interactions se rencontrent alors dans un grand nombre de situations pratiques par exemple (autour d'un aéronef hypersonique ou d'un lanceur, au niveau des entrées d'air, et en aval des tuyères propulsives). Poursuivant la trajectoire de rentrée d'un véhicule spatial, dans les couches denses de l'atmosphère, la transition laminaire-turbulent est un problème crucial pour le régime de vol hypersonique.

Un autre aspect important des vols en régime supersonique est l'interaction onde de choc/couche limite. Cette appellation couvre une classe de problèmes comprenant la déviation de la couche limite par un obstacle abrupt (rampe de compression), et l'interaction d'un choc incident avec la couche limite. Ce type d'écoulement induit des modifications substantielles des champs de pression pariétale, affectant ainsi la manœuvrabilité des engins supersoniques. D'autre part, ce type d'interaction entraîne la transition prématurée de la couche limite vers la turbulence. Le décollement et le recollement de la couche limite qui ensuit peuvent induire des sur flux thermiques importants.

Une autre source de sur flux thermique en régime supersonique est l'interférence entre un choc incident et un choc détaché le long d'une paroi. Ce type d'interaction conduit à une configuration complexe d'écoulements.

Ce mémoire étudie essentiellement les phénomènes touchant au domaine aéronautique et spatial. Il traite l'examen par simulation numérique des interactions des ondes de choc des écoulements supersoniques dans une surface plane ou l'interaction d'onde de choc/couche limite. La motivation principale de ce travail a été de comprendre les différents facteurs qui gouvernent ces écoulements, et de retrouver numériquement le phénomène de transition dans les écoulements supersoniques et l'interférence des ondes de choc (interaction choc/choc et interaction choc/couche limite), plus particulièrement les interactions régulières et de Mach, et la transition de RR→MR observés lors des études expérimentales et numériques.

Introduction

Le calcul numérique est fait à l'aide de code CFD-FASTRAN, l'approche numérique du code est basée sur la résolution des équations de Navier-Stockes moyennées(RANS)

Le contenu de ce mémoire est organisé autour de trois chapitres principaux. Une description générale des ondes de choc et de leurs phénomènes d'interactions suivis par une revue bibliographique sont présentées dans le premier chapitre.

Le deuxième chapitre comporte une présentation des équations fondamentales de Navier-Stockes et leurs équations moyennées. Ensuite, les différents modèles de turbulence sont illustrés.

Les résultats de la simulation numérique et leurs interprétations sont présentés dans le chapitre 3. Ceci nous a servi à valider les résultats obtenus.

Ce travail se termine par une conclusion générale qui reprend les objectifs du présent travail et les principaux résultats obtenus.

Chapitre I

Généralité sur les interactions des ondes de choc/couche limite

Sommaire

I.1	Introduction	15
I.2	Phénomène d'interaction onde de choc/couche limite	16
I.2.1	Description de phénomène de décollement	16
1.2.1.1	Nature de la couche limite	17
I.2.2	Problème d'interaction avec et sans décollement	18
1.2.2.1	Interaction sans décollement	18
1.2.2.2	Interaction avec décollement	19
I.2.3	Les ondes de choc	21
1.2.3.1	Onde de choc détachée	21
I.3	Réflexion d'ondes de choc en écoulement stationnaire	22
1.3.1	Réflexion régulière (RR)	23
1.3.2	Réflexion de Mach (MR)	25
1.3.3	La Transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach	27
1.3.3.1	Présentation des polaires de chocs	28
1.3.3.2	Critères de transition dans les réflexions d'ondes de choc (RR/MR)	30
1.3.3.3	Zone dual	32
1.3.4	Représentation polaire	33
	Revue bibliographique sur les interactions turbulentes	35
	Référence	43

I.1 Introduction

Au cours de ce chapitre nous nous sommes intéressés au phénomène des ondes de choc en régime supersonique, dont les écoulements supersoniques sont presque toujours traversés par des ondes de choc provoquées, soit par un changement de pente d'une paroi, soit par une contre pression [2]. C'est-à-dire la propagation d'une perturbation qui produit sur son passage une variation réversible des propriétés physiques du milieu, sans transport de matière mais avec un transport d'énergie, l'interaction entre une onde de choc et une couche limite turbulente est un phénomène fréquemment rencontré dans de nombreuses configurations aérodynamiques [1].

Cette appellation couvre une classe de problèmes comprenant la déviation de la couche limite par un obstacle abrupt (rampe de compression), et l'interaction d'un choc incident avec la couche limite. Ce type d'écoulement induit des modifications substantielles des champs de pression pariétale, affectant ainsi la manœuvrabilité des engins supersoniques [3].

D'autre part, ces phénomènes d'interactions onde de choc/couche limite sont susceptibles d'influencer la structure générale de l'écoulement. L'exemple rencontré dans ce cas d'interaction est l'écoulement dans une prise d'air supersonique à compression interne (voir Figure I.1). Ici, le choc oblique créé par une rampe de compression se réfléchit une première fois en B, côté carène, puis une seconde fois en C sur la paroi interne faisant face, de manière à assurer la continuité de la direction du vecteur de vitesse. Le saut de pression résultant, s'il est trop important, fait décoller la couche limite à l'intérieur de la prise d'air, d'où la formation d'un bulbe dont la structure sera examinée en détail plus loin.

La performance d'une prise d'air est mesurée par son efficacité qui est le rapport entre la pression génératrice de l'écoulement amont captée et la pression génératrice (moyenne) dans le plan d'entrée du réacteur. Les décollements sont susceptibles de bien diminuer l'efficacité d'une prise d'air, entraînant de ce fait des pertes de poussée importantes du groupe propulseur. De plus, l'élévation du niveau des fluctuations turbulentes associée à un décollement est à l'origine de distorsions instationnaires capables d'éteindre le moteur ou bien d'amorcer un pompage de la prise d'air.

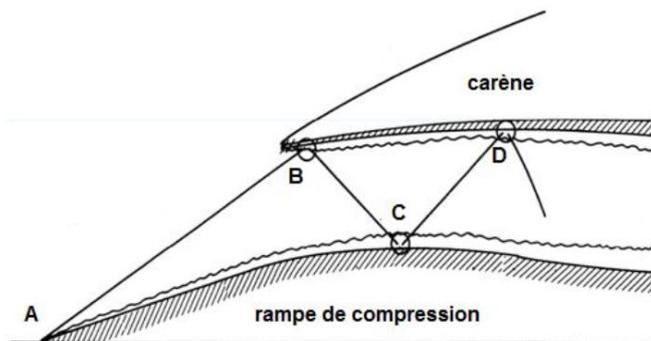


Figure I.1 : Interaction choc/couche limite dans une prise d'air supersonique [4].

I.2 Phénomène d'interactions onde de choc/couche limite

En régime supersonique, l'interaction entre une onde de choc et une couche limite turbulente est un phénomène fréquemment rencontré dans de nombreuses configurations aérodynamiques, internes (tuyères, entrées d'air, compresseurs) ou externes (nacelles) [1]. Ces interactions peuvent entraîner une perte d'efficacité dans les performances de vol, en particulier sur les gouvernes lorsque les décollements apparaissent de façon dissymétrique. De plus, la température des parois peut être élevée du fait des éjections des gaz chauds, ce qui augmente la prédisposition des couches limite au décollement.

Les phénomènes d'interaction entre choc/couche limite turbulente ou choc/couche limite laminaire constituent un domaine assez mal connu de la mécanique des fluides appliquées jusqu'à maintenant, notamment en ce qui concerne l'évolution de la turbulence, l'effet du chauffage pariétal, ainsi que la structure instationnaire de la zone d'interaction dans le cas d'une couche limite laminaire avec onde de choc supersonique. Le chauffage de la paroi crée des "bouffées" de température au sein de la couche limite. On peut se demander quel sera l'effet de ces "taches" d'entropie au passage du choc sur la structure de la turbulence. Enfin, le chauffage pariétal va déstabiliser la couche limite, ce qui pourrait la rendre plus apte au décollement sous l'effet d'une perturbation. L'exemple le plus courant, est l'interaction choc/couche limite laminaire ou turbulent sur une plaque plane. Beaucoup de travaux expérimentaux et numériques ont été effectués dans ce domaine [3].

I.2.1 Description de phénomène de décollement

Pour un écoulement bidimensionnel, le point de décollement est défini comme le point de la paroi où le frottement s'annule. Il sépare la zone de frottement positif en amont de la zone de frottement négatif en aval [7]. On peut distinguer deux types de décollements suivant qu'il est provoqué par :

- un gradient de pression positif (figure I.2)
- une singularité géométrique, on parle alors de décollement inertiel.

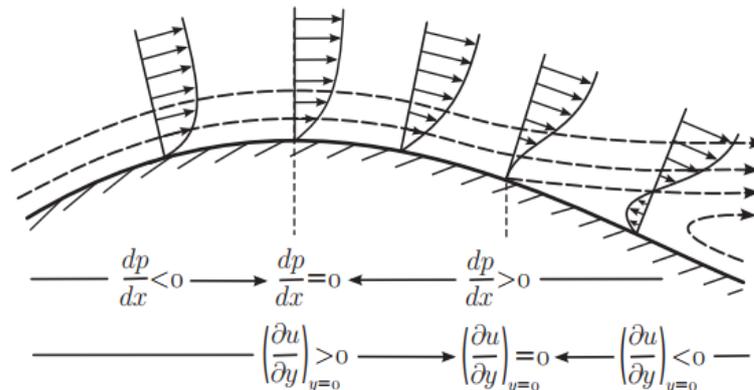


Figure I.2 : Schéma du décollement d'une couche limite sous un gradient de pression adverse [7].

Alors la cause du décollement est le gradient de pression induit par la présence du choc d'extrados. Nous allons donc à présent décrire l'interaction onde de choc/couche limite et présenter un critère d'apparition du décollement de la couche limite [7].

1.2.1.1. Nature de la couche limite

L'interaction onde de choc/couche limite et l'étendue de ses effets dépendent du facteur de forme de la couche limite. En effet, une couche limite laminaire est plus sensible aux gradients de pression positifs et s'épaissit plus rapidement qu'une couche limite turbulente. Pour une onde de choc d'intensité similaire la zone d'interaction est plus étendue dans le cas d'une couche limite laminaire. Ceci vient de la plus grande inertie de la couche limite turbulente qui lui confère une meilleure résistance au gradient de pression adverse. Dans cette étude nous ne traiterons que des cas de couches limites incidentes turbulentes [7].

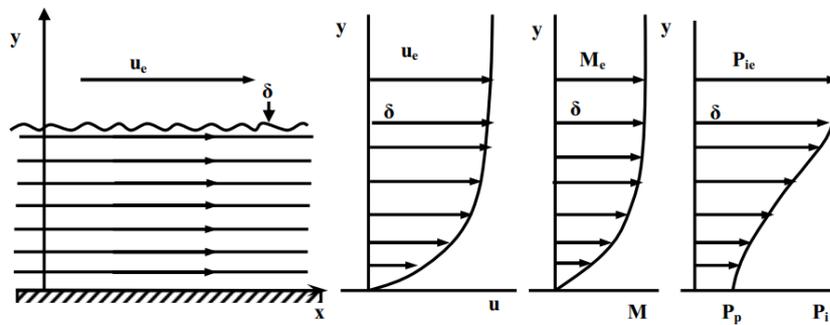


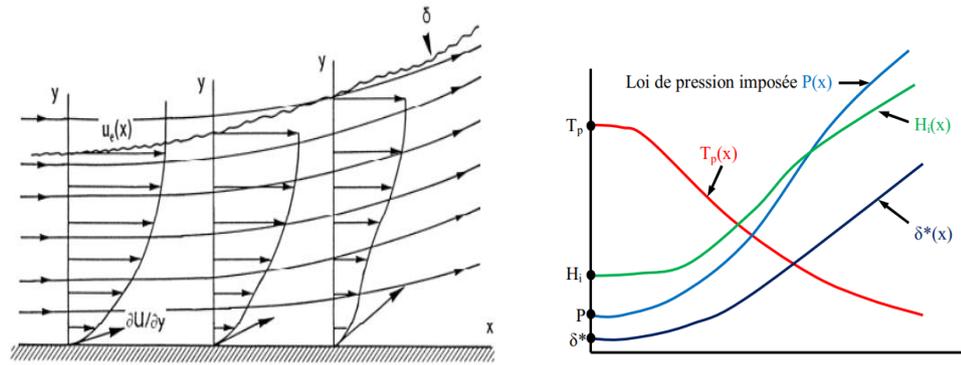
Figure I.3 : Structure d'un écoulement de couche limite [4]

Quand une couche limite est soumise à l'action d'un gradient de pression (dP/dx) positif, dit "adverse" ou "antagoniste", c'est-à-dire quand l'écoulement général se ralentit, les évolutions suivantes sont observées :

En raison de la croissance de la pression, la vitesse diminue avec une décélération plus forte au voisinage de la paroi où les niveaux de vitesse dans la couche limite sont les plus bas. En conséquence, le profil de vitesse se "vide", ce qui se traduit par une augmentation de son paramètre de forme incompressible H_i et de l'épaisseur de déplacement δ^* . En effet, le déficit de débit massique dû à l'existence de la couche limite se trouve alors accru, d'autant plus que l'épaisseur δ croît en même temps dans de fortes proportions. Ces comportements sont schématisés sur la figure I.4.

En liaison avec la déformation des distributions de vitesse, il se produit à la paroi une diminution de la pente ($\partial u / \partial y$) du profil de vitesse $u(y)$ (u est la composante de vitesse selon la tangente locale au corps et y la distance depuis la paroi) ; d'où une décroissance du frottement pariétal puisque :

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_p \quad (I.1)$$



a) Organisation de l'écoulement

b) Evolutions de grandeurs caractéristiques

Figure I.4 : Comportement d'une couche limite soumise à une compression [4].

Le comportement d'une couche limite en présence d'un gradient de pression adverse peut se comprendre par un raisonnement de fluide non visqueux, c'est-à-dire en supposant que le ralentissement s'effectue isentropiquement sur chaque ligne de courant de la couche limite. Une telle hypothèse revient à supposer négligeable l'action des forces de viscosité au cours du processus. La viscosité n'intervient que par un effet d'histoire en créant la couche limite [3].

I.2.2 Problème d'interaction avec et sans décollement

La complexité de l'interaction onde de choc/couche limite et la récurrence des applications aéronautiques font que ce sujet est très étudié par la communauté scientifique avec notamment les travaux récents de dussauge et Piponniau [5] ou Humble et al[6]. En fonction de l'intensité du gradient de pression adverse, il existe deux types de configurations d'interaction onde de choc/couche limite, l'une avec décollement de la couche limite, l'autre sans décollement [7].

1.2.2.1. Interaction sans décollement

Considérons en premier lieu le cas d'un choc oblique (C_1) réfléchi sur une paroi, supposée rectiligne pour simplification, le long de laquelle se développe une couche limite. Les phénomènes qui en résultent sont schématisés sur la figure I.5. Le choc incident (C_1) pénètre depuis l'extérieur au sein de la couche limite. Au cours de cette propagation, les tensions de frottement résultant aussi bien de la viscosité laminaire que turbulente, sont presque sans effet sur la plus grande partie de l'épaisseur δ . Ce comportement, démontré à la fois par l'expérience et la théorie, se conçoit si on réalise que le choc imprime à l'écoulement une décélération si rapide que les tensions de frottement viennent temporairement négligeables devant les forces de pression et les termes d'inertie.

Ainsi, en première analyse, la pénétration d'un choc dans une couche limite peut être regardée comme un phénomène de fluide parfait.

Une telle schématisation permet d'interpréter certaines tendances sans avoir à prendre en compte les effets visqueux. Toutefois, un modèle entièrement non visqueux conduit à des comportements non réalistes. En effet, les termes de viscosité doivent être

pris en considération pour satisfaire la condition d'adhérence à la paroi. Cependant, en régime turbulent, la sous couche visqueuse, qui ne peut ainsi être négligée, est extrêmement mince, si bien que son effet peut être considéré comme étant du second ordre. Ne pas en tenir compte permet une bonne description -au moins qualitative- des traits les plus marquants de l'interaction.

Par un effet réciproque (voir la figure I.5), la dilatation de la zone subsonique résultant de ce ralentissement (théorème d'Hugoniot), induit dans la partie adjacent esupersonique des ondes de compression contribuant à l'affaiblissement local du choc [3].

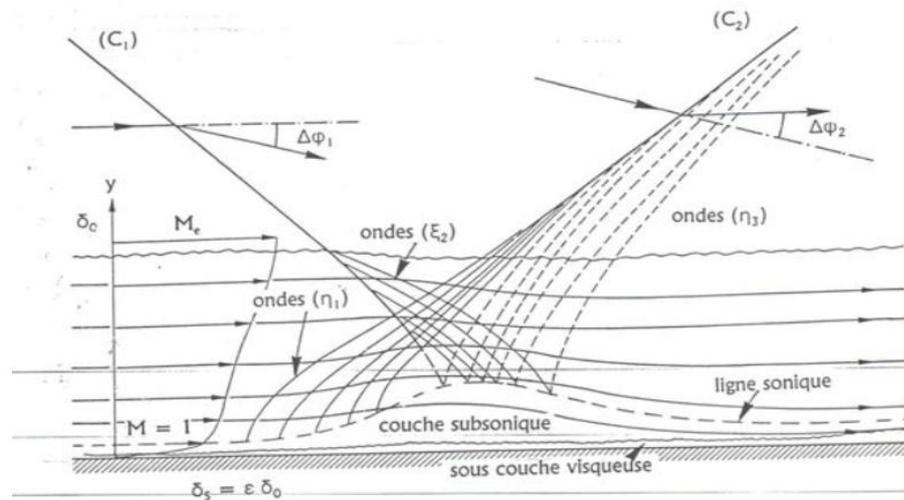


Figure I.5 : Schéma de l'interaction choc/couche limite sans décollement- a) Interaction onde de choc/couche limite turbulente sans décollement- b) Détery [8].

1.2.2.2. Interaction avec décollement

Quand le choc est assez intense pour faire décoller la couche limite, la situation devient beaucoup plus complexe et les phénomènes dissipatifs jouent désormais un rôle essentiel.

Le cas de la réflexion d'un choc oblique en écoulement supersonique est schématisé sur la figure I.6. La couche limite décolle en un point D situé bien en amont de l'impact théorique du choc incident en fluide non visqueux. La compression liée au décollement induit dans la partie supersonique de l'écoulement des ondes se focalisant pour former le choc réfléchi (C2), selon un mécanisme analogue à celui décrit plus haut. Le choc (C2), qui naît bien en amont de l'impact théorique du choc incident (C1), intersecté (C1) en au point I. Après l'intersection, le choc (C1) pénètre dans la couche dissipative décollée, d'où il est réfléchi en un système d'ondes de détente ayant un effet de compensation assurant la continuité de la pression au niveau de la zone décollée isobare. Il en résulte une déflexion de l'écoulement en direction de la paroi sur laquelle le recollement intervient en R. Le recollement s'accompagne d'une nouvelle augmentation de pression, plus étalée que celle associée au décollement. Le saut de pression total, entre l'amont et l'aval de l'interaction, est égal au saut de pression de la solution non visqueuse. Au voisinage du décollement, les phénomènes sont en gros semblables à ceux décrits dans le paragraphe précédent. Mais ici,

la rencontre des chocs (C_1) et (C_2) a lieu en un point I situé en dehors de la couche limite. Le point I est à l'origine d'une ligne de glissement (S) ou (Σ) au travers de laquelle la vitesse subit une discontinuité tangentielle. L'existence de (j) résulte du fait que la perte de pression génératrice à la traversée des deux chocs n'est pas la même au-dessous et au-dessus de leur point d'intersection I . La répartition de la pression pariétale, représentée sur la figure I.6, est maintenant très différente de la solution théorique en fluide parfait. Le saut unique de pression est dédoublé en une première compression ΔP_1 au décollement à laquelle succède un plateau de pression dont l'étendue est fonction de la taille du bulbe décollé. Au recollement est associée une deuxième compression ΔP_2 , généralement plus étalée qu'au décollement. Nous sommes en présence d'une interaction visqueuse forte, la solution de fluide parfait ne constituant plus une approximation acceptable de l'écoulement visqueux réel.

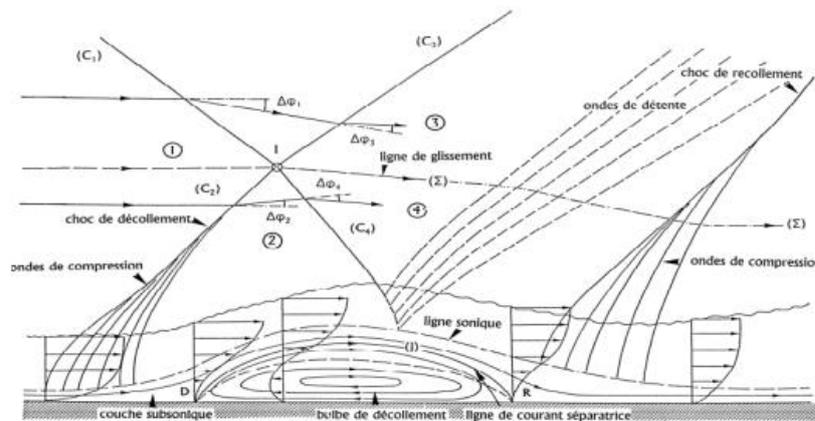


Figure I.6 : Visualisation interférométrique et schéma de l'interaction choc/couche limite avec décollement - Détery [8].

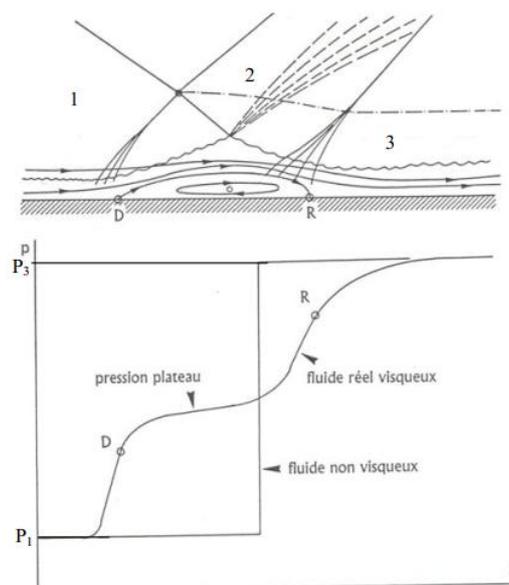


Figure I.7 : Interaction choc-couche limite avec décollement. Répartition de pression à la paroi [4].

1.2.3. Les ondes de choc

Une onde de choc est d'abord une onde, c'est-à-dire la propagation d'une perturbation qui produit sur son passage une variation réversible des propriétés physiques du milieu, sans transport de matière mais avec un transport d'énergie.

Elle est caractérisée par une transition brutale voire discontinue des grandeurs physiques du milieu dans lequel elle se propage, telles que la température, la pression, la masse volumique et la vitesse ainsi que par une vague de haute pression accompagnant cette perturbation.

L'onde de choc peut ainsi être considérée comme une discontinuité entre un état initial et un état choqué. Les ondes de choc peuvent être perçues par un observateur lors d'explosions ou lorsqu'un avion dépasse le mur du son, émettant un son caractéristique.

Le phénomène des ondes de choc est présent dans de nombreuses situations et a des applications dans divers domaines. Notre objectif sera donc de comprendre comment et dans quelles conditions elles peuvent se former, quels peuvent être les effets des ondes de choc, notamment sur les installations humaines, et comment il est possible d'utiliser ces ondes de choc, à des fins curatives par exemple. Dans la suite, on traite séparément les deux types d'onde de choc :

- Ondes de choc droites ;
- Ondes de choc obliques.

Dans les deux cas, Il est possible de quantifier la discontinuité qui se propage dans le milieu correspondant à l'onde de choc à partir des équations de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. (Dans le chapitre 2)

La création de l'onde de choc dans les écoulements compressibles correspondant à une certaine valeur du nombre de Mach et elle exige une attention spéciale dans le choix de la méthode numérique qui converge vers une meilleure solution [10].

1.2.3.1. Onde de choc détachée

Lorsqu'un dièdre ou une rampe sont introduits dans un écoulement supersonique, les lignes de courant sont déviées selon le demi-angle de dièdre, par rapport à leur direction initiale. Pour un nombre de Mach donné, l'angle de déflexion ne doit pas dépasser une valeur maximale. Ce dernier est noté θ_{\max} : angle de déflexion maximal. Réciproquement, pour un angle de déflexion donnée, on ne doit pas abaisser le nombre de Mach en deçà d'une valeur minimale. Si les conditions précédentes ne sont pas satisfaites, on ne peut avoir une onde de choc oblique attachée au nez de l'obstacle. On a alors une onde de choc détaché.

La portion de l'onde de détachée qui se trouve au voisinage du bord d'attaque de l'obstacle est quasiment normale à l'écoulement amont et la caractéristique du gaz de part et d'autre de l'onde détachée peut être assimilée à celles que l'on obtiendrait dans le cas

d'une onde de choc normale. La vitesse est donc subsonique derrière le choc à cet endroit. En revanche, lorsque l'on éloigne du nez de l'obstacle, l'écoulement redevient supersonique à partir d'une ligne appelée ligne sonique : Keyes& al. [14].

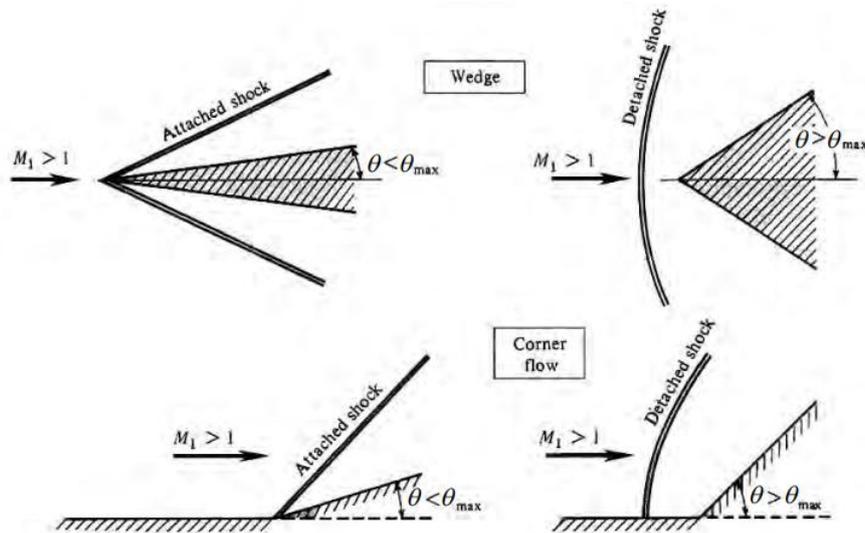


Figure I.8 : Onde de choc attachée et détachée [14].

1.3. Réflexion d'ondes de choc en écoulement stationnaire

Quand une onde de choc interagit avec un milieu ayant une impédance mécanique différente de celui où elle se propage, il se produit une réflexion. Le premier scientifique à avoir découvert ce phénomène est Ernst Mach qui rapporta sa découverte en 1878. Lors de ses expériences, il découvrit deux configurations de réflexion. Lors de la première, deux ondes de choc étaient issues de la réflexion, ce type de réflexion est aujourd'hui connu sous le nom de réflexion régulière. Lors de la seconde, trois ondes de choc étaient issues de la réflexion, cette configuration est connue sous le nom de réflexion de Mach.

Ensuite à partir de 1940 de nouvelles recherches sur les réflexions ont été menées par Von Neumann. Celui-ci découvrit que la réflexion de Mach pouvait encore se diviser en des configurations de réflexions plus précises. C'est comme cela qu'ont été découvertes trois nouvelles réflexions, à savoir la réflexion de Von Neumann, celle de Guderley et celle de Vasilev [11].

Plus généralement les réflexions sont classées en deux catégories :

- Les réflexions régulières, dans cette catégorie se trouvent les réflexions droites et obliques
- Les réflexions irrégulières, dans cette catégorie se trouvent entre autres, les réflexions de Mach et de Von Neumann.

Les schémas suivants illustrent un exemple de réflexion régulière et un exemple de réflexion irrégulière (ici la réflexion présentée est une réflexion de Mach). Ces réflexions seront étudiées de manière plus précise dans la suite de ce mémoire

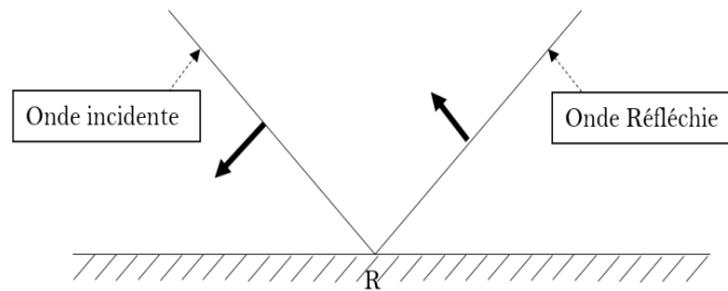


Figure I.9 : Réflexion régulière avec R le point de réflexion [11].

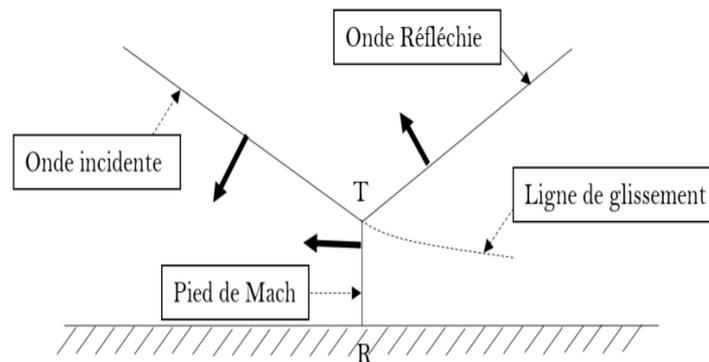


Figure I.10 : Réflexion irrégulière de Mach avec R le point de réflexion et T le point triple [11].

1.3.1. Réflexion régulière (RR)

La réflexion régulière est composée de deux ondes de choc obliques, l'une incidente (I) et l'autre réfléchie (R) (figure I.11) [2].

La réflexion oblique apparaît lorsqu'une onde de choc vient frapper une surface plane avec un angle d'incidence β . Cet angle doit être supérieur à zéro degré sinon une réflexion droite se produit mais également être inférieur à un angle β_{max} au-delà duquel se produit une réflexion irrégulière de Mach. Une analyse de la transition entre réflexion oblique et réflexion de Mach sera effectuée plus tard dans ce mémoire. La valeur de l'angle d'incidence β (figure I.11) est liée au nombre de Mach M_1 de l'onde incidente. Lorsque cette onde subit une réflexion oblique avec une surface plane, elle est réfléchie suivant un angle δ appelé angle de réflexion. Dans le cas d'une réflexion oblique, il est à noter que les angles d'incidence et de réflexion ne sont pas égaux, lorsque ces deux angles deviennent proches, la réflexion oblique tend à se rapprocher d'une réflexion droite. La figure suivante est une représentation schématique d'une réflexion oblique sur une paroi plane. Cette représentation permet de mieux appréhender le phénomène mis en jeu. [11].

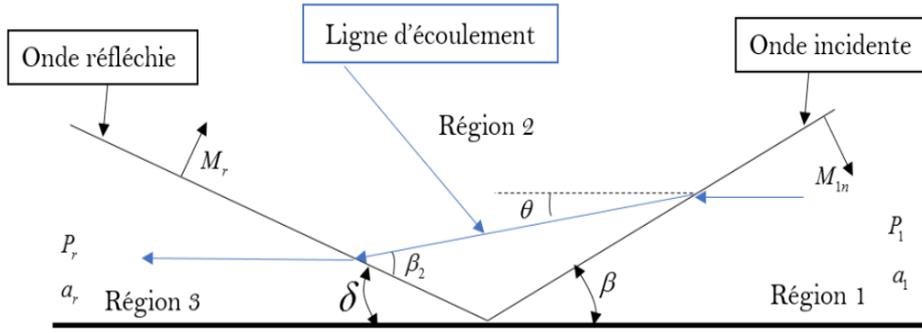


Figure I.11 : Représentation schématique d'une onde de choc oblique [11].

1.3.1.1. Equations : Cas d'écoulement compressible en interaction régulière

En supposant l'écoulement non visqueux et le gaz parfait, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'écrivent sous la forme des systèmes suivants : Li & al [10] :

• À travers le choc incident

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 V_0 \sin \phi_1 = \rho_1 V_1 \sin(\phi_1 - \theta_1) \\ P_0 + \rho_0 V_0^2 \sin^2 \phi_1 = P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2(\phi_1 - \theta_1) \\ \rho_0 \tan \phi_1 = \rho_1 \tan(\phi_1 - \theta_1) \\ h_0 + \frac{1}{2} V_0^2 \sin^2 \phi_1 = h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2(\phi_1 - \theta_1) \end{array} \right\} \quad (I.2)$$

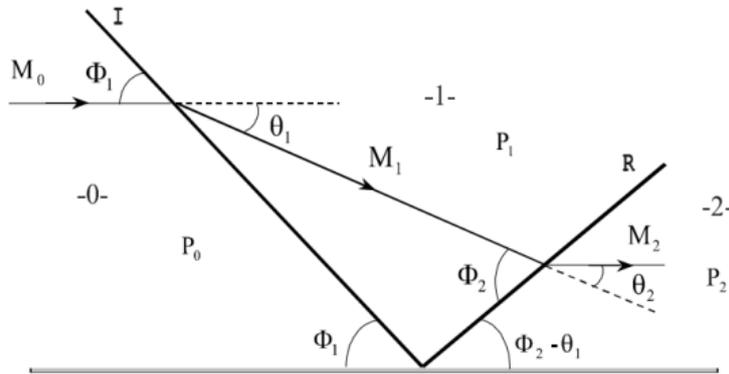


Figure I.12 : Réflexion régulière [10].

• À travers le choc réfléchi

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 V_1 \sin \phi_2 = \rho_2 V_{21} \sin(\phi_2 - \theta_2) \\ P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2 \phi_2 = P_2 + \rho_2 V_2^2 \sin^2(\phi_2 - \theta_2) \\ \rho_1 \tan \phi_2 = \rho_2 \tan(\phi_2 - \theta_2) \\ h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2 \phi_2 = h_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \sin^2(\phi_2 - \theta_2) \end{array} \right\} \quad (I.3)$$

À ces huit équations, on ajoute :

$\theta_1 + \theta_2 = 0$ Traduisant le fait que l'écoulement final (2) retrouve la direction de l'écoulement infini amont.

1.3.2. Réflexion de Mach (MR)

Une réflexion de Mach, apparaît lorsque l'onde de choc réfléchie issue d'une réflexion oblique rattrape l'onde incidente qui l'a créée. Ces deux ondes vont alors fusionner en une troisième onde appelée pied de Mach. Le point qui relie l'onde incidente, l'onde réfléchie et le pied de Mach est appelé point triple. La trajectoire de ce point triple, et donc du pied de Mach, définit le type de réflexion de Mach.

Il existe 3 types de réflexion de Mach sont présentés dans la figure I.16

- La réflexion directe, lorsque le point triple s'éloigne de la structure.
- La réflexion stationnaire, lorsque le point triple est parallèle à la structure.
- La réflexion inverse, lorsque le point triple se rapproche de la structure.

Lors d'une réflexion de Mach, il est possible de distinguer 4 régions (figure I.13). Les régions 1 à 3 sont les mêmes que celles définies lors de la réflexion oblique. Dans la région 4, l'écoulement ne subit qu'un choc normal ou droit, alors que dans la région 3 celui-ci subit deux chocs obliques (voir section I.13). Ceci implique que la vitesse de l'écoulement n'est pas la même dans la région 3 et 4 ce qui entraîne la création d'une séparation appelée ligne de glissement. Comme il est possible de le voir sur la figure I.10, cette ligne représente la direction du point triple. Seule la réflexion de Mach directe sera présentée dans ce mémoire. La figure I.13 représente de manière schématique la propagation d'une onde de Mach directe. La trajectoire du point triple dans le cadre d'une réflexion de Mach directe est représentée sur la figure I.13 [11].

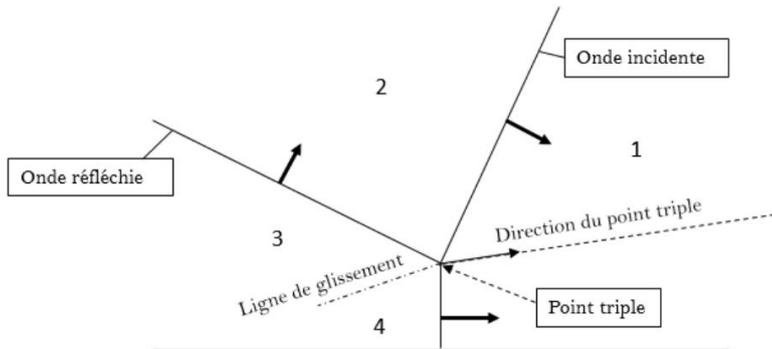


Figure I.13 : Représentation schématique de la propagation d'une onde de Mach directe [11].

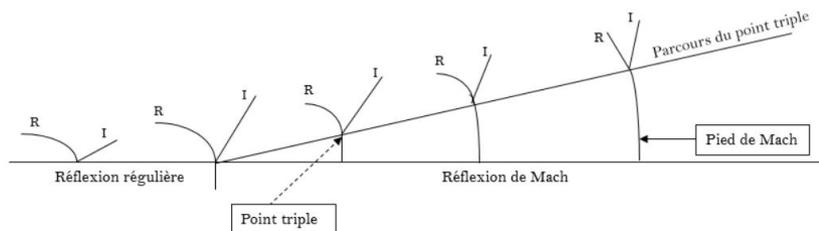


Figure I.14 : Evolution du pied de Mach et trajectoire du point triple dans le cadre d'une réflexion de Mach directe avec I : onde de choc incidente et R : onde de choc réfléchie [11].

La réflexion de Mach n'apparait que si l'angle d'incidence β atteint la valeur limite β_{max} . Au-delà de cette valeur, la réflexion oblique régulière transite en une réflexion de Mach

Equations : d'écoulement compressible en interaction de Mach

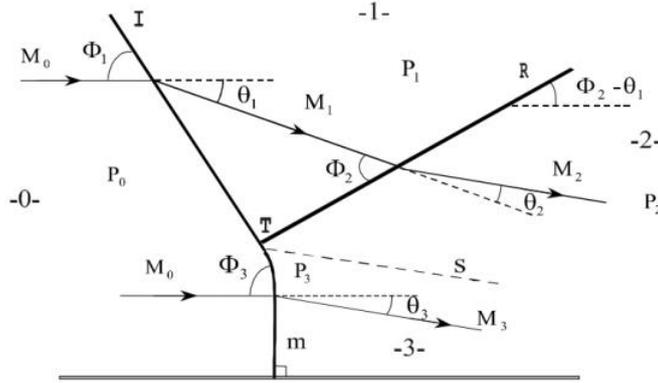


Figure I.15 : Réflexion de Mach [10].

En considérant les états du fluide comme uniforme, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'écrivent : Li & al. [10] :

- À travers le choc incident :
$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 V_0 \sin \phi_1 = \rho_1 V_1 \sin(\phi_1 - \theta_1) \\ P_0 + \rho_0 V_0^2 \sin^2 \phi_1 = P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2(\phi_1 - \theta_1) \\ \rho_0 \tan \phi_1 = \rho_1 \tan(\phi_1 - \theta_1) \\ h_0 + \frac{1}{2} V_0^2 \sin^2 \phi_1 = h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2(\phi_1 - \theta_1) \end{array} \right\} \quad (I.4)$$

- À travers le choc réfléchi :
$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 V_1 \sin \phi_2 = \rho_2 V_2 \sin(\phi_2 - \theta_2) \\ P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2 \phi_2 = P_2 + \rho_2 V_2^2 \sin^2(\phi_2 - \theta_2) \\ \rho_1 \tan \phi_2 = \rho_2 \tan(\phi_2 - \theta_2) \\ h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2 \phi_2 = h_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \sin^2(\phi_2 - \theta_2) \end{array} \right\} \quad (I.5)$$

Systèmes identiques à la réflexion régulière, auxquels il faut ajouter les équations suivantes

- À travers le disque de Mach :
$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 V_0 \sin \phi_3 = \rho_3 V_3 \sin(\phi_3 - \theta_3) \\ P_0 + \rho_0 V_0^2 \sin^2 \phi_3 = P_3 + \rho_3 V_3^2 \sin^2(\phi_3 - \theta_3) \\ \rho_0 \tan \phi_3 = \rho_3 \tan(\phi_3 - \theta_3) \\ h_0 + \frac{1}{2} V_0^2 \sin^2 \phi_3 = h_3 + \frac{1}{2} V_3^2 \sin^2(\phi_3 - \theta_3) \end{array} \right\} \quad (I.6)$$

En plus de ces équations, deux autres peuvent être écrites traduisant les conditions aux limites le long de la ligne de glissement (S) :

$p_3 = p_2$ Egalité des pressions statiques, $\theta_3 = \theta_1 - \theta_2$ Compatibilité des vitesses
 La ligne de glissement sépare, en effet, deux régions distinctes :

1. La partie de l'écoulement qui est passée à travers (I) et (R)
2. La partie qui est passée à travers (m)

Le fluide, des deux côtés de (S), a la même pression mais comme il a traversé des chocs de différentes intensités, il a acquis des vitesses et des entropies différentes. En supposant que les chaleurs spécifiques sont constantes, les sauts d'entropie correspondant à la traversée des différents chocs s'écrivent :

• Choc incident :

$$\Delta S_{01} = S_1 - S_0 = \frac{r}{\gamma-1} \ln \left[\frac{P_1}{P_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^\gamma \right]$$

$$= \frac{r}{\gamma-1} \ln \left[\frac{2\gamma M_0^2 \sin^2 \phi_1 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \left(\frac{(\gamma-1)M_0^2 \sin^2 \phi_1 + 2}{(\gamma+1)M_0^2 \sin^2 \phi_1} \right)^\gamma \right] \quad (I.7)$$

• Choc réfléchi :

$$\Delta S_{12} = S_2 - S_1 = \frac{r}{\gamma-1} \ln \left[\frac{P_2}{P_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^\gamma \right]$$

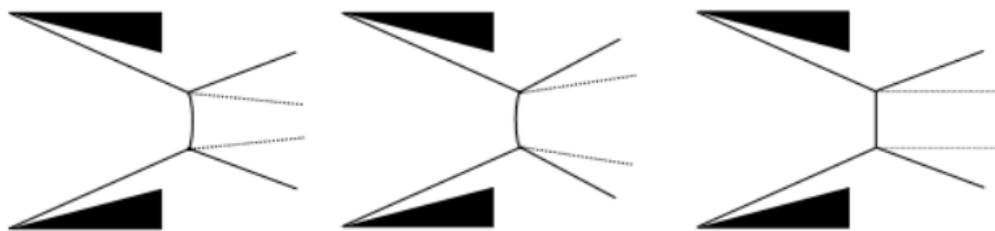
$$= \frac{r}{\gamma-1} \ln \left[\frac{2\gamma M_1^2 \sin^2 \phi_2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \left(\frac{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \phi_2 + 2}{(\gamma+1)M_1^2 \sin^2 \phi_2} \right)^\gamma \right] \quad (I.8)$$

• Disque de Mach :

$$\Delta S_{03} = S_3 - S_0 = \frac{r}{\gamma-1} \ln \left[\frac{P_3}{P_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho_3} \right)^\gamma \right]$$

$$= \frac{r}{\gamma-1} \ln \left[\frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \left(\frac{(\gamma-1)M_0^2 + 2}{(\gamma+1)M_0^2} \right)^\gamma \right] \quad (I.9)$$

L'entropie massique de l'écoulement situé en aval du disque de Mach (région 3) est plus grande que celle obtenue à la traversée des deux ondes de choc obliques (incidente et réfléchie) [14].



a) Réflexion de Mach directe b) Réflexion de Mach inverse c) Réflexion de Mach stationnaire

Figure I.16 : Vue schématique des trois types de réflexions de Mach [13].

1.3.3. La Transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach

Le phénomène de réflexion des ondes de choc a été rapporté pour la première fois par E. Mach en 1878. Il avait alors distingué deux types de réflexion : une réflexion dite régulière faisant intervenir un choc incident, un choc réfléchi et une réflexion appelée à titre posthume réflexion de Mach faisant intervenir en plus des chocs incident et réfléchi, un choc fort quasi normal à la direction de l'écoulement.

La réflexion d'une onde de choc sur une surface plane altérée par la présence de la couche limite sur la paroi. L'onde de choc peut causer le décollement de la couche limite et la configuration réelle est éloignée de la configuration prédite par la théorie des fluides parfaits. De même l'interaction de chocs parfaitement symétriques est moins probable. En revanche les écoulements réels (entrée d'air, écoulement externe) sont souvent le siège d'interaction de chocs d'intensités et de familles différentes et la portée de leur étude est considérable. Les travaux expérimentaux dans ce domaine sont peu nombreux voire inexistant. Comme dans le cas de l'interaction de deux chocs symétriques, il existe deux configurations d'interaction : l'interaction de Mach (MR) et l'interaction régulière (RR). Une étude analytique et numérique a été menée pour établir d'une part les critères de transition entre ces deux types d'interaction et d'autre part identifier de nouveaux phénomènes inhérents à ce type d'écoulement. Les configurations d'interaction (MR) et (RR) et les notations géométriques.

L'étude analytique élaborée par Von Neumann [15], a mis en lumière deux critères possibles pour la transition réflexion régulière réflexion de Mach. Un critère consiste en l'inexistence de la réflexion régulière au-delà de l'angle de détachement du choc réfléchi, l'autre stipule que le passage d'une configuration à l'autre se fait sans discontinuité de pression pour l'angle de Neumann entre ces deux critères qui sont d'autant plus distincts que le nombre de Mach est élevée, il existe une zone duale où les deux types de réflexion sont possibles. On est conduit à se poser la question suivante : Quel est l'angle de transition pour un écoulement stationnaire ? À la fin des années quarante et au début des années cinquante des auteurs tels que Liepmann et Roshko (1957), Landau et Lifchitz (1957) et d'autres avaient suggéré le critère de détachement comme le bon critère. Leur conviction avait été fondée sur des expériences réalisées à des conditions modérément supersoniques ($M < 3$). Or pour de tels écoulements, la zone duale étant peu large. Une confusion des deux critères compte tenu des incertitudes expérimentales est à des nombres de Mach plus élevées ($M > 5$). Des auteurs tels que Henderson & al. [16,17], Hornung & al. [19], ont révélé le critère de VonNeumann comme la limite de passage entre les deux configurations de réflexion. En (1979) Hornung & al. [19], a avancé l'hypothèse de l'existence d'un phénomène d'hystérésis lors de la transition. D'après cette hypothèse la transition de la réflexion régulière vers la réflexion de Mach devrait se produire au critère de détachement, alors que la transition inverse devrait avoir lieu au critère de Von Neumann. Cependant les expériences antérieures et de nouvelles expériences réalisées par Hornung & al [20], n'est pas confirmé cette hypothèse et le critère de Von Neumann a été retenu comme la limite de passage entre les deux types de réflexion [2].

1.3.3.1. Présentation des polaires de chocs

Kawamura et Saito (1956) ont été les premiers à suggérer qu'en raison du fait que les conditions aux limites d'une réflexion régulière notées RR et d'une réflexion de Mach notées MR sont exprimées en termes d'angles de déviation d'écoulement, θ et de pressions statiques d'écoulement, p , l'utilisation de pôles (p, θ) pourrait être très utile pour mieux comprendre le phénomène de réflexion des ondes de choc [1].

Une courbe appelée diagramme pression-déflexion, ou polaire de choc, représente le lieu des points décrit par les paramètres (p, θ) d'un écoulement à l'issue du franchissement d'une onde de choc. On représente le saut de pression en fonction de l'angle de déflexion. Pour une même déviation de l'écoulement au travers d'un choc, on a deux solutions possibles. L'une correspond à un saut de pression plus important (choc fort quasiment aussi intense qu'un choc normal) et l'autre correspond à un choc faible. On a constaté expérimentalement, que lorsque les deux types de choc peuvent se produire, on observe presque toujours le choc faible, qui engendre le moins d'irréversibilité (principe d'entropie minimum). En supposant connues, les valeurs des pressions statiques dans chaque région de l'écoulement, ainsi que les déviations à la traversée de chaque onde de choc, on peut obtenir les polaires de choc grâce à la relation suivante [2] :

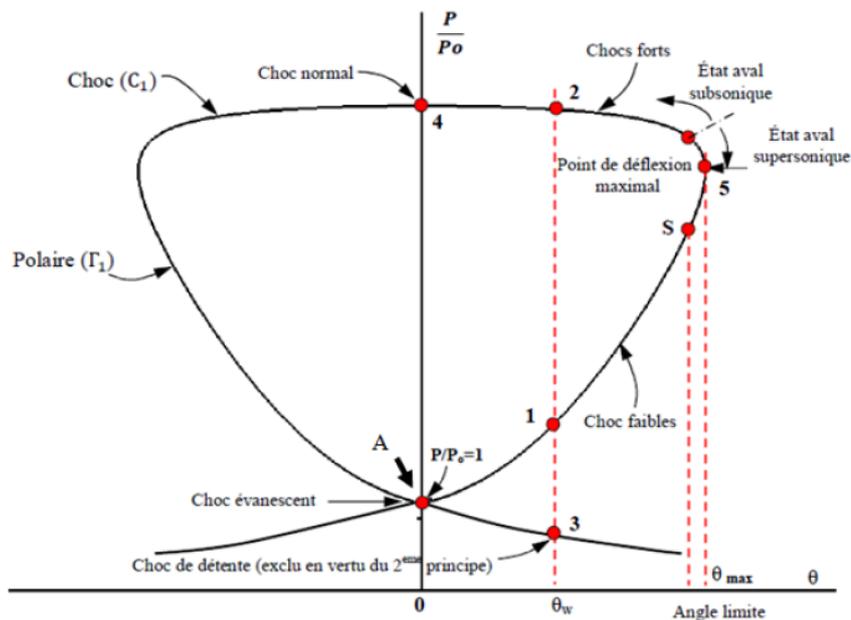


Figure I.17 : Polaire de choc dans le plan $(P/P_0-\theta)$ [3].

- M_0 : nombre de Mach rattaché à la polaire de choc
- P_0 : pression en amont de l'onde de choc
- P : pression en aval correspondant à la déviation θ de l'écoulement

Une telle polaire est représentée sur la figure I.18. Elle a la forme d'une courbe fermée, symétrique par rapport à l'axe $\theta = 0$. En effet, deux valeurs opposées de θ conduisent à des chocs de même intensité, l'un partant "vers le haut", l'autre "vers le bas". Les conditions particulières du problème (sens de déflexion de la paroi, par exemple) imposent l'un ou l'autre choc [3].

- **Le Point 1** : est associé au saut de pression le plus faible : pour cela la solution est appelée solution du type choc faible.
- **Le Point 2** : correspond au saut de pression le plus élevé : d'où son nom de solution du type choc fort.
- **Le Point A** : l'une coïncidant avec le point origine qui est l'image du choc infiniment faible se réduisant à une onde de Mach.

- **Le Point 4** : ce point correspond au rapport maximal des pressions statiques, et la déviation de l'écoulement est alors nulle, ce qui correspond à un choc droit aussi appelé choc normal.
- **Le point S** : ce point est le point de la polaire de choc où $M_0 = 1$. Il sépare la polaire en deux parties :
 - **De A à S** : l'écoulement aval est supersonique.
 - **De S à 4** : l'écoulement aval est subsonique.
- **Le Point 3** : la pression est inférieure à la pression avant le choc P_0 (choc de détente), entraîne une diminution de l'entropie. Cette solution est à rejeter, car elle est physiquement inacceptable. Elle viole le second principe de la thermodynamique [3].
- **Le Point 5** : ce point correspond à la déviation maximale θ_{max} , au-delà de laquelle une solution de type choc oblique attaché n'est plus possible. Lorsque θ dépasse cette valeur maximale, on observe la formation d'une onde de choc détachée courbe, comme sur un corps émoussé [2].

La polaire de choc met en évidence la propriété suivante :

Il existe une déflexion maximale solution θ_{max} au-delà de laquelle les équations du choc oblique n'ont plus de racines réelles. Cela ne veut pas dire que le problème de fluide parfait n'a pas de solutions, mais cela signifie que si $\theta > \theta_{max}$, le problème posé plus haut n'admet plus comme solution une onde de choc plane attachée en A (Figure I.19-a). En fait, si $\theta > \theta_{max}$, comme le montre la Figure I.19-b, l'onde de choc (C_1) fonction de la valeur de θ et du nombre de Mach amont, se forme en amont de A et devient courbe, on dit qu'elle se détache.

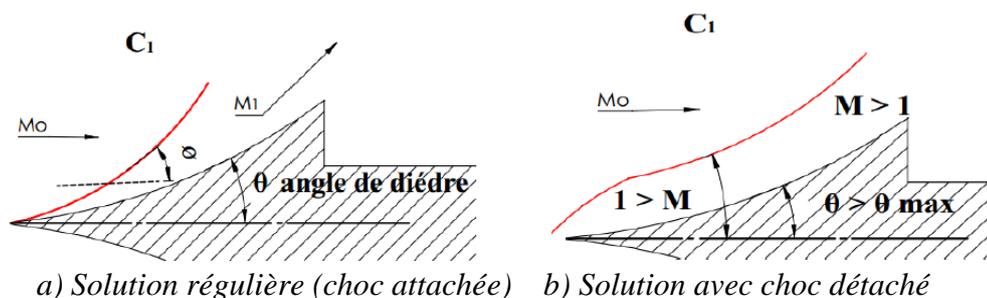


Figure I.18 : Choc oblique créée par un dièdre (ou un générateur de choc) [4].

1.3.3.2. Critères de transition dans les réflexions d'ondes de choc (RR/MR)

Les polaires de chocs ont déjà permis d'étudier les conditions d'existence de la réflexion Régulière et de la réflexion de Mach. Le passage entre ces deux réflexions peut également être analysé et interprété à l'aide de ces polaires de chocs. Trois valeurs particulières de la déviation de l'écoulement existent, caractérisant chacune un critère de transition [2].

❖ Critère de Von Neumann

En partant de la réflexion régulière (RR) et en augmentant l'angle de déflexion θ , il existe une valeur particulière θ_N pour laquelle les polaires (I) et (R) se croisent sur l'axe des pressions, voir figure I.18. Le point (N), point de Neumann est caractérisé par l'existence de deux configurations possibles donnant, pour une même déviation globale nulle de l'écoulement, un rapport de compression identique par l'intermédiaire, soit de deux chocs faibles (RR), soit d'un seul choc de type normal. Cette situation correspond à l'un des critères proposés pour le passage de la réflexion régulière à la réflexion de Mach (MR). Ce critère a été suggéré dès les années quarante par Von Neumann, puis a été réintroduit par Hornung & al. [21] sous le nom de critère de l'équilibre mécanique

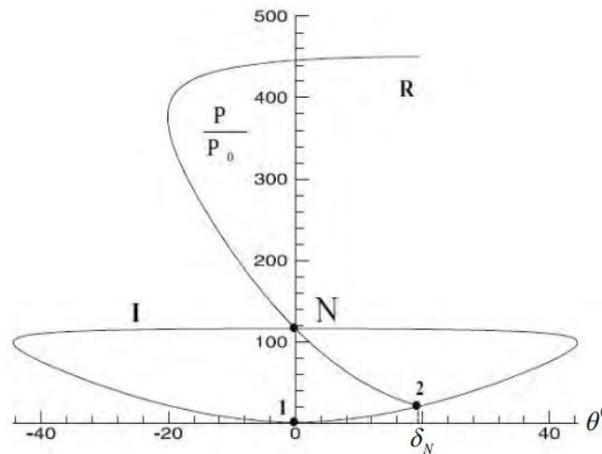


Figure I.19 : Représentation polaire du critère de Von Neumann [2].

Cette transition possible se fait, en effet, sans discontinuité de pression et peut se formuler mathématiquement de la façon suivante : $\theta_1 - \theta_2 = \theta_3 = 0$

Ce critère est caractérisé par la donnée de la valeur de l'angle de déviation de l'écoulement $\theta_N(M_0, \gamma)$ et la valeur de l'angle de choc incident correspondant $\theta_i^N(M_0, \gamma)$

❖ Critère de détachement

Pour une valeur plus élevée de l'angle de déflexion de l'écoulement, la polaire (R) devient tangente à l'axe des pressions, voir figure I.21. Cette situation correspond à la limite au-delà de laquelle il n'existe plus de solutions pour un choc oblique réfléchi attaché.

$\theta_D(M_0, \gamma)$, est donc la déviation maximale au-delà de laquelle toute réflexion régulière est impossible. Cette limite a été proposée comme autre critère de passage entre les réflexions RR et MR et porte le nom de critère de détachement. Sa formulation mathématique est la suivante $\theta_1 - \theta_D = 0$

L'angle de choc incident correspondant est noté $\theta_i^D(M_0, \gamma)$

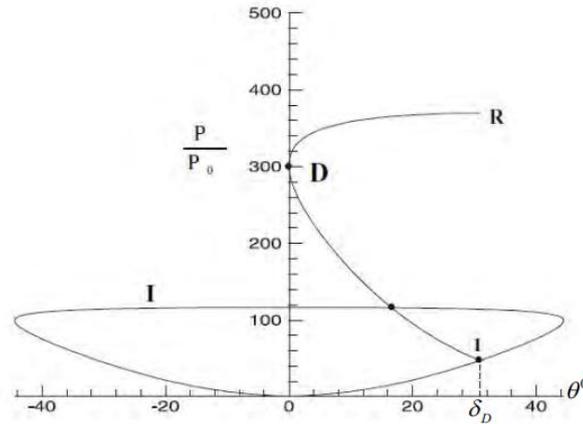


Figure 1.20 : Représentation polaire du critère de détachement [2].

❖ Critère soniques

On peut également citer un troisième critère, le critère sonique, très proche du critère de détachement. Cette limite correspond à la situation où l'écoulement à l'aval du choc réfléchi devient subsonique, voir figure I.21.

L'angle du choc incidente correspondante est noté δ_i^S et on peut noter que $\delta_i^S < \delta_i^D$. Ces deux critères sont très proches l'un de l'autre et, sur le plan expérimental, il est très difficile de les distinguer. Par la suite, on se référera donc au critère de détachement.

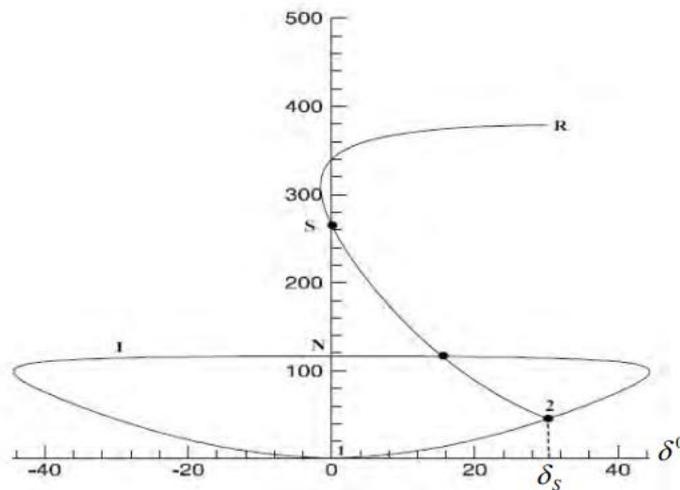


Figure 1.21 : Représentation polaire du critère sonique [2].

1.3.3.3.Zone dual

Les angles de chocs limites correspondant aux critères de Von Neumann θ_i^N et de détachement δ_i^D sont des fonctions du nombre de Mach amont M_0 et du rapport des chaleurs spécifiques γ . Les évolutions de ces angles limitent, en fonction du nombre de Mach de l'écoulement à l'infini amont, sont représentées sur la figure I.23, pour $\gamma = 1,4$. La transition vers le critère mécanique, se fait lorsque le saut de pression à travers les deux

chocs est égal au saut de pression à travers un choc normal. Le second la transition correspond à la limite de la solution régulière : Courant & al. [22]. on peut distinguer trois zones :

- Pour $\delta_i < \delta_i^N$, seule la réflexion régulière est possible.
- Pour $\delta_i < \delta_i^D$, seule la réflexion de Mach est possible.
- Pour $\delta_i^N < \delta_i < \delta_i^D$, les deux solutions sont possibles, cette zone est appelée zone duale.

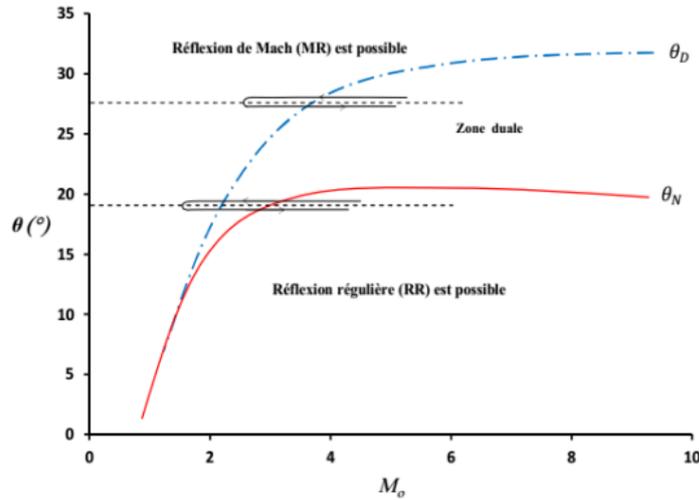


Figure I.22 : Domaines de réflexions des ondes de chocs dans le plan nombre de Mach angle de déflexion (M_o, θ).

1.3.4. Représentation polaire

La figure I.23, montre la représentation polaire de choc associée à la réflexion de Mach, au voisinage du point triple. La polaire (I) représente tous les états possibles de l'écoulement à la traversée d'un choc oblique quelconque. Le point (2), qui appartient à (I) représente ainsi l'état de l'écoulement derrière le choc incident. Le point (3) qui appartient également à la polaire (I) représente l'état de l'écoulement derrière le disque de Mach. Le point (2) est également le point de départ de la polaire (R) qui représente les états possibles de l'écoulement en aval du choc réfléchi. Le point (3) appartient également à cette polaire. Cette double appartenance du point (3) aux polaires (I) et (R) est due au fait qu'au voisinage du point triple, les pressions de part et d'autre de la ligne de glissement sont égaux et au fait que les lignes de courant sont parallèles : Ivanov & al. [26].

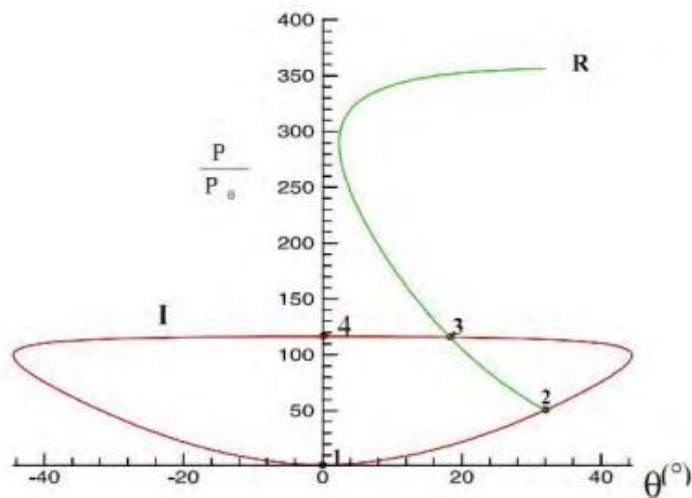


Figure I.23 : Représentation polaire d'une réflexion de Mach obtenue pour un nombre de Mach égale à 10 [26].

La figure I.24. Montre trois solutions possibles de l'écoulement au voisinage du point triple d'une réflexion de Mach.

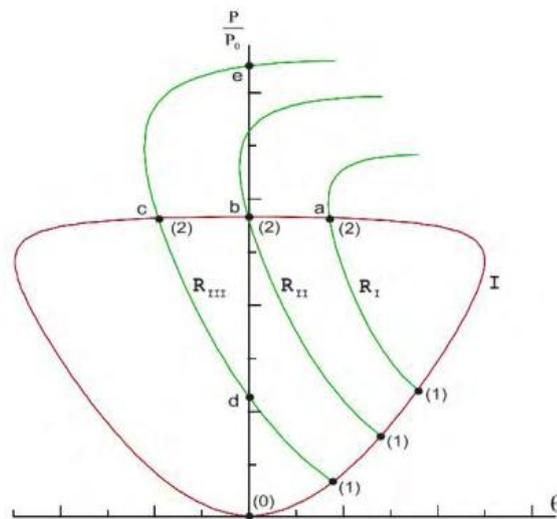


Figure I.24 : Représentation polaire des trois réflexions de Mach possibles :

- a) réflexion de Mach directe,
- b) réflexion de Mach stationnaire,
- c) réflexion de Mach inverse [26].

Suivant la position de l'intersection des polaires du choc incident (I) et du choc réfléchi

(R), on peut distinguer trois types d'interaction de Mach :

1. Une réflexion dite réflexion de Mach directe (DiMR) définie par l'intersection (point a de la figure I.25) de la polaire (R_i) avec la partie droite de la polaire (I).

Dans ce cas, la déflexion nette de l'écoulement, par rapport à l'écoulement immédiatement en aval du choc fort (m) forme un tube de courant convergent (voir figure I.25a)

2. Une réflexion dite réflexion de Mach inverse (InMR) qui résulte de l'intersection de la polaire (Riii) avec la partie gauche de la polaire (I) (point c de la figure I.24). Dans ce cas, la déflexion nette de l'écoulement est négative et l'écoulement en aval du choc fort (m) forme un tube de courant divergent (voir figure I.24b)

3. Lorsque le point d'intersection se situe sur l'axe des pressions (point b de la figure I.9), la réflexion de Mach est dite stationnaire (StMR). La déflexion nette de l'écoulement est alors nulle et les lignes de courant sont parallèles derrière le choc fort (voir figure I.24c).

On peut également constater que dans le cas de la réflexion de Mach stationnaire, l'intersection de la polaire (I) avec la polaire (Rii) en (b) suggère l'existence d'une possible réflexion régulière. De même dans le cas de la réflexion de Mach inverse, l'intersection de la polaire (Riii) avec l'axe des pressions en (d) suggère également la probable existence d'une réflexion régulière. Il est ainsi évident que différentes configurations de réflexions sont possibles pour les mêmes conditions initiales. La question des transitions entre ces différentes configurations se pose alors : Li & al. [13] et Zeitoun & al. [27]

Revue bibliographique sur les interactions turbulentes

L'interaction onde de choc couche limite est devenue un domaine de recherche actif depuis sa première observation expérimentale par A. Ferri en 1940. Une grande partie des travaux expérimentaux est réalisée à l'aide des techniques qualitatives, telles que la visualisation des écoulements d'huile, l'imagerie shadow-graph, les photographies Schlieren ainsi que les mesures quantitatives d'évolution de la pression de la paroi. Le tube de Pitot statique et l'anémométrie à fil chaud sont utilisés pour induire les profils de la couche limite. Cependant, ces méthodes intrusives sont particulièrement difficiles dans les écoulements supersoniques pour lesquelles, les sondes provoquent les ondes de choc qui peuvent modifier considérablement le champ d'écoulement proche de la mesure.

L'ensemble des travaux effectués sur les interactions onde de choc couche limite sur une plaque plane rectiligne, est considérable, Hélas, on ne peut l'exposer en totalité dans cette thèse. Donc, on se propose de donner un très bref aperçu des études effectuées sur les interactions laminares et turbulentes. Cette partie de thèse est basée sur ces deux types d'interactions, une étude approfondie des interactions laminares et turbulentes demeure incontournable afin de mieux appréhender le problème.

Les interactions ondes de chocs couches limites ont fait l'objet de nombreuses recherches depuis l'après-guerre. Durant ces soixante dernières années et depuis que le phénomène a été observé pour la première fois par A. Ferri [32], un grand nombre de configurations a été étudié pour une large variété de conditions d'écoulements. On rappelle

dans les paragraphes suivants, les travaux les plus marquants concernant les interactions laminaires et turbulentes [3].

1.3.5. Les interactions turbulentes

Les interactions en écoulements turbulents se révèlent être la cause d'une profonde modification des propriétés des champs fluctuants au sein de la couche limite. En particulier à la traversée de l'interaction, une forte augmentation du taux de fluctuation, ainsi qu'un déséquilibre prononcé entre les fluctuations normales et longitudinales est observé [33, 34]. On souligne également que l'apparition d'une instabilité de basse fréquence au pied du choc de décollement et dans le bulbe de recirculation est souvent détectée, indépendamment de la configuration étudiée, que ce soit dans la cadre d'une interaction sur plaque plane [35, 36, 37,38] ou sur rampe de compression [39, 40, 41]. Il s'agit d'un problème particulier, puisqu'en général, les phénomènes rencontrés, en écoulements supersoniques, opèrent dans des gammes de hautes fréquences. Il reste que ces basses fréquences peuvent s'avérer néfastes en interagissant avec les premiers modes propres de la structure. Si l'origine de ce phénomène reste encore mal connue, il ressort de la littérature trois explications contradictoires :

- Existence de perturbations provenant de l'amont [39, 40, 41].
- Mouvement du choc lié à la dynamique du bulbe de recirculation (perturbations provenant de l'aval) [42, 35, 38, 40].
- Comportement du choc de décollement comme un système mécanique masse/ressort [43].

On note également que cette instabilité provoque une modification de la répartition probabiliste des signaux de pression pariétale, qui révèlent, au pied du choc, un caractère intermittent [40], [44].

Joël Deleuze [34], a effectué une étude expérimentale de l'interaction d'une onde de choc avec une couche limite turbulente développée sur une plaque plane chauffante, chauffée par des résistances de 430 ohms réparties de façon à garantir l'isotherme de celle-ci pendant la présence de l'écoulement. Le choc incident est produit par un générateur de choc d'angle=8°, pour un nombre de Mach de 2.3. Joël Deleuze [34] a présenté dans son travail une analyse plus fine des mécanismes caractérisant une interaction avec décollement. Il a utilisé la technique de mesure vélocimétrie laser Doppler en écoulement à haute vitesse. Cette étude expérimentale met en évidence un certain détail en amont, au milieu et en aval de la zone d'interaction suivi par des présentations statistiques (champs moyens et fluctuants) caractérisant le comportement de l'écoulement turbulent. Parmi les résultats trouvés, on présente les distributions de la pression et de la température pariétale (voir la Figure I.25). Ces figures traduisent la topologie et le comportement du phénomène d'interaction d'un écoulement développé sur une plaque plane adiabatique avec présence d'onde de choc.

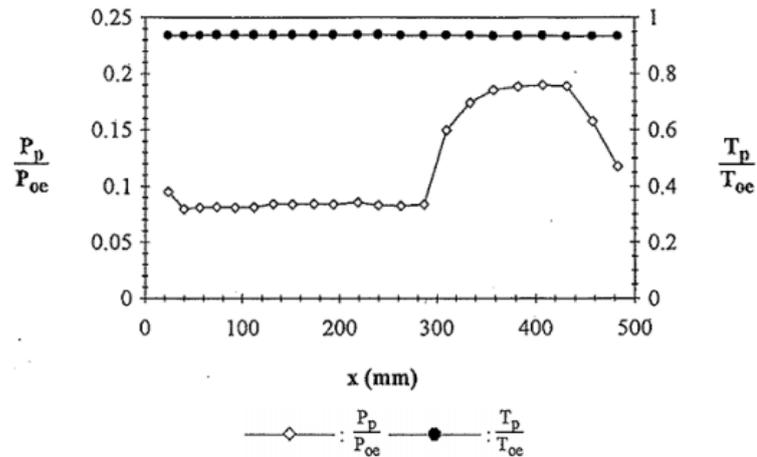
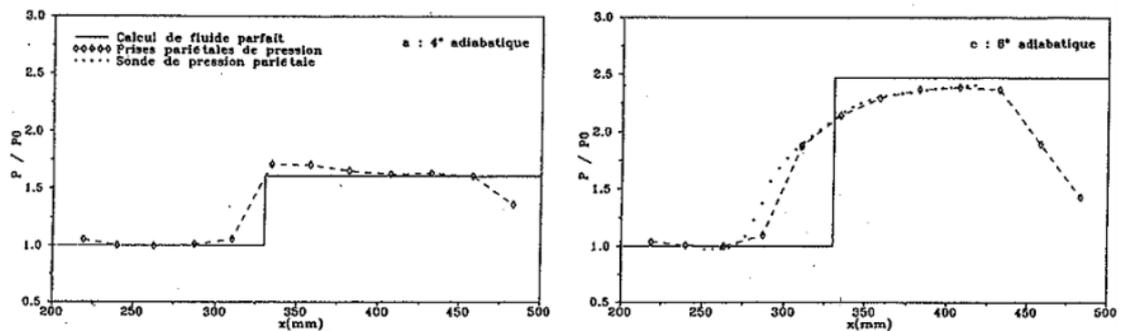


Figure I.25 : Distributions des pressions et températures pariétales à travers l'interaction sur paroi adiabatique [34].

Henri Laurent [37], a fait une description expérimentale des champs moyens et plus particulièrement des champs turbulents pour quatre configurations d'interactions onde de choc/couche limite turbulente sur une plaque plane. Ces quatre configurations sont effectuée sa $M_o=2.28$ et dans les conditions génératrices de l'écoulement d'entrée de pression et de température de $P_{i0}=0.5\text{atm}$, $T_{i0}=300\text{K}$, respectivement. Un générateur de choc incliné de $\theta=4^\circ$ et $\theta=8^\circ$ pour les deux parois, adiabatique et chauffée, est utilisé. Henri Laurent [19] a ainsi examiné deux couches limites, une adiabatique et l'autre soumise à un apport de chaleur pariétal. Les aspects thermiques et spectraux de la turbulence ont été étudiés par anémométrie fil chaud à courant constant. Un apport d'énergie, centré sur la fréquence moyenne de battement du choc réfléchi, est observé sur les répartitions spectrales d'énergies. Il a indiqué que cet effet de basse fréquence s'atténue lorsqu'on s'écarte de la paroi ou si l'on s'éloigne de la zone d'interaction. Il a vérifié que l'impact de ce phénomène est surtout sensible sur les échelles intégrales de la turbulence qui sont d'autant plus accrues que l'interaction est plus importante. Les Figures I.26, montrent les pressions pariétales pour les deux cas étudiés à 4° et 8° .



Figures I.26: Répartitions longitudinales des pressions pariétales pour les angles : 4° (gauche) et 8° (droite) dans les cas adiabatiques à $M_o=2.28$ [37].

➤ Christian Haddad 2005 [49] : fait une étude expérimentale a été effectuée sur une configuration d'interaction à Mach 2.3 entre un choc incident et une couche limite turbulente (réflexion de choc oblique sur paroi plane) engendrant un décollement suivi d'un recollement, en vue de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans ce type d'interaction : apparition et entretien de basses fréquences. Pour cela, l'organisation spatiale et temporelle de cet écoulement a été examinée pour différents angles de déflexion du générateur de choc ($7^\circ < \theta < 9.5^\circ$). Les données en paroi ou en champ en un ou plusieurs points proviennent de mesures effectuées à l'aide de capteurs de pression ou par anémométrie à fil chaud. L'analyse de ces données a permis de caractériser les différentes zones le choc réfléchi instationnaire est animé d'un mouvement basse fréquence, avec des longueurs d'excursion variant d'une à deux fois l'épaisseur de couche limite initiale, cette longueur s'atténuant à l'extérieur de la couche. La construction d'une fréquence adimensionnelle associée aux oscillations basses fréquences du choc réfléchi (nombre de Strouhal) a permis de regrouper l'ensemble des résultats ainsi que ceux obtenus dans la littérature pour d'autres configurations d'interaction. Le décollement présente de grandes similitudes avec les décollements subsoniques, avec toutefois certaines spécificités propres à la compressibilité de notre écoulement. L'étude des connexions entre le choc réfléchi instationnaire et le décollement ont permis de revisiter les mécanismes proposés dans des configurations d'interaction différentes qui expliquent la nature de ces liaisons. Par ailleurs, l'organisation transversale du décollement a été explorée à l'aide de mesures effectuées par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et a mis en évidence, pour les décollements les plus intenses, deux tourbillons contrarotatifs de type trombe se développant au cœur de la zone de recirculation et dont les fréquences de rotation moyennes déterminées en paroi sont voisines de celles du choc réfléchi.

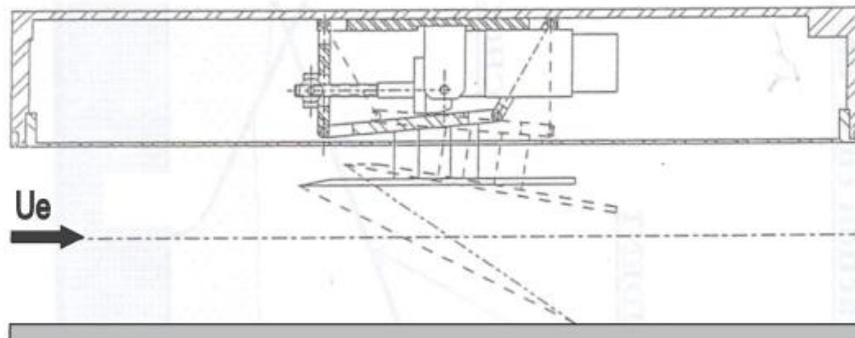


Figure. I.27 : Schéma du générateur de choc. [48]

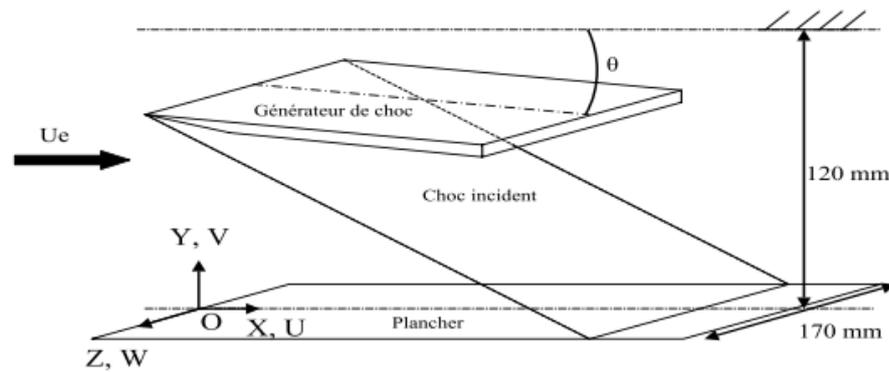


Figure. I.28 : Schéma de la veine S8. [48]

- Darracq, Denis 1995 [49] : présente l'étude numérique des interactions choc/choc et choc/couche limite turbulente se formant dans les entrées d'air de super statoréacteurs. Tout d'abord, l'étude apporte sur les méthodes numériques dans le but d'en améliorer la précision et les performances. Les formulations implicites permettent d'accroître la vitesse de convergence. Différents schémas implicites 2d et 3d sont comparés. Un nouveau schéma permettant de réduire fortement le temps de calcul a été proposé et valide. Une amélioration de l'algorithme d'adaptation de maillage de permettant d'améliorer la solution des écoulements 2d et 3d a été introduit. La simulation numérique des interactions choc/choc demande à être réaliser avec soins. Une étude instationnaire montre que la solution peut présenter des oscillations même dans le cas de conditions stables et d'écoulements laminaires. Enfin, il a été montre qu'un modèle de turbulence a deux équations associe à une limitation de l'échelle de longueur de la turbulence permet de prédire avec précision la longueur de décollement et le flux de chaleur pariétal engendres par une interaction choc/couche limite turbulente en écoulement à grande vitesse.
- Deleuze, Joël 1995 [50] : on étudie expérimentale porte sur la structure d'une couche limite turbulente supersonique. Dans des conditions délicates, les données acquises par vélocimétrie laser doppler sont définies comme représentatives des phénomènes physiques. L'étude de la couche limite supersonique sans gradient de pression montre que le comportement de la turbulence est proche du modèle incompressible, pour les nombres de Reynolds et de mach considères. L'analyse porte ensuite sur l'interaction entre une couche limite et une onde de choc incidente, qui provoque son décollement et génère une onde de choc réfléchi, puis un éventail de détente. En aval de l'interaction, les effets de cette perturbation sur la structure de la couche limite peuvent être assimilés à ceux d'un gradient de pression adverse. A travers le choc réfléchi, la production de turbulence est fortement amplifiée. Au-dessus de la zone de recirculation, la conjugaison des effets de compression et de courbure des lignes de courant provoque un changement de signe de la tension de cisaillement. Une zone de production négative d'énergie cinétique de la turbulence est également mise en évidence, indiquant que le transfert d'énergie du mouvement moyen vers le mouvement turbulent est localement limite [50]

- LACASSIN, GERALD 1995[51] : On traite de l'interaction tridimensionnelle onde de choc/couche limite turbulente, qui est un phénomène d'un grand intérêt pratique pour les avions supersoniques. L'interaction est induite par une plaque plane à bord d'attaque arrondi, montée perpendiculairement à la paroi inférieure d'une soufflerie. Les champs de vitesses moyennes et turbulentes sont mesurés dans des plans longitudinaux, à l'aide d'explorations par vélocimétrie laser tridimensionnelle, complétées par des relèves de pression pariétale, et par des visualisations de lignes de frottement. La structure de chocs en lambda et l'organisation tourbillonnaire de l'écoulement décollé sont examinées. Les propriétés de la turbulence sont analysées, notamment en relation avec la structure du champ moyen. Le trainage des particules d'ensemencement est évalué au voisinage des chocs. Cette expérience est simulée par un code de résolution des équations moyennes en temps de Navier-stokes compressibles, associées à un modèle de turbulence algébrique de longueur de mélange. La méthode numérique employée se caractérise par un schéma explicite centre avec une approche volumes finis, en maillage structure. Nous analysons l'influence de la distribution de viscosité turbulente sur l'interaction, ainsi que l'indépendance du calcul vis à vis du maillage. La validité du modèle de turbulence est discutée par une confrontation avec certains résultats expérimentaux.
- Laurent, Henri. 1996 [52] : On fait la description expérimentale des champs moyens et plus particulièrement des champs turbulents, a été entreprise pour quatre configurations d'interaction onde de choc / couche limite. Nous avons considéré deux couches limites, l'une adiabatique, l'autre soumise à un apport de chaleur pariétal, et deux intensités de choc dont la plus forte provoque un décollement de la couche limite. Nous avons déterminé empiriquement une longueur d'interaction qui permet de prendre en compte les effets du chauffage pariétal pour les champs moyens de vitesse et de température dans la zone de relaxation. L'aspect thermique et spectral de la turbulence a été étudié par anémométrie fil chaud à courant constant. Un apport d'énergie, centré sur la fréquence moyenne de battement du choc réfléchi, est observé sur la répartition spectrale d'énergie. Cet effet basse fréquence s'atténue lorsqu'on s'écarte de la paroi ou si l'on s'éloigne de la zone d'interaction. L'impact de ce phénomène est surtout sensible sur les échelles intégrales de la turbulence qui sont d'autant plus augmentées que l'interaction est plus importante. Dans nos cas d'étude, ce phénomène ne semble pas prépondérant. Au passage du premier choc, un calcul de distorsion rapide conduit à une estimation satisfaisante de l'amplification de la variance de vitesse, malgré cet apport d'énergie aux basses fréquences. D'autre part, les liens entre les champs turbulents de vitesse et de température restent très forts, ce qui pourra résulter d'un mécanisme de diffusion à gradient de la température par la vitesse à l'aval des interactions.
- Chpoun & J. C. Lengard en 1997 [53] : Ont étudié expérimentalement l'interaction de deux chocs oblique de familles différentes dans le laboratoire d'aérothermique de CNRS à Meudon telle que cette étude effectuée à un nombre de Mach égal à 4,96 dans un écoulement stationnaire et une même configuration géométrique de deux types d'interaction revues par la théorie. Plus généralement, un phénomène d'hystérésis a été mis en évidence lors de la transition d'un type de réflexion à l'autre. Les sangles de passage ont été trouvées cohérentes avec la prédiction théorique. Il est finalement conclu que les

angles de déviation correspondant aux transitions sont cohérents avec les deux critères issus de la théorie des chocs oblique. Ce phénomène peut induire des conséquences importantes sur l'aérodynamique des corps volant à des vitesses supersoniques.

➤ H .LI & al en 1999 [54] : Ont étudié théoriquement et expérimentalement la réflexion des ondes de choc asymétriques dans un écoulement stationnaire. Alors que le modèle analytique était bidimensionnel, les effets de bord tridimensionnels ont influencé les expériences. En plus des configurations d'ondes de réflexion régulière et Mach, une configuration d'ondes de réflexion Mach inverse, qui n'a été observée jusqu'à présent que dans des écoulements instationnaires (par exemple, la réflexion des ondes de choc sur des surfaces concaves ou sur des doubles cônes) a été enregistrée. Un phénomène d'hystérésis similaire à celui qui existe dans la réflexion des ondes de choc symétriques s'est également avéré exister dans la réflexion des ondes de choc asymétriques. Les domaines et les limites de transition des différents types de configurations globales d'ondes de réflexion sont prédits analytiquement. De plus, l'analyse polaire de choc suggère l'existence de deux configurations de réflexion des ondes de choc, à savoir une réflexion de Mach inverse et une forte réflexion régulière. Ces configurations d'ondes de réflexion n'existent pas dans la réflexion d'ondes de choc symétriques.

➤ M. Ivanov & al [55] : Ont étudié expérimentalement les configurations d'ondes de choc 3D de réflexions régulières et Mach a été réalisées avec la visualisation de la feuille laser. La variation de la hauteur de disque de Mach dans la direction transversale a été mesurée et correspond bien aux prévisions numériques. On montre que pour les cônes de portées suffisamment grandes, les transitions entre les réflexions régulières et Mach ne sont pas influencées par des effets tridimensionnels. Des expériences récentes dans une soufflerie à faible bruit T-325 ont confirmé l'existence de l'hystérésis dans la transition entre les réflexions régulières et Mach en accord étroit avec les prédictions théoriques.

➤ A.Chpoun& G. Ben-Dor en 1995 [56] : Ont étudié par des calculs numériques basés sur les équations de Navier-Stokes pour étudier la réflexion des ondes de choc sur des surfaces réfléchissantes droites dans des écoulements stationnaire et le nombre de Mach d'écoulement $Mo = 4,96$ et confirment les résultats expérimentaux récents de Chpounet al. (1995) concernant le passage de la réflexion régulière à la réflexion de Mach. Les calculs numériques, ainsi que les résultats expérimentaux montrent un phénomène d'hystérésis au cours de cette transition et la réflexion régulière se révèle stable dans la zone duale dans lequel théoriquement des configurations d'ondes de réflexion régulières et Mach sont possibles. Ils ont finalement conclu que l'existence de phénomène d'hystérésis dans la transition $RR \leftrightarrow MR$ et les configurations d'ondes de réflexion régulières sont stables dans le domaine à double solution (zone duale).

➤ M. Ivanov & al en 1996 [57] : Ont étudié numériquement par la méthode DSMC pour résoudre l'équation de Boltzmann et la méthode des différences finies avec l'algorithme FCT pour résoudre les équations d'Euler le problème de la transition des ondes de choc sur des surfaces droites dans des écoulements stationnaire la réflexion régulière à la réflexion de Mach et inversement. Il est montré que la transition de la réflexion régulière à la réflexion de Mach a lieu conformément au critère de détachement tandis que la transition opposée se produit à des angles plus petits. L'effet d'hystérésis a été

observé à un angle d'onde de choc croissant et décroissant. Ils ont finalement conclu que les expériences numériques n'ont pas de perturbations (comme celles liées au processus redémarrage dans une soufflerie) survenant dans les expériences physiques qui affectent la condition de transition. Et la réflexion régulière RR est conservée à la rotation de cône mais pour la réflexion de Mach est formée dans la rotation inverse du cône. Ainsi, on peut parler de l'effet d'hystérésis qui se produit lors de la rotation du cône pour les deux réflexions. Les calculs DSMC qui tiennent compte de la viscosité physique de l'écoulement ont prouvé que le disque de Mach était réduit à mesure que la raréfaction de l'écoulement augmentait.

Référence

- [1] AbdallahHADJAJ, onde de choc Projet de Physique P6 STPI/P6/2017 - 5 et 6
- [2] BENDERRADJI Razik, 2015.Schémas de capture de choc et interférence des ondes de choc : phénomène d'hystérésis Thèse de Doctorat : énergétique. Université des Frères Mentouri, 155p
- [3] GOUIDMI Hamza, 2015. Etude de l'interaction Choc/Choc des écoulements dans une tuyère. Thèse de Doctorat : énergétique. Université des Frères Mentouri, 209p.
- [4] J. Délerly "Troisième partie : effet de la viscosité et décollements", Edition 1999
- [5] J.-P. Dussauge and S. Piponnier. Shock/boundary-layer interactions: Possible sources of unsteadiness. *Journal of Fluid and Structures*, 24:1166–1175, 2008.
- [6] R.A. Humble,G.E. Elsinga, F. Scarano, and B.W. Van udheusden.Threedimensional instantaneous structure of a shockwave/turbulent boundary layer interaction. *Journal of FluidMechanics*, 622 :33–62, 2009.
- [7] Gaëtan BROWAEYS 2010. Étude de stratégies de contrôle du tremblement transsonique sur voilure supercritique THÈSE Pour l'obtention du Grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées
- [8] J. Délerly.Shockwave/turbulent boundarylayer interaction and itscontrol. *AerospaceScience*, 22 :209–280, 1985.
- [9] ACHOUR Meriem, AIBNourElhouda.Mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de Master Académique. Etude numérique des interférences de choc dans les tuyères sur-détentes à choc interne. *Physique Énergétique et Energies Renouvelables. UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA N° : PhENR01/2019*
- [10] CHERRAD ADEL-EDDINE. Mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de MAGISTERE EN GENIE MECANIQUE, Option : Énergétique. *ETUDE DE L'ÉCOULEMENT TRANSSONIQUE AUTOUR D'UN OBSTACLE.UNIVERSITE DE BATNA le 22/02/2012*
- [11] Kevin Gault. Etude de la propagation des ondes de choc en milieu confiné : Approche expérimentale. Autre. Institut National des Sciences Appliquées - Centre Val de Loire, 2018. Français. FfNNT : 2018ISAB0007ff.
- [12] Ivanov.M.S., Vandromme. D. fomin.V.M. Kudryavtsev .A. N. Hadjadj A., Khotyanovsky. D.V. (2001). Transition betweenregularand Mach reflection of shockwaves: new numerical and experimental results. *Int. J. ShockWaves*, 11:199-207.
- [13] Li. H. Chpoun.A. Ben-Dor. G. (1999). Analytical and experimental investigations of the reflectionshockwave in steadyflows. *J. FluidMech*, 390: 25-43.
- [14] Keyes.J. W. Hains.F.D. (1973). Analytical and ExperimentalStudies of shock Interference Heating in Hypersonic Flows. NASA Technical Note D-7139.

- [15] Von Neumann. J. (1963). Oblique reflection of shockwaves. Explosive Research Report N° 12, NavyDept, 6:238-299.
- [16] Henderson L.F. et Lozzi A. (1975). Experiments on transition of Mach reflexion. J.FluidMech vol.68, part 1, pp. 139-155.
- [17] Henderson L.F. and Lozzi A. (1979). Further experiments on transition of Mach reflexion. J.FluidMechvol 94, 541.
- [18] Hornung H. G. ET KychakoffG. (1977). Regular and Mach reflection of shockwaves Proc. Of 11th international Symposium Shock tube and waves, settle Washington, USA,
- [19] Hornung H. G. Ortel H. et Sandeman R. J. (1979). Transition to Mach reflection of schokwaves in steady and pseudosteady flow with and without relaxation, J. FluidMechanics90: 541-560,
- [20] Hornung H. G. et Robinson M. L. (1979). Transition form regular to Mach reflection of schokwaves. J. FluidMechanics, 123-155.
- [21] Hornung H. G. ET Robinson M. L. (1979). Transition formregular to Mach reflectionofschokwaves. J. FluidMechanics, 123-155.
- [22] Courant.R. Friedrichs. K.O. (1948). Supersonic flow and shockwaves, Wiley Interscience NewYork.
- [23] Ben-Dor.G. (1991). Shockwavereflectionphenomena, Springer-Verlag.
- [24] Chpoun.A. Passerel. D. and Ben-Dor. G. (1996). Stability of regular and Mach reflectionwave configurations in steadyflows. AIAA Journal, VOL.34, No.10.
- [25] Ivanov. M. S. Gimelshein. S. F. and A. Beylich. E. (1995). Hysteresis effect in stationary reflection of shockwaves, Phys. Fluids 7 (4).
- [26] Ivanov. M.S. Ben-Dor.G. Elperin. T. Kudryavtsev. A.N. Khotyanovsky. D.V. (2002.). The reflection of asymmetric shockwaves in steady flow: a numerical investigation. J. FluidMech, 469: 71-87.
- [27] Zeitoun D. Burstchell Y. and Druguet M.C. (2000). Hysteresiseffectat the $RR \Leftrightarrow MR$ transition in high speed flows. EuropeanCongress on ComputationalMethods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS: Barcelona, 11-14.
- [28] Onofri M. and Nasuti F. (1999). Theoretical considerations on shockreflections and their implications on the evaluation of air intake performance. Proc. 22nd Intl. Symp. ShockWaves. Imperial College, London, UK, July 18-23. [30] Ivanov M.S. Ben-Dor G. Elperin T. Kudryavtsev A.N., Khotyanovsky D. (2001). FlowMach-Number-Variation-Inducedhysteresis in steadyshockwavereflections. AIAA Journal, Vol. 9, n°5, pp. 972-974.
- [30] Hadjadj. A. (1997). ANALYSE PHYSIQUE ET SIMULATION NUMERIQUE DES ECOULEMENTS COMPRESSIBLES APPLICATION AUX TUYERES DE PROPULSEURS. Thèse de doctorat de l'université de Rouen.

- [31] Chantez. B. Cote. M.C. (1993). Etudes des interférences de choc en écoulement hypersonique .ONERA, Rapport technique de synthèse n° 32/4362 AY.
- [32] Ferry, "Experimental results with airfoils tested in the high speed wind tunnels at Guidonia". NACA TM P46, 1940.
- [33] P. Ardonceau, "Etude de l'interaction onde de choc - couche limite supersonique". Thèse de Doctorat (Ph-D thesis), Université de Poitiers, France, 1981.
- [34] J. Deleuze, "Structure d'une couche limite turbulente soumise à une onde de choc incidente". Thèse de Doctorat (Ph-D thesis), Université Aix-Marseille II, France, 1995.
- [35] P. Dupont, J. F. Debieve, J. P. Dussauge, J. P. Ardissonne, and C. Haddad. "Unsteadiness in shockwave/boundary layer interaction". Compte rendu de réunion du groupe ATAC, ONERA, 18 septembre 2003.
- [36] J. P. Dussauge, P. Dupont, J. F. Debieve, J.C. Robinet, A. Dervieux, M. Braza, P. Sagaut, R. Bur, and G. Casalis, "Instationnarités et structures à grandes échelles : cas des interactions choc/couche limite avec décollement". Dans Recherche aeronautique sur le supersonique, Programmes et actes, pages 22–30, Paris, February 6-7, 2002.
- [37] H. Laurent, "Turbulence d'une interaction onde de choc/couche limite sur une paroi plane adiabatique ou chauffée". Thèse de Doctorat (Ph-D thesis), University AixMarseille II, France, 1996.
- [38] P. Dupont, C. Haddad, J. P. Ardissonne, and J. F. Debieve, "Space and time organization of a shockwave/turbulent boundary layer". Aerospace Science and Technology, Vol. 9, pp: 561–572, 2005.
- [39] S. J. Beresh, N. T. Clemens, and D. S. Dolling, "Relationship between upstream turbulent boundary-layer velocity fluctuations and separation shock unsteadiness". AIAA J., Vol. 40, pp.2412– 2422, 2003.
- [40] D.S. Dolling, "Fluctuating loads in shock-waves/turbulent boundary layer interaction: tutorial and update". AIAA Paper 93-0284, 1993.
- [41] D.S. Dolling and C. T. Tor. "Unsteadiness of the shockwave structure in attached and separated compression ramp flows". Experiments in Fluids, Vol.3, pp.24-32, 1985.
- [42] J. Ph. Boin, J. Ch. Robinet, and Ch. Corre, "Interaction choc/couche limite laminaire: caractéristiques instationnaires". Dans XVI Congrès Français, de Mécanique, Nice, September 6-7, 21, 22, 24. 2003.
- [43] R. Schwane, H. Wong, D. Perigo, and Y. Xia, "Unsteady turbulent flow predictions for separated flow in over-expanded rocket nozzles". AIAA Paper 2003 4761, 2003.
- [44] A. L. Kistler, "Fluctuating wall pressure under separated supersonic flow". J. of the acoustical society of America, Vol. 36, pp. 543-550, 1964.
- [45] K. Stewart son and P. G. Williams. Self-induced separation. Proceedings of the Royal Society, London, A, 312, 181–206, 1969

- [46] J. S. Shang, W. L. Hankey, and H. C. Law. Numerical simulation of shockwaveturbulentboundarylayer interaction. *AIAA Journal*, 14, 10, 1451–60. 1976.
- [47] A. P. Rothmayer and F. T. Smith. “Free Interactions and Breakaway Separation.” In *Handbook of Fluid Dynamics* (CRC Press,), pp. 24-1–24-22. 1998.
- [48] Christian Haddad. *Instationnaires, mouvements d’onde de choc et tourbillons à grandes échelles dans une interaction onde de choc / couche limite avec décollement*. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2005. Français.
- [49] Darracq, Denis. « Etude numérique des interactions choc/choc et choc/couche : limite turbulente en régime hypersonique ». Poitiers, 1995. <http://www.theses.fr/1995POIT2324>.
- [50] Deleuze, Joël. « Structure d'une couche limite turbulente soumise à une onde de choc incidente ». Aix-Marseille 2, 1995. <http://www.theses.fr/1995AIX22082>.
- [51] LACASSIN, GERALD. « Etude d'une interaction tridimensionnelle onde de choc/couche limite turbulente en écoulements supersonique » Paris 6 1995. <http://www.theses.fr/1995PA066131>.
- [52] Laurent, Henri. « Turbulence d'une interaction onde de choc/couche limite sur une paroi plane adiabatique ou chauffée ». Aix-Marseille 2, 1996. <http://www.theses.fr/1996AIX22122>.
- [53] Chpoun A, Lengrand J C, 1997. Confirmation expérimentale d’un phénomène d’hystérésis lors de l’interaction de deux chocs obliques de familles différentes. *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 324, série IIb : p. 1-8.
- [54] H. Li, A. Chpoun, G. Ben-dor, 1999. Analytical and experimental investigations of the reflection of asymmetric shockwaves in steady flows. *J. FluidesMech*, vol. 390, p. 25-43.
- [55] Mikhail Ivanov, DmitryKhotyanovsky, AlexeiKudryavtsev, Stanislav Nikiforov. *Experimentalstudy of 3D shockwave configurations during RR MR Transition*
- [56] Chpoun A, Ben-Dor G, 1995. Numerical confirmation of the hysteresiephenomenon in the regular to the Mach reflection transition in steadyflows. *Shock. ShockWaves*, 5: p. 199-203.
- [57] Ivanov M, Zeitoun D, Vuillon J, Gimelshein S, Markelov G, 1996. Investigation of the hysteresisphenomena in steadyschockreflectionusing kinetic and continuum methods. *ShockWaves*, 5: p. 341-346.

Chapitre II

Equations gouvernantes et modèles de turbulence

Sommaire

II.1	Introduction.....	48
II.2	Équations fondamentales des fluides compressibles instantanées.....	48
II.2.1	Équation de conservation de la masse.....	48
II.2.2	Equation de conservation de quantité de mouvement.....	48
II.2.3	Équation de conservation de l'énergie	48
II.3	Équation de Navier-Stokes moyennées (RANS)	49
II.4	Modèles de turbulence.....	51
II.4.1	Modèle k- ϵ standard	51
II.4.2	Modèle de turbulence k- ω -SST (Shear-Stress Transport).....	54
II.5	Les méthodes numériques de résolution.....	58
	Référence.....	60

II.1. Introduction

Le meilleur modèle mathématique, disponible jusqu'à date, pour décrire les différents phénomènes aérodynamiques, aussi complexes soient-ils, rencontrés dans la majorité des problèmes de l'industrie aéronautique, est le système d'équations de Navier-Stokes. Ces équations représentent les équations de base de la dynamique des fluides et régissent aussi bien les écoulements laminaires que turbulents. Même si elles n'expriment que la conservation de la quantité de mouvement, ces équations sont souvent citées comme exprimant les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Elles sont obtenues en appliquant les principes de conservation à un volume de contrôle infinitésimal.

Ce chapitre est consacré en premier lieu à la présentation des équations de Navier-Stokes des écoulements compressibles instantanées puis moyennées, en coordonnées cartésiennes bidimensionnelles ou axisymétriques sous forme indicielles. Ces équations sont discrétisées par l'utilisation de la méthode des volumes finis, utilisée par le code de calcul numérique (CFD-FASTRAN) présenté dans le chapitre 3. En second lieu, il présente les équations des modèles de turbulence utilisés dans cette étude à savoir : k- ω -SST et k- ϵ

II.2. Équations fondamentales des fluides compressibles instantanées

Pour un fluide compressible, visqueux et supposé parfait, les équations fondamentales de l'écoulement peuvent être données par les lois de conservations suivantes :

II.2.1. Équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (\text{II.1})$$

Où ρ est la masse volumique du fluide et la composante j de la vectrice vitesse.

II.2.2. Equation de conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (-P \delta_{ij} + \tau_{ij}) \quad (\text{II.2})$$

Où ; P est la pression statique, le tenseur de Kronecker et le tenseur des contraintes visqueuses.

II.2.3. Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho E + P)] = - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) \quad (\text{II.3})$$

Où ; q_j est le flux de chaleur dans la direction j , E est l'énergie totale par unité de masse, qui s'exprime par la relation suivante :

$$E = e + \frac{1}{2} u_k u_k \quad (\text{II.4})$$

Il faut ajouter aussi l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P = \rho r T, C_p - C_v = r, \gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (\text{II.5})$$

Où γ étant la constante particulière du gaz parfait c_p Et c_v représentent respectivement les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants. Pour un fluide supposé newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses prend la forme suivante :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.6})$$

Dans laquelle μ et λ sont reliés par l'hypothèse de Stokes : $3\lambda + 2\mu = 0$
Le flux de chaleur par unité de surface en fonction de la température s'écrit comme suit :

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{II.7})$$

k Est la conductivité thermique qui s'exprime en fonction de la viscosité dynamique par le nombre de Prandtl Pr :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} = \gamma \frac{\mu c_v}{k} \quad (\text{II.8})$$

En supposant que le fluide est calorifiquement parfait (l'énergie interne $e = c_v T$ et l'enthalpie $h = c_p T$), le flux de chaleur peut s'écrire :

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (\text{II.9})$$

En ce qui concerne la viscosité dynamique, celle-ci est donnée, pour la gamme de température étudiée, par la loi de Sutherland (utilisée par CFD-FASTRAN) suivante :

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \left(\frac{1+T/T_0}{1+S/T} \right) \quad (\text{II.10})$$

Où $\mu_0 = 1.78938 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ Est la viscosité du fluide à la température de référence $T_0 = 288 \text{ K}$ S est une constante fixée pour l'air à 110 K

II.3. Équation de Navier-Stokes moyennées (RANS) :

Une quantité instantanée ϕ de l'écoulement peut être décomposée selon Reynolds en une partie moyenne $\bar{\phi}$ et une partie fluctuante ϕ'

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{où} \quad \bar{\phi} = \lim_{\Delta T \rightarrow -} \left(\frac{1}{\Delta T} \right) \int_{t_0}^{t_0 + \Delta T} \phi(t) dt \quad (\text{II.11})$$

Les équations de Navier-Stokes moyennées peuvent contenir des termes additionnels comme les tenseurs des contraintes de Reynolds. Ces équations moyennées sont simplifiées pour les écoulements compressibles en utilisant la formule de Favre [1].

La méthode de Favre consiste à décomposer la quantité instantanée, par exemple la composante de la vitesse, en une partie moyenne pondérée par la masse et une partie fluctuante \tilde{u}_i , où :

$$\tilde{u}_i = \frac{\rho u_i}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow -\infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho(x, \tau) u_i(x, \tau) d\tau \quad (\text{II.12})$$

La formule de Favre élimine les fluctuations de la densité, elle est donc considérée comme une simplification mathématique. On présente dans ce paragraphe la dérivation de ces équations moyennées de Favre (Favre-averaged Navier-Stokes équations) et ses discrétisations basées sur la méthode des volumes finis, utilisée par le code FASTRAN. Les grandeurs du fluide sont écrites selon la moyenne de Favre comme suit :

$$\begin{cases} u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \\ \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ p = \bar{p} + p \\ e = \tilde{e}_i + e_i'' \\ h = \tilde{h} + h'' \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

En remplaçant les quantités précédentes dans les équations de Navier-Stokes, nous obtenons les formules suivantes : Pour l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (\text{II.14})$$

Pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} (-\bar{\rho} u_i'' u_j'') \quad (\text{II.15})$$

Où le terme $-\bar{\rho} u_i'' u_j''$ représente les contraintes de Reynolds (flux turbulents de la quantité de mouvement). Pour achever la fermeture du système d'équations, ce terme doit être modélisé. Les modèles de turbulence présents dans le code CFD-FASTRAN utilisent le concept de la viscosité turbulente de Boussinesq, dans lequel la contrainte de Reynolds est supposée être une fonction linéaire des taux de déformation :

$$-\bar{\rho} u_i'' u_j'' = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (\text{II.16})$$

Où \tilde{u}_k est la viscosité turbulente et k l'énergie turbulente donnée par la formule suivante :

$$k = \frac{1}{2} u_k'' u_k'' \quad (\text{II.17})$$

Les équations moyennées de FANS (Favre-averaged Navier-Stokes equations) sont obtenues en remplaçant l'équation 2.15 dans l'équation II.14 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\bar{\mu} + \mu_t) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] - \\ & \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (-\bar{\rho} k) \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

De même pour l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \tau'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u_j'' h'' \quad (\text{II.19})$$

Des termes additionnels apparaissent. Le premier terme est l'enthalpie fluctuante, elle peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u_j'' h'' = \Gamma_t \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x_j} = C_p \Gamma_t \frac{\partial T}{\partial x} = C_p \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{II.20})$$

Où est la diffusivité turbulente qui s'exprime comme suit : $\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t}$

Est le nombre turbulent de Prandtl fixé à 0.9.

Le deuxième terme est le taux de dissipation de l'énergie turbulente ε qui dépend du choix du modèle de turbulence. On obtient le taux de dissipation par la résolution de l'équation de ε . Pour le modèle de k - ε , ce terme est défini par :

$$\tau'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} = \bar{\rho} \varepsilon \quad (\text{II.21})$$

Si l'équation de ε n'est pas résolue (Comme dans le modèle de Baldwin-Lomax), le terme s'exprime comme suit :

$$\tau_{lj} \frac{\partial \tilde{u}_l''}{\partial x_j} = \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (II.22)$$

L'équation d'état moyennée est donnée par la formule suivante :

$$p = \bar{\rho} \tilde{r} T \quad (II.23)$$

II.4. Modèles de turbulence :

Afin de déterminer la viscosité turbulente et fermer ainsi le système d'équations moyennes de Reynolds, un modèle de turbulence est requis. Le code de calcul FASTRAN dispose de plusieurs modèles de turbulence. Un modèle à une équation de transport à savoir :k- ε et k- ω -SST est utilisé au cours de cette étude. Ce modèle est plus élaboré et plus utilisé en pratique. Le modèle à une et à deux équations utilisent des équations aux dérivées partielles pour atteindre le même but [2].

II.4.1. Modèle k- ε standard

Le modèle k- ε est un modèle semi empirique à deux équations de transport utilisé pour évaluer la viscosité tourbillonnaire. Il résout deux équations aux dérivées partielles afin d'obtenir l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε (obtenue par résonance physique), ces équations sont citées ci-dessous.

II.4.1.1. Equations de transport :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \bar{\rho} \varepsilon - Y_M + S_k \quad (II.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\rho} \varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\rho} \varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (II.25)$$

Où,

G_k : Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse,
 G_b : la génération de k due au décollement des forces de volume,
 Y_M : la contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible pour (ε)
 $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$: Constantes, S_k, S_ε : Termes source Pr_k, Pr_ε : nombre de Prandtl turbulent pour k et ε

II.4.1.2. Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est donnée par la formule suivante :

$$\mu_t = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (II.26)$$

II.4.1.3. Les constantes du modèle k- ε standard :

Les résultats de calcul dépendent fortement de la valeur des constantes empiriques, cela constitue une faiblesse de ce modèle, bien que les auteurs admettent le plus souvent

les mêmes valeurs. Ci-dessous on donne les valeurs utilisées par défaut par le code de calcul CFD-FASTRAN.

$$C_{\mu}=0.09 \quad C_{\varepsilon 1}=1.44 \quad C_{\varepsilon 2}=1.92 \quad Pr_k=1.0 \quad Pr_{\varepsilon}=1.3$$

II.4.1.4. Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k-ε :

Le terme G_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente il est modélisé identiquement pour les modèles (k-ε) standard, RNG et les modèles réalisables. A partir de l'équation exacte de transport de ce terme peut être défini comme suit :

$$G_k = -\rho \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (\text{II.27})$$

La valeur de G_k en utilisant l'hypothèse de Boussinesq prend la forme suivante :

$$G_k = \overline{\tau}_t S^2 \quad (\text{II.28})$$

Où S est le module du tenseur moyen du taux-de-tension, défini comme :

$$S = \sqrt{S_{ij} S_{ij}} \quad (\text{II.29})$$

II.4.1.5. Effet de force de volume sur la turbulence dans le modèle k-ε :

La génération de la turbulence due aux forces de pression est donnée par :

$$G_b = \beta g_i \frac{\overline{\mu}_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (\text{II.30})$$

Où,

Pr_t : est le coefficient de Prandtl turbulent pour l'énergie,

g_i : Est le composant du vecteur gravitationnel dans la direction dans les deux modèles réalisable et standard, le coefficient de Prandtl turbulent est donné par défaut par $Pr_t = 0.85$

$\beta = -\frac{1}{\bar{p}} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial T} \right)_p$: représente le coefficient de dilatation thermique.

Pour le cas d'un gaz parfait

$$G_b = -g_i \frac{\overline{\mu}_t}{\bar{p} Pr_t} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (\text{II.31})$$

II.4.1.6. Effet de compressibilité sur la turbulence pour le modèle k-ε

Pour les écoulements ayant un nombre de Mach important, la compressibilité affecte la turbulence à travers ce qu'on appelle (dissipation de la dilatation), laquelle est négligée normalement dans la modélisation des écoulements incompressibles [1].

Négliger la dissipation de la dilatation s'explique par la baisse observée dans le taux de dissipation qui s'étend avec un nombre de Mach croissant pour les mélanges compressibles et les autres couches de cisaillement libres. Pour expliquer ces effets dans les modèles k-ε du code de CFD-FASTRAN, le terme de la dissipation de la dilatation, Y_M est inclus dans l'équation de k. Ce terme prend la forme suivante d'après une proposition de S. Sarkar et al. [2, 3] :

$$Y_M = 2\bar{p}\varepsilon M_t^2 \quad (\text{II.32})$$

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}}, \quad a = \sqrt{\gamma r T} \quad (\text{II.33})$$

a: Représente la célérité de son

II.4.1.7. Traitement de la région près de la paroi [4] :

Les lois de paroi (Standard Wall Function) sont utilisées, en remplacement de la condition d'adhérence à une paroi, dans le but de réduire notablement le coût de calcul (taille mémoire et temps de simulation). Elles autorisent une discrétisation plus grossière près de la paroi. Toutefois, diverses limitations ou incertitudes demeurent sur leur domaine de validité. On admet généralement que l'écoulement présente une zone où le profil de vitesse est logarithmique. Or, l'existence d'une telle zone n'est établie que pour des écoulements où la turbulence est en équilibre avec l'écoulement moyen, ce qui implique que celui-ci varie suffisamment lentement. D'autre part, la zone logarithmique, lorsqu'elle existe, est limitée en étendue transversale et ceci implique un contrôle strict de la distance à la paroi du premier point de calcul. Avec un modèle de loi de paroi, les équations de transport pour les grandeurs turbulentes ne sont résolues que dans la région de turbulence pleinement développée et hors de la couche limite. Ceci est assuré en prenant la distance du centre de la première maille à la paroi dans la gamme $30 \leq y^+ \leq 300$. La production de l'énergie cinétique turbulente, et sontaux de dissipation, ε , dans la maille adjacente à la paroi, sont calculés à partir d'une hypothèse d'équilibre local. D'après Launder et Spalding [5], on a :

$$G_k = \frac{\tau_p^2}{\rho K C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}, \varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{K y_p} \quad (\text{II.34})$$

Nous ne nous intéressons pas au détail de la couche limite, mais à l'effet global de la présence d'une paroi sur l'écoulement. La modélisation de l'écoulement en proche paroi s'appuie sur celle des écoulements turbulents pariétaux cisailés simples. Afin d'exprimer les différentes lois de répartition de la vitesse dans les différentes zones, On définit les paramètres adimensionnels suivants :

$$y^+ = \frac{\bar{\rho} y u_\tau}{\mu}; u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} \quad (\text{II.35})$$

Où τ_w (τ_p) est la tension de cisaillement à la paroi.

Une analyse temporelle multi-échelle permet de décomposer en trois couches distinctes la couche limite turbulente proche d'une paroi lisse :

- Une première couche où la viscosité du fluide domine la viscosité turbulente, appelée sous couche visqueuse. Dans cette zone le profil de vitesse est linéaire et s'écrit sous la forme suivante $u^+ = y^+$

Avec

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (\text{II.36})$$

La sous couche visqueuse s'étendant jusqu'à une épaisseur de $y^+ = 5$

- Une couche intermédiaire où la viscosité du fluide et la viscosité turbulente sont équivalentes, appelée zone tampon

- Une couche externe où la viscosité turbulente est prépondérante et où le profil de vitesse est logarithmique et s'écrit comme suit :

$$u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln(Ey^+) \quad (\text{II.37})$$

Où :

E et K (constantes de Von Karman) ont des valeurs fixes qui sont égales à :

$$E = 0,9 \text{ et } K = 0,4.$$

Cette couche externe est supposée commencer à partir de $y^+ > 50$. L'option (Standard Wall Fonction) est disponible lorsqu'on utilise le modèle $k-\varepsilon$ ou RSM , mais ne peut être utilisée avec le modèle $k-\omega$ (CFD-FASTRAN).

Avec le modèle $k-\varepsilon$ standard, les contraintes de Reynolds à la paroi sont calculées en supposant l'existence d'un profil de vitesse entre la paroi et la première cellule proche de celle-ci (CFD-FASTRAN). Ce profil est modélisé par des lois semblables à celles que nous avons détaillées précédemment. Elles s'écrivent comme suit :

$$u^* = y^* \text{ Pour } y^* < 11.225$$

$$u^* = \frac{1}{K} \ln(Ey^*) \text{ pour } y^* > 11.225 \quad (\text{II.38})$$

Les expressions de u^* et y^* sont les suivantes :

$$y^* = \frac{\rho c_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \text{ et } u^* = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{c_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \tilde{u}_p}{\tau_w / \rho} \quad (\text{II.39})$$

\tilde{u}_p Représente la vitesse moyenne du fluide au point P , situé à la distance y_p par rapport aux parois. k_p Est l'énergie cinétique turbulente au point P .

II.4.2. Modèle de turbulence $k-\omega$ -SST (Shear-Stress Transport)

Fin de déterminer la viscosité turbulente et fermer ainsi le système d'équations moyennes de Reynolds, un modèle de turbulence est requis. Le code de calcul FASTRAN dispose de plusieurs modèles de turbulence. Un modèle à une équation de transport à savoir : $k-\omega$ -SST est utilisé au cours de cette étude. Ce modèle est plus élaboré et plus utilisé en pratique. Le modèle à une et à deux équations utilisent des équations aux dérivées partielles pour atteindre le même but [2].

2.4.1. Modèle de turbulence $k-\omega$ -SST (Shear-Stress Transport) :

Il est bien connu que la formulation en ω est plus robuste que celle en ε dans le cas d'écoulements soumis à de forts gradients de pression adverse. En revanche, le modèle $k-\omega$ présente le désavantage d'être sensible à la valeur externe de ω . Le modèle $k-\varepsilon$, quant à lui, est très efficace dans les zones d'écoulements cisailés libres. Une combinaison des deux modèles est possible via une formulation mixte $k-\varepsilon / k-\omega$. C'est l'approche suivie par Menter [6] pour mettre au point son modèle (appelé SST-Menter) via une fonction de transfert F_1 . Cette fonction permet de sélectionner le modèle Wilcox $k-\omega$ dans la sous couche visqueuse et la région logarithmique et basculer progressivement vers le modèle $k-\varepsilon$ à mesure qu'on s'approche de la zone de sillage. On profite ainsi de la robustesse de ω dans la région proche paroi et de l'insensibilité de ε dans l'écoulement libre, cependant, le modèle $k-\omega$ SST semble donc bien adapté aux écoulements décollés [7].

II.4.1.1. Équations de transport :

Le modèle k- ω SST a une forme semblable au modèle k- ω standard : Le modèle de Menter repose sur deux équations de transport, une pour l'énergie cinétique de turbulence et l'autre pour la vorticité [5] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - Y_k + S_k^2 \quad (\text{II.40})$$

Et

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega^2 \quad (\text{II.41})$$

\tilde{G}_k : représente la génération d'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne,

G_ω : représente la génération de ω

Γ_k et Γ_ω : Coefficients de la diffusion effective de et respectivement,

Y_k et Y_ω : Dissipations de et dues à la turbulence.

S_k et S_ω : Termes sources.

D_ω : représente le terme de la diffusion croisée, calculé comme décrit dans l'équation

II.4.2.2. Modélisation de la diffusivité effective :

Les diffusivités effectives pour le modèle SST sont données par les équations suivantes

$$\Gamma_k = \mu_t + \frac{\mu_t}{Pr_k} \quad (\text{II.42})$$

$$\Gamma_\omega = \mu_t + \frac{\mu_t}{Pr_\omega} \quad (\text{II.43})$$

Où

$$Pr_k = \frac{1}{F_1/Pr_{k,1} + (1-F_1)/Pr_{k,2}} \quad (\text{II.44})$$

$$Pr_\omega = \frac{1}{F_1/Pr_{\omega,1} + (1-F_1)/Pr_{\omega,2}} \quad (\text{II.45})$$

Pr_k et Pr_ω sont les nombres de Prandtl pour k et ω respectivement, et μ_t la viscosité turbulente.

II.4.2.3. Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est estimée par l'équation suivante :

$$\mu_t = \frac{\bar{\rho}k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega} \right]} \quad (\text{II.46})$$

$$|\Omega| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.47})$$

Où :

Ω_{ij} : est le tenseur moyen du taux-de-rotation,

Les fonctions F1 et F2, sont données par les relations suivantes :

$$F_1 = \tanh(\zeta_1^4) \quad (\text{II.48})$$

Avec

$$\zeta_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu_t}{\bar{\rho}y^2\omega} \right), \frac{4\bar{\rho}k}{Pr_{\omega,2}D_\omega^+ y^2} \right] \quad (\text{II.49})$$

$$D_{\omega}^+ = \max \left(2\rho \frac{1}{Pr_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (\text{II.50})$$

$$F_2 = \tanh(\zeta_2^4) \quad (\text{II.51})$$

$$\zeta_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right) F_2 = \tanh(\zeta_2^4) \quad (\text{II.52})$$

y: Est la distance à la surface suivante,

D_{ω}^+ : est la portion positive du terme de la diffusion croisée.

II.4.2.4. Modélisation de la production de turbulence

II.4.2.4.1. Production de k

Le terme \tilde{G}_k représente la production d'énergie cinétique turbulente. Elle est définie de la même façon que celle du modèle standard.

A partir de l'équation exacte de transport de k , ce terme peut être défini comme suit :

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\bar{\rho}\beta^*k\omega)$$

$$\text{Ou } G_k = -\bar{\rho} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (\text{II.53})$$

La valeur de G_k en utilisant l'hypothèse de Boussinesq prend la forme suivante :

$$G_k = \bar{\mu}_t \cdot S^2 \quad (\text{II.54})$$

Où S est le module du tenseur moyen du taux-de-tension, défini de la même façon que le modèle k- ϵ

II.4.2.4.2. Production de ω

Le terme G_{ω} représente la production de \tilde{G}_k il est donné par la formule suivante :

$$G_{\omega} = \frac{\alpha}{v_t} \tilde{G}_k \quad (\text{II.55})$$

Notez que cette formulation est en désaccord avec le modèle k- ω standard. La différence entre les deux modèles réside aussi dans la manière d'évaluation du terme α_{α} .

Dans le modèle k- ω standard, α_{α} est défini comme une constante. Pour le modèle SST, elle prend la forme suivante :

$$\alpha_{\alpha} = F_1 \alpha_{\alpha,1} + (1 - F_1) \alpha_{\alpha,2} \quad (\text{II.56})$$

Ou

$$\alpha_{\alpha,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_{\omega}^*} - \frac{K^2}{Pr_{\omega,1} \sqrt{\beta_{\alpha}^*}} \quad (\text{II.57})$$

$$\alpha_{\alpha,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_{\alpha}^*} - \frac{K^2}{Pr_{\omega,2} \sqrt{\beta_{\alpha}^*}} \quad (\text{II.58})$$

Et

$$K = 0.41, \beta_{i,1} = 0.075, \beta_{i,2} = 0.0828$$

II.4.2.5 Modélisation de la dissipation de turbulence :

II.4.2.5.1 Dissipation de k

Le terme y_k représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, il est défini de la même façon que celle du modèle k- ω standard. La différence entre le modèle k- ω standard et le modèle k- ω SST réside dans la manière d'évaluation du terme f_{β^*} . En effet, dans le modèle k- ω standard, f_{β^*} est défini comme une fonction. C'est une constante égale à 1 pour le modèle k- ω SST.

D'où :

$$Y_k = \bar{\rho} \beta^* k \omega \quad (\text{II.59})$$

II.4.2.5.2 Dissipation de ω

Le terme Y_{ω} représente la dissipation de ω il est défini de la même façon que celle du modèle k- ω standard. La différence entre les deux modèles k- ω standard k- ω SST réside dans la manière d'évaluation des termes β_i et f_{β}

Dans le modèle k- ω standard, β_i est défini comme une constante égale à 0.072 ; est pour le f_{β} modèle k- ω SST, une constante égale à 1. D'où :

$$Y_k = \bar{\rho} \beta k \omega^2 \quad (\text{II.60})$$

β_i Est donnée pour le modèle k- ω SST par la relation suivante :

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (\text{II.61})$$

Avec

$$\beta_{i,1} = 0.075 \quad \beta_{i,2} = 0.0828$$

Le modèle k- ω SST est basé sur les deux modèles standard k- ϵ et k- ω , pour utiliser ces deux modèles ensemble, le modèle k- ϵ standard est transformé en équations basées sur k et ω . Par l'introduction d'un terme de diffusion croisée D_{ω}

$$D_{\omega} = 2(1 - F_1) \bar{\rho} Pr_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{II.62})$$

II.4.2.6 Constantes du modèle k- ω SST

$$Pr_{K,1} = 1.176, Pr_{\omega,1} = 2, Pr_{K,2} = 1, Pr_{\omega,2} = 2$$

$$\beta_{i,1} = 0.075, \beta_{i,2} = 0.0828, a_1 = 0.31$$

Toutes les constantes supplémentaires du modèle SST à savoir : a_{∞}^* , α_a , α_0 , β_{∞}^* , R_{β} , R_{ω} , R_k , ζ^* , M_{t_0} ont les mêmes valeurs que celles du modèle k- ω standard.

Sur le plan numérique, les équations k- ω sont résolues de la même manière que celles du modèle k- ϵ , les seules différences résident en :

- L'établissement des conditions initiales et des conditions aux limites en ω tel que
$$\omega = \frac{\epsilon}{\beta^* k}$$
- La modification des termes diffusifs et l'ajout des termes sources inhérents au modèle SST-Menter.

Le modèle de Wilcox est applicable pour les écoulements en charge, les écoulements à surface libre caractérisés par de fortes contraintes de cisaillement, les jets et les écoulements autour d'un obstacle (phénomène de sillage), il est applicable aussi à la diffusion d'un polluant dissous.

II.5. Les méthodes numériques de résolution :

Les équations de transport des grandeurs caractéristiques de l'écoulement peuvent se résumer à une expression commune qui peut être schématisée sous la forme différentielle suivante, pour la grandeur scalaire ϕ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (\text{II.63})$$

$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)$: Terme temporel

$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \phi)$: Terme convectif

$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)$: Terme de diffusion

S_ϕ : Terme source de ϕ par unité de volume.

L'équation (2.46) est intégrée sur un volume de contrôle dV et sa forme intégrale devient alors

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_v (\rho\phi) dV + \oint_f \rho\phi \vec{U} \cdot \vec{n} dA = \oint_f \Gamma_\phi \rho \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{n} dA + \iiint_v S_\phi dV \quad (\text{II.64})$$

Ou :

ρ : Densité du fluide.

\vec{U} : Vecteur de vitesse instantanée.

dA : Vecteur de surface ($dA = \vec{n} dA$)

Γ_ϕ : Coefficient de diffusion de ϕ

$\vec{\nabla} \phi$: Gradient de ϕ .

Dans le régime stationnaire l'équation (2.47) s'écrit comme suit :

$$\oint_f \rho\phi \vec{U} \cdot \vec{n} dA = \oint_f \Gamma_\phi \rho \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{n} dA + \iiint_v S_\phi dV \quad (\text{II.65})$$

En utilisant le théorème de Green Ostrogradski, les intégrales sur le volume de contrôle peuvent être réécrites sous forme d'intégrale sur la surface enveloppant le volume, et les deux termes, à gauche et à droite de l'équation (2.46), par exemple le premier terme s'écrit comme suit [6] :

$$\iiint_v (\vec{\nabla} \rho \phi \vec{U}) dV = \oint_f \rho \phi \vec{U} \cdot \vec{n} dA \quad (\text{II.66})$$

Après intégration, l'équation (2.47) donne :

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V_{\text{cellule}} + \sum_f^{N_{\text{faces}}} \rho_f \vec{U}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{\text{faces}}} \Gamma_\phi \vec{\nabla} \phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V_{\text{cellule}} \quad (\text{II.67})$$

Ou

N_{faces} : Nombre de faces de la cellule.

ϕ_f : Variable de ϕ évaluée à la face f .

$\rho_f \vec{U}_f \cdot \vec{A}_f$: Débit massique à travers la face f .

\vec{A}_f : Surface de la face f .

$\vec{\nabla} \phi_f$: Grandeur de $\vec{\nabla} \phi$ normale à la surface f .

V_{cellule} : Volume de la cellule.

Et en régime stationnaire elle s'écrit comme suit :

$$\underbrace{\sum_f^{N_{\text{faces}}} \rho_f \vec{U}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f}_{TC} = \underbrace{\sum_f^{N_{\text{faces}}} \Gamma_\phi \vec{\nabla} \phi_f \cdot \vec{A}_f}_{TD} + \underbrace{S_\phi V_{\text{cellule}}}_{TS} \quad (\text{II.68})$$

- TC : Terme convectif
- TD : Terme diffusif
- TS : Terme source

Référence

- [1] D.Guézengar, J. Francescatto, H. Guillard, J.-P. Dussauge, "Variations on a $k-\varepsilon$ turbulence model for supersonic boundary layer computations", Eur. J. Mech. B/Fluids18 (1999) 713–738.
- [2] Sarkar S., Erlebacher G., Hussaini M.Y., Kreiss H.O., The analysis and modeling of dilatational terms in compressible turbulence, NASA Contractor Report 181959, ICASEReport 89-79, 1989.
- [3] Sarkar S., The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow, J. Fluid Mech. 282 (1995) 163–186.
- [4] ANSYS-FLUENT 12.0 "Tutorial Fluent «Modeling Turbulence, Chapter 12". ANSYS, inc. 2009.
- [5] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. Comp.Method in applied Mech. and Eng., 3:269–289, 1974.
- [6] F.R. Menter. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. AIAA 93-2906, 24th Fluid Dynamics Conference July 6-9, 1993 / Orlando, Florida.
- [7] Cyril Pilinski "Étude numérique du décollement en tuyères supersoniques" thèse de Doctorat de l'INSA de Rouen, 2002

Chapitre III

Résultats et discussion

Sommaire

III.1	Introduction	62
III.2	Description de la géométrie	62
III.3	Maillage.....	63
III.4	Validation des résultats	63
III.5	Interactions d'ondes de choc observées	64
III.6	Les champs des paramètres d'écoulement	66
III.7	Résultats et discussions	68
III.7.1	Effet d'angle d'inclinaison du dièdre sur le phénomène de transition RR→MR	68
III.7.2	Effet de nombre de Mach	74
	Références.....	82

III.1. Introduction

Le phénomène d'interaction d'ondes de chocs couche limite turbulente est obtenu grâce à la configuration présentée dans l'expérience de H. Laurent de l'université Aix Marseille II [1]. Cette configuration est effectuée dans une soufflerie supersonique S8 de l'IMST (FAVRE 196), équipée d'une tuyère produisant un écoulement à Mach 2.28.

Cette vaine d'essai à une hauteur de 120mm pour une largeur de 170mm et de 500mm de longueur, voire la figure III.1.

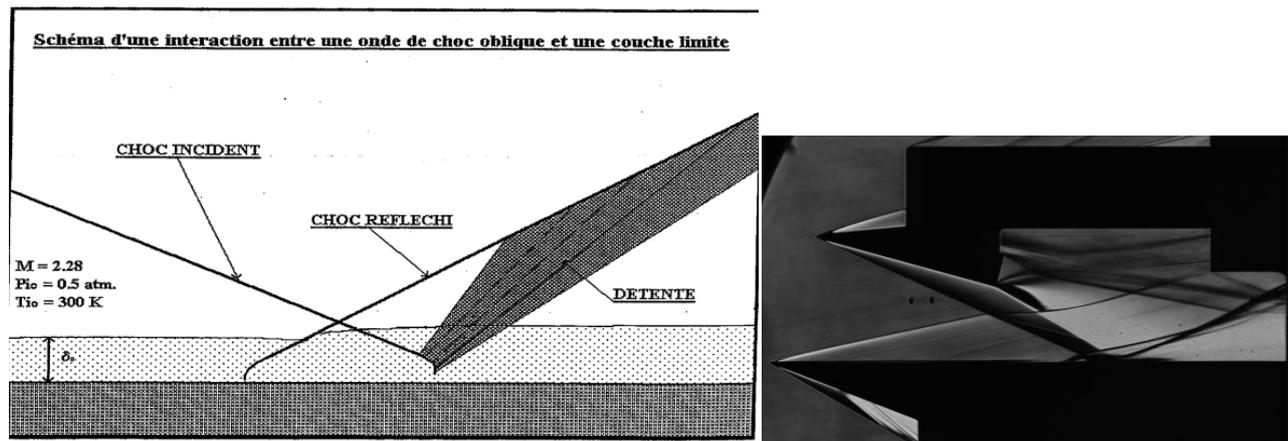
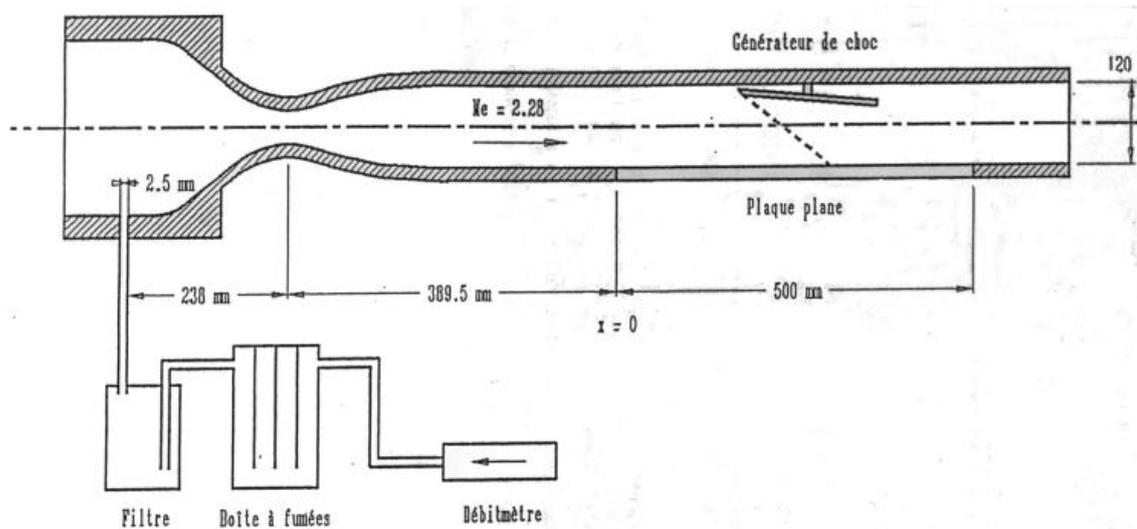


Figure III.1 : Configuration de la soufflerie S8 de l'IMST (FAVRE 196) et leur vue schématique des ondes de choc présentées dans l'expérience d'H. Laurent [1].

III.2. Description de la géométrie

La configuration expérimentale était utilisée par d'H. Laurent comprend un générateur de choc droit d'angle 8° générant une onde de choc oblique incidente et d'une plaque plane déclenchant une couche limite. Cette configuration est présentée dans figure III.2, où les dimensions sont exprimées en mm. Une étude numérique est réalisée dans les conditions d'écoulement bidimensionnel compressible et en régime stationnaire, en utilisant un code de calcul CFD-FASTRAN qui est basé sur la méthode de discrétisation des volumes finis.

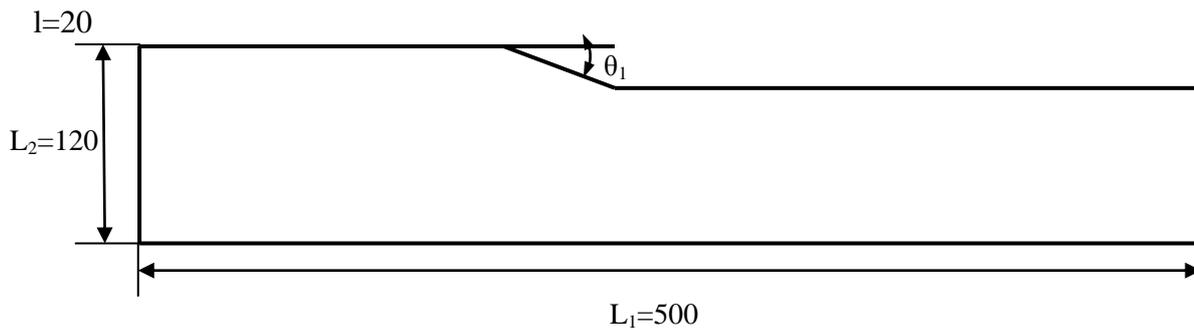


Figure III.2 : Géométrie utilisé pour le calcul numérique.

III.3. Maillage

Tous les maillages ont été réalisés à l'aide du logiciel CFD-GEOM. On utilise pour nos calculs un maillage structuré quadrilatère. Ce type de maillage permet en général d'obtenir une bonne résolution numérique. Il permet en outre un raffinement homogène au voisinage des parois et suivi par les conditions aux limites, voire la figure III.3.

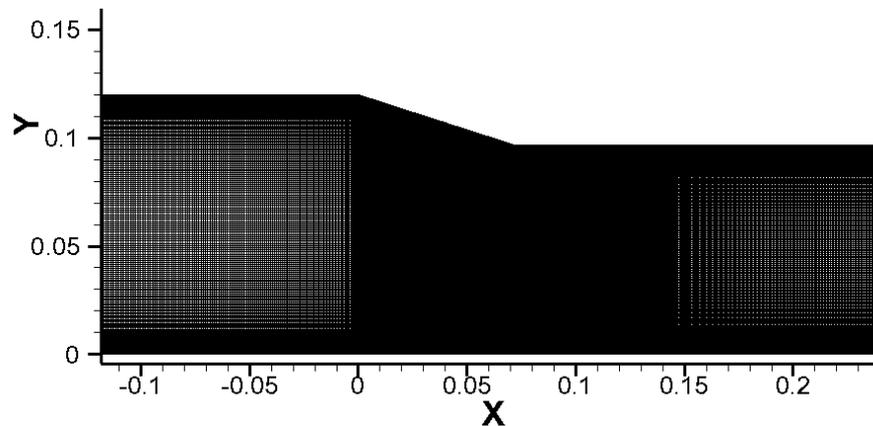


Figure III.3 : Maillage 2D du domaine de calcul.

III.4. Validation des résultats

Parmi l'expérience qui a été réalisée par *d'H. Laurent* [1], illustré l'effet d'angle et celui de l'échauffement de la plaque plane induisant la structure globale de la zone d'interaction onde de choc couche limite turbulent, leur taille et leur longueur tous ont été observés.

Pour valider nos résultats numériques, on a établi quelques comparaisons qualitatives et topologiques avec d'autres investigations numériques de *d'H. Laurent* [1].

Pour les mêmes conditions de simulation, on présente dans la figure III.4, les profils de pression pariétale donnée pour un nombre de Mach nominal $M=2.28$, et un angle $\theta_1=8^\circ$ et pour une plaque plane athermane (comparaison entre nos calculs et ceux de *d'H. Laurent*[1]). En constate globalement, il y a une lisibilité comparable entre nos résultats numériques et ceux de mesure *d'H. Laurent*[1].

Une autre validité entre nos calculs avec ceux de Neil Sandham présentés dans le tableau indiqué ci-dessous par une comparaison de quelques paramètres physiques d'écoulement turbulent supersonique, tels que, les épaisseurs de couche limite, de déplacement, de quantité de mouvement

et de la vitesse de frottement et le coefficient de frottement pariétal. Le tableau montre qu'il y a une comparaison lisible entre nos calculs et ceux de Neil Sandham. Par la suite, on peut dire que les résultats présentés sont d'accord.

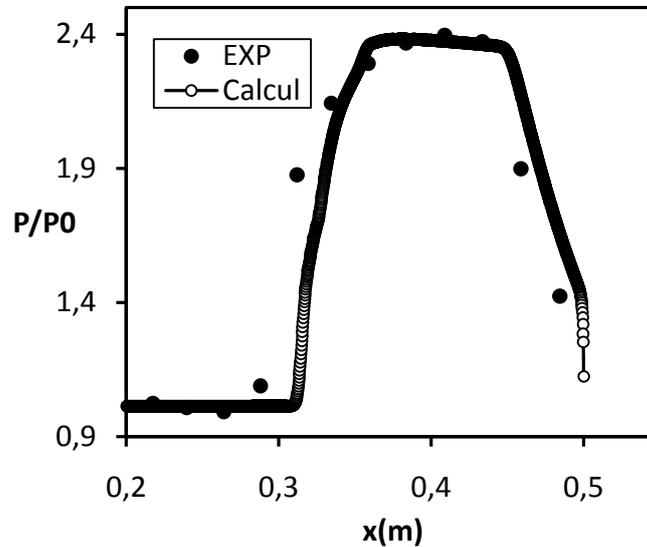


Figure III.4 : Évolutions longitudinales les pressions pariétales : Présent travail et l'expérience de d'H. Laurent [1].

$\theta=8^\circ$ et $x=(260, 240)$ mm	δ (mm)	δ_1 (mm)	θ (mm)	u_τ (m/s)	$Cf \cdot 10^3$
Présent travail, M=2.28	4.2	1.30	0.380	24.98	2.2
Neil Sandham, M=2.0 ($\theta=7^\circ$)	4.3	1.08	0.330	23.80	/

Tableau III.1 : validation de nos résultats et ceux de Neil Sandham.

III.5. Interactions d'ondes de choc observées

On présente les différents types d'interactions observées dans ces calculs, on cite :

1. **Une interaction de Mach MR**, a été observée pour le calcul d'effet d'angle ou pour le parcours de transition de RR \rightarrow MR (voire la figure III.5), elle contient :
 - Deux ondes de choc incidentes, l'une droite générée par un générateur de choc d'angle $\theta_1=29.5^\circ$ et l'autre est onde de choc de compression induite par l'impact de l'onde de choc incident 1 sur la couche limite déclenchée par la plaque plane.
 - Deux ondes de choc réfléchies, l'une droite R_1 et l'autre R_2 induite par la réflexion de I_2 ,
 - Deux points triples T_1 et T_2 , situés entre trois ondes de choc (choc incident, choc réfléchi et choc normal ou disque de Mach),
 - Un disque de Mach m est une onde de choc forte induite par une interaction entre deux ondes de choc incidentes faibles due au générateur de choc I_1 et une onde de choc de compression I_2 . Cette onde de choc est observée où les angles de ces deux ondes de choc sont importantes.
 - Deux lignes de glissement, S_1 et S_2 .
 - Une onde de décompression.
2. **Une interaction régulière RR**, a été observée généralement dans la transition RR \rightarrow MR (voire la figure III.6), elle contient :

- Deux ondes de choc incidentes, l'une droite générée par un générateur de choc d'angle $\theta_1=27^\circ$ et l'autre est onde de choc de compression induite par l'impact de l'onde de choc incident 1 sur la couche limite déclenchée par la plaque plane.
- Deux ondes de choc réfléchies, l'une R_1 et l'autre R_2 induites par les réflexions de I_1 , I_2 , respectivement.
- Un seul point triple T, situé entre quatre ondes de choc (choc incident I_1 , choc incident I_2 et choc réfléchis R_1 et R_2),
- Une onde de décompression.

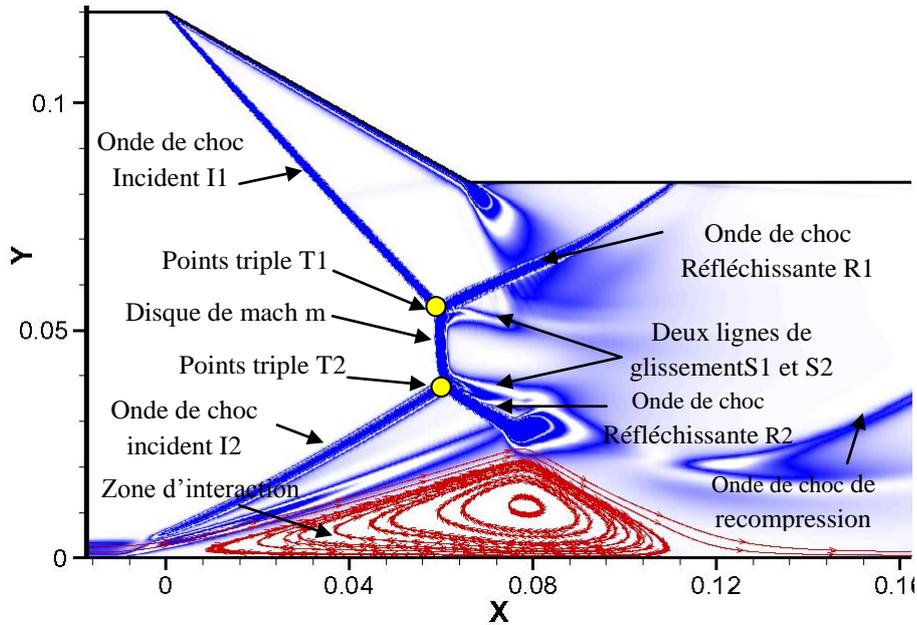


Figure III.5 : Interaction de Mach donnée pour $M_0=3.7$, et $\theta_1=29.5^\circ$.

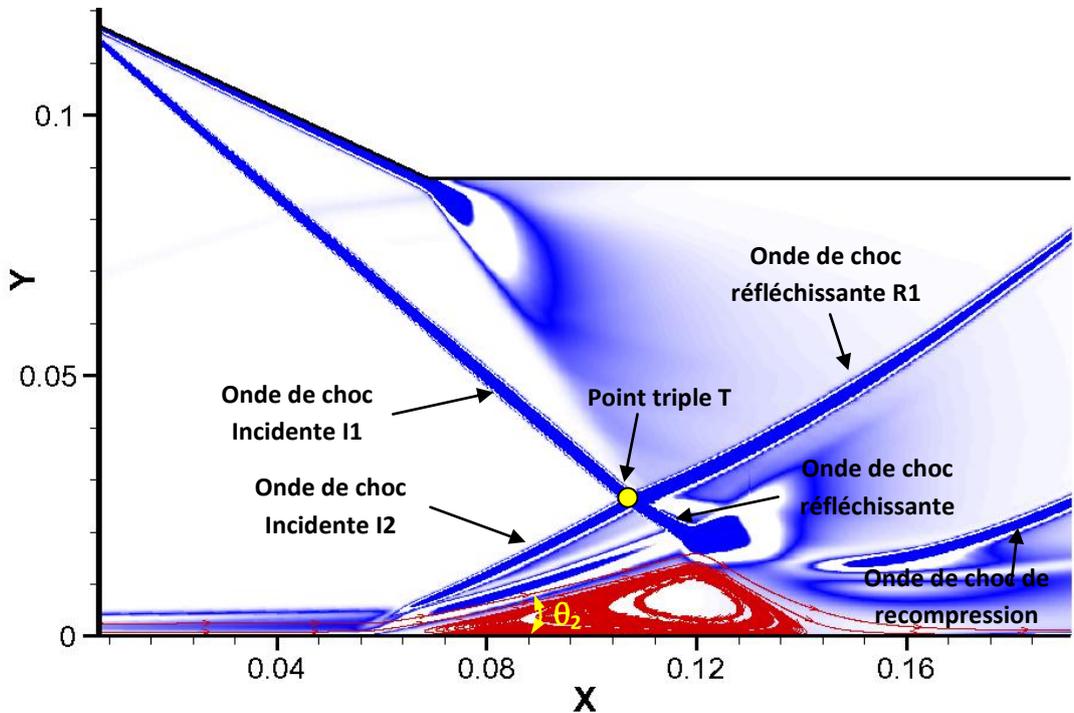


Figure III.6 : Interaction régulière RR donnée pour $M_0=3.7$ et $\theta_1=27^\circ$.

III.6. Les champs des paramètres d'écoulement

A partir des iso-contours de gradient de densité présentées dans la figure III.5 et III.6, on observe le phénomène de discontinuité de tous les paramètres physiques traduisant l'écoulement traversant une onde de choc. Nous présentons les paramètres d'écoulement compressible pour les deux types d'interaction d'ondes de choc RR et MR, tels que, le nombre de Mach, masse volumique, température et la pression statique.

- Le nombre de Mach (figure III.8-a et III.8-b) avant l'onde de choc incidente, ou l'écoulement libre est supersonique il est diminué brusquement après celle-ci. Tandis que pour l'interaction de Mach, l'écoulement devient subsonique après le disque de Mach. Les lignes de courant formant un faisceau d'écoulement convergent qui s'expliquent la réflexion de Mach directe (DiMR), voir la figure III.8.
- La température (figure III.8-c et III.8-d) augmente brusquement après l'onde de choc incidente.
- La pression (figure III.8-e et III.8-f) est augmentée brusquement après l'onde de choc incidente.
- La masse volumique (figure III.8-g et III.8-h) augmente brusquement après l'onde de choc incidente.

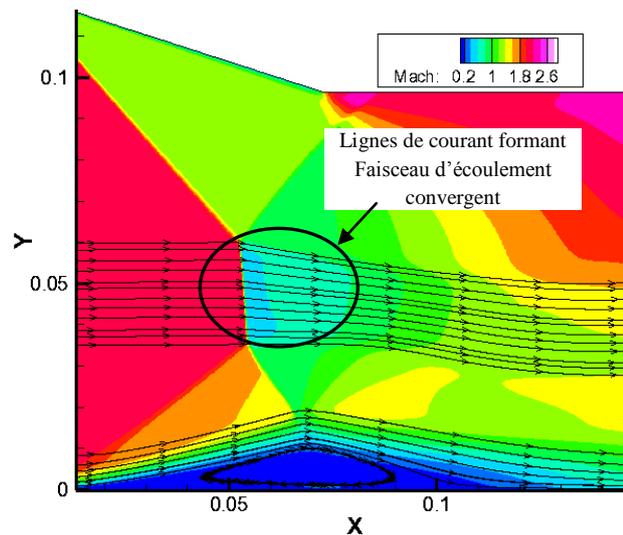


Figure III.7 : Champs de Mach suivi par les lignes de courant après le disque de Mach et dans la zone d'interaction.

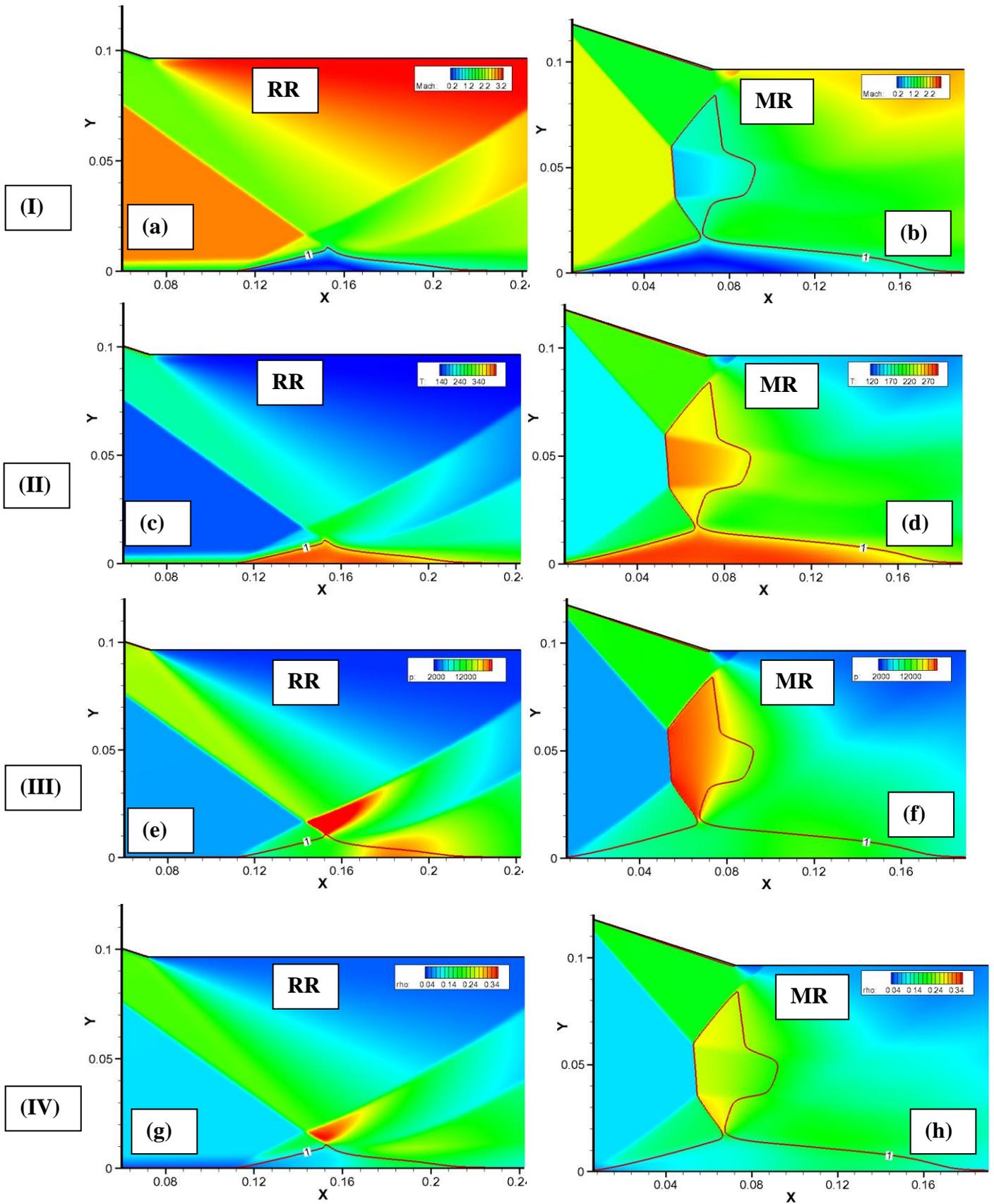


Figure III.8 : Champs d'écoulement, cône externe de surface droite :I) le nombre de Mach, II) la température, III) la pression, IV) la masse volumique.

III.7. Résultats et discussions

Plusieurs phénomènes de transition entre la réflexion régulière vers la réflexion de Mach sont influencés par plusieurs paramètres :

1. Les paramètres géométriques, tels que l'angle de générateur de choc ;
2. Le paramètre physique, donné par le nombre de Mach.

Dans ce travail, en premier lieu, on peut varier l'angle de générateur de choc en fixant le nombre de Mach à $M=3.5$, et en deuxième lieu, on peut changer le nombre de Mach, mais l'angle de générateur de choc reste fixe à la valeur $\theta_1=18^\circ$. Cependant, tous les calculs sont effectués par l'augmentation et la diminution de ces paramètres. On présente par la suite les résultats obtenus au cours de ces calculs numériques.

III.7.1 Effet d'angle d'inclinaison du dièdre sur le phénomène de transition RR→MR

A partir des discussions précédentes sur les deux types d'interactions d'ondes de choc (RR et MR), présentées sur les figures III.5 et III.6, on donne, certains détails sur la topologie et la structure globale de l'écoulement compressible visqueux.

Comme nous avons indiqué ci-dessus, notre étude numérique est effectuée dans des conditions où le nombre de Mach est constant et l'angle du dièdre est variable. Les résultats obtenus, d'après le calcul numérique, montrent que la transition de réflexion d'onde de choc RR→MR est observée, elle est présentée par les séquences des contours du gradient de densité d'écoulement (la figure III.9). Le type de réflexion été visible en état stationnaire, une série de calcul a été menée afin de simuler le passage d'une configuration à l'autre et de mettre en évidence le phénomène de transition RR→MR. La transition, entre les deux types de réflexions, consiste à changer l'angle du générateur de choc ou du dièdre, et de fixer le nombre de Mach de l'écoulement amont à III.5 pendant le calcul. Dans un premier temps, une réflexion régulière (RR) a été obtenue, pour une valeur d'angle du dièdre égale à 25° inférieur de celui de critère de Von Neumann. Cette configuration (RR) a été obtenue en partant d'un champ uniforme, Ensuite, l'angle du dièdre a été augmenté et à chaque fois une solution stationnaire stable a été atteinte, à partir du champ initial convergé pour un angle d'inclinaison précédent (Méthode de reprise le calcul). Les calculs ont été effectués jusqu'à l'obtention d'une réflexion de Mach (MR) à un angle de $\theta_1 = 29.5^\circ$ correspond l'angle de détachement $\theta_2^D = 16^\circ$, cette valeur est proche de l'angle de détachement théorique, et elle correspond à une hauteur de disque de Mach $M_m = 0,01135 = 11.25\text{mm}$.

En effet, pour un angle d'inclinaison considérée, on observe, suivant le sens de passage, une réflexion régulière. Ce phénomène de transition se traduit par une augmentation de l'angle d'inclinaison défini par : RR→MR. Donc ; La transition de RR→MR est obtenue pour l'angle du dièdre variée de ;

$$25^\circ \leq \theta_1 \leq 29.5$$

Dans un premier temps et dans notre calcul numérique où l'angle du dièdre varié, une réflexion régulière (RR) a été obtenue pour un angle d'inclinaison faible $\theta_1 = 25^\circ$ supérieure au critère de Von Neumann ($\theta_2^T = 16,9^\circ$), elle est présentée dans les figures (III.13 et III.14), respectivement. Cette configuration a été obtenue en partant d'un champ initial uniforme à Mach = 3.5 où l'interaction régulière est obtenue.

Cette figure montre théoriquement le passage complet du phénomène de transition de notre calcul numérique, les angles de transition, les différents domaines d'existence des interactions RR et MR ainsi que la zone duales. On voit que la réflexion MR est détectée à un angle $\theta_1=29.5^\circ$ correspond à une valeur proche de celle théorique de critère de détachement (déterminer par l'intersection entre la ligne verticale de l'angle 29.5° et la courbe théorique de θ_2^E ou bien par

l'hodographe de polaire de choc), on trouve $\theta_2^E=16.7^\circ$, voir la figure III.11.

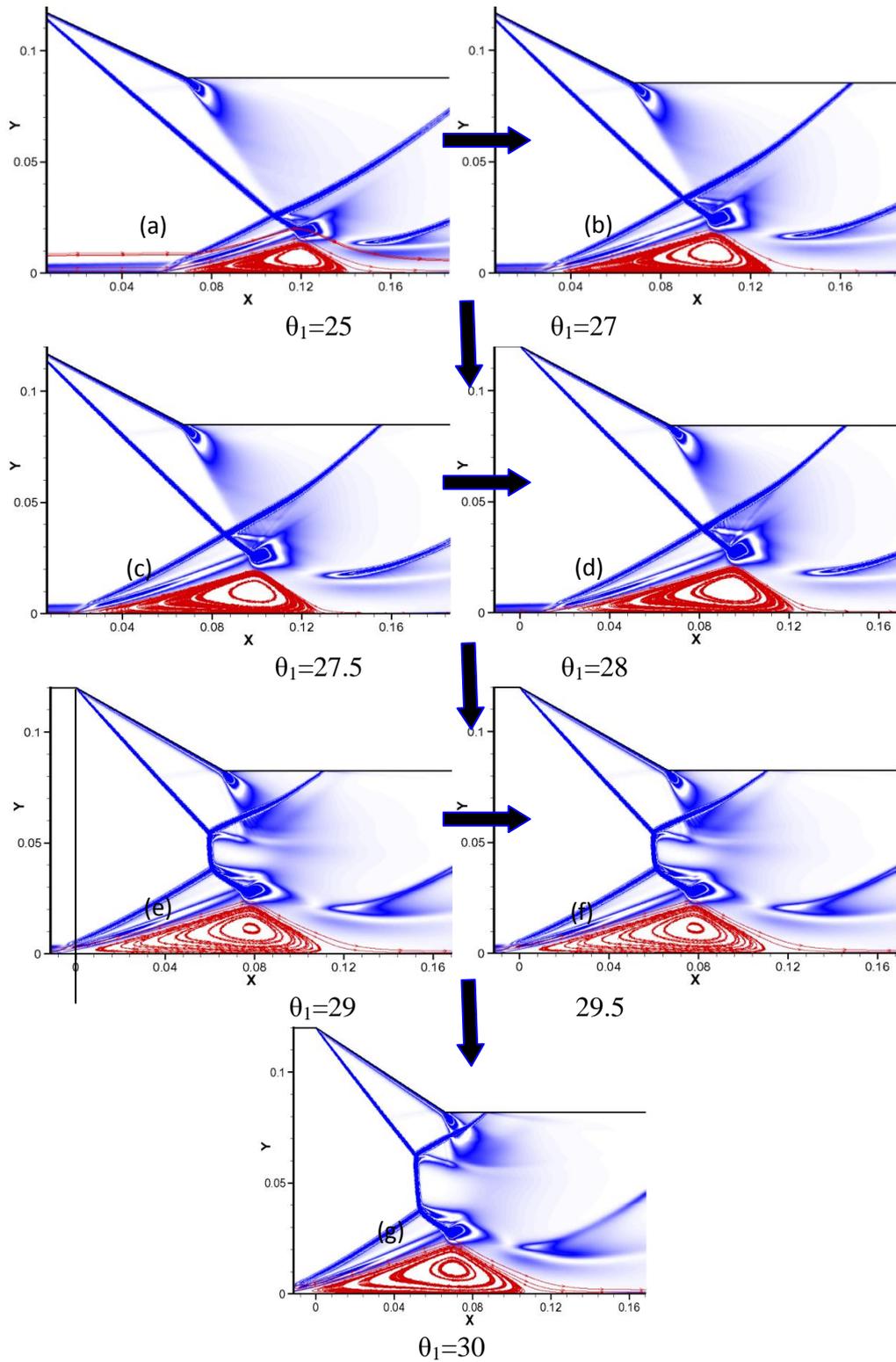


Figure III.9 : Les contours de gradient de densité, les configurations d'ondes de choc associées pour la transition $RR \rightarrow MR$ pour $M=3.7$ à différents angle de générateur de choc droit.

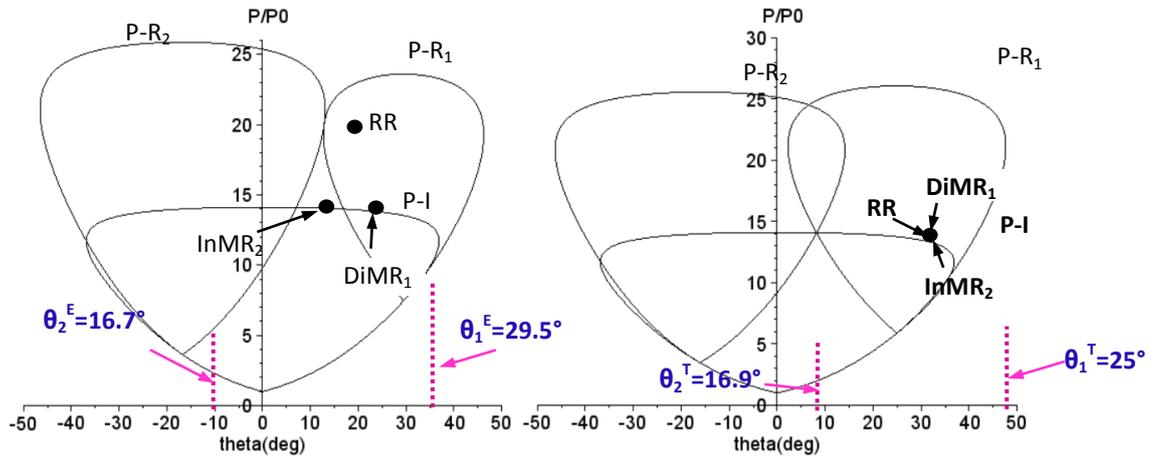


Figure III.10 : Représentation des polaires de choc obtenues pour un nombre de Mach égal à 3.5 et : a) à $\theta_1=29.5^\circ$, correspond un angle de Détachement $\theta_2^E=16.7^\circ$; b) à $\theta_1=25^\circ$, correspond un angle de Von Neumann $\theta_2^T=16.9^\circ$.

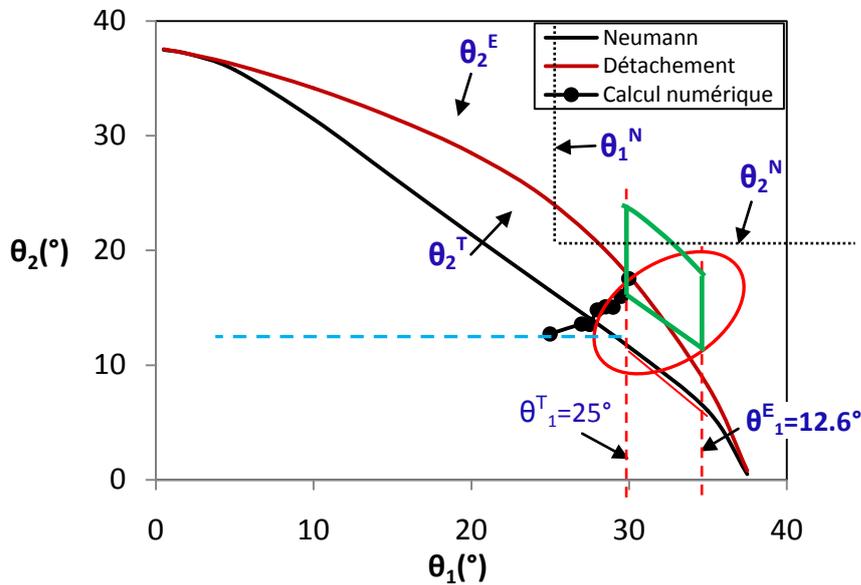


Figure III.11: Evolution de l'angle de décollement naissant θ_2 en fonction de celui du dièdre θ_1 expliquant les domaines d'existence de différents types de configuration de choc et les points de transition numérique pour un nombre de Mach ($M=3.5$), pour le calcul Eulérien.

On continue toujours à augmenter l'angle du dièdre, une interaction de Mach (MR) est obtenue pour un angle $\theta_1=29.5^\circ$ et un angle $\theta_1=12.6^\circ$ suffisamment important pour être situé au-delà de la ligne de détachement (voir les figures III.11). Cet angle θ_2 se change ou varié dans tout le cadre de couleur vert.

Le phénomène de transition RR→MR est présenté par les fonctions des polaires de choc dans le plan ($P/P_0, \theta_2$), voir la figure III.12. Ces fonctions sont tracées à θ_1 et θ_2 variables, donc, ces résultats ont été donné une conformité lisible de la structure globale de chocs projetés dans le phénomène d'interaction onde de choc/couche limite.

Les différents domaines d'existence des diverses configurations d'interactions de choc, dans le plan (θ_2, θ_1) pour un nombre de Mach $M=3.5$ constant sont présenté sur la figure III.11. Sur cette figure, la ligne θ_2^T représente le critère de Von Neumann étendu au cas dissymétrique (comme notre cas, où $\theta_1 \neq \theta_2$). La ligne θ_2^E représente le critère de détachement étendu au cas dissymétrique

aussi comme notre cas. Le critère de Von Neumann, dans le cas symétrique, est représenté par les lignes noires discontinues θ_1^N et θ_2^N . Ces quatre courbes délimitent sept zones caractérisées par des topologies d'interactions différentes. Pour un nombre de Mach donné, et en faisant varier θ_1 , il est clairement possible d'obtenir différentes configurations de réflexions.

- Les courbes de transition (traits discontinus en couleur noire et rouge) relatives aux critères de détachement et de Von Neumann notées θ_2^E et θ_2^T respectivement délimitent la zone duale où les deux types d'interactions sont théoriquement possibles :
 - Domaine I contient (DiMR+DiMR) et (RR), soit
 - Domaine I contient (RR) et (DIMR+InMR)), soit
 - Domaine I contient (DIMR+InMR)).
- Dans la zone en dessous de la ligne θ_2^T , seule l'interaction régulière (RR) est possible à observer (domaine VI).
- Dans la zone en dessus de la ligne θ_2^E , deux types d'interaction possible soit (DIMR+InMR)) soit (DiMR+DiMR) (domaine V).

Donc, le parcours de la transition est le suivant :

RR ($\theta_1=25^\circ$) \rightarrow MR ($\theta_1=29.5^\circ$), puis

Donc, les représentations graphiques données par les polaires de choc, soit dans le plan (P, θ_2) et les iso-densités donnent globalement une interprétation unique des résultats obtenus. Elles donnent le phénomène de transition RR \rightarrow MR.

Pour comprendre le phénomène d'interaction onde de choc couche limite, il faut d'abord discuter sur la zone d'interaction dont laquelle les évolutions de la longueur et la hauteur de celle-ci (la figure III.13); pour donner une autre présentation topologique de l'écoulement. Ces évolutions montrant que lorsqu'on augmente l'angle d'inclinaison du dièdre, la longueur et la hauteur de la zone d'interaction sont augmentent aussi, s'expliquant la taille de cette zone, voire les figures III.13 et III.14.

Comme nous l'avons dit précédemment sur la zone d'interaction onde de choc /couche limite, pour le définir, il faut le dimensionnée, elle est limité par leur longueur et leur hauteur. Donc ; les figures III.13, III.14 présentent la distribution des points de décollement et de recollement, la longueur de la hauteur de la zone d'interaction. Ces figures montrent que lorsqu'on augmente l'angle du dièdre, les évolutions des points de localisations de décollement et de recollement sont diminués, tandis que les autres paramètres, la longueur et la hauteur de celle-ci augmentent. Cette changement structurale de cette zone due au l'intensité de l'onde de choc incidente généré par le dièdre sur la couche limite turbulente qui lui à réagir à cette effet.

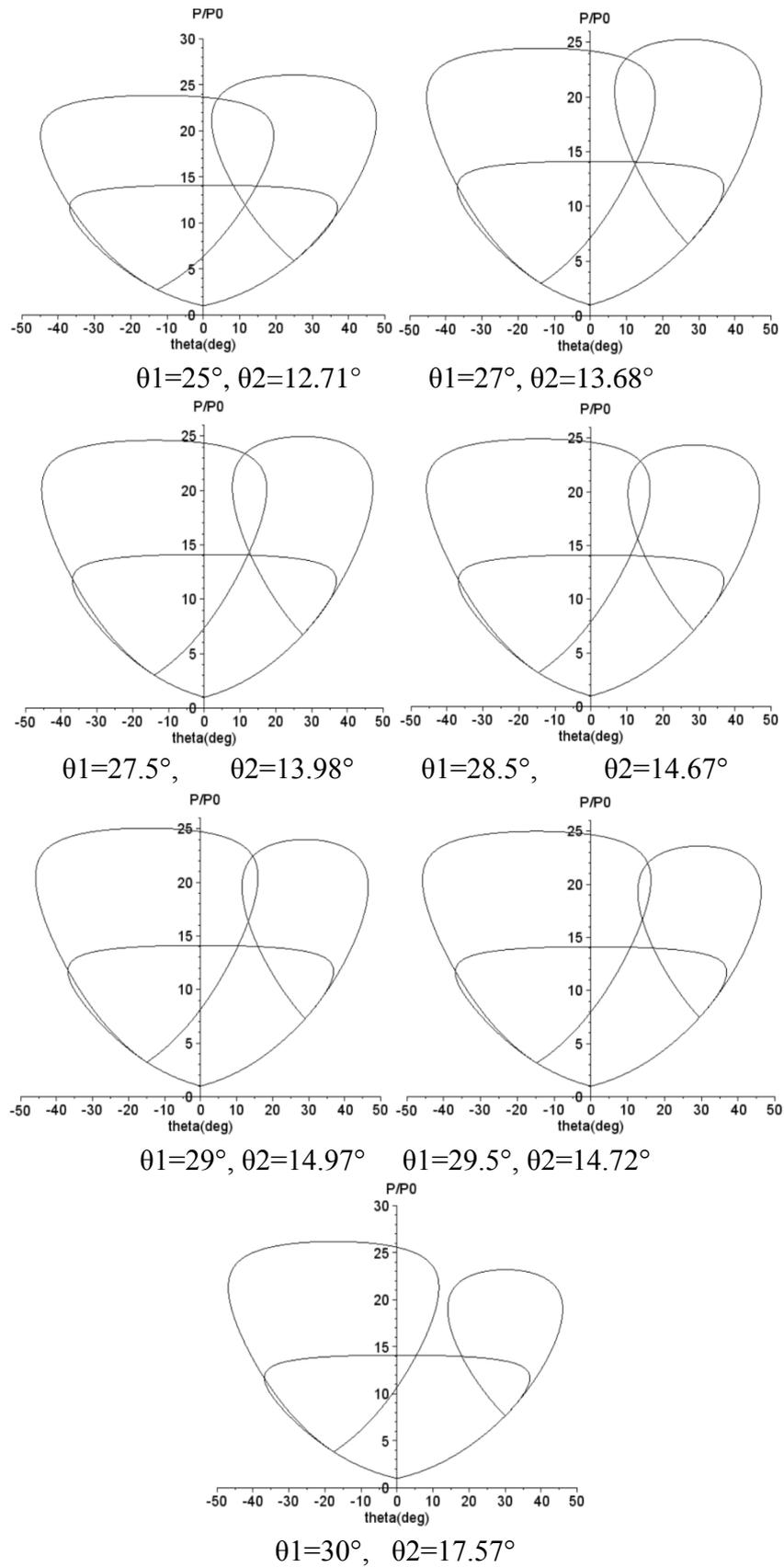


Figure III.12 : Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène de transition RR→MR induit par variation de l'angle générateur de choc de compression (zone de recirculation), et le nombre de Mach.

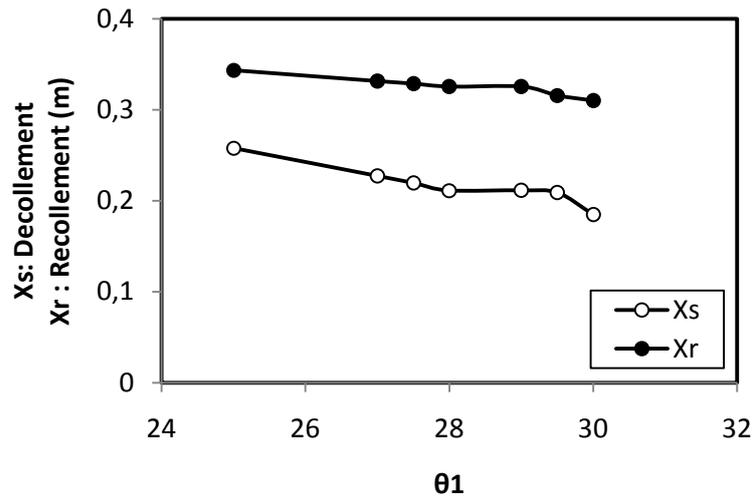


Figure III.13 : Evolution de position de point de décollement en fonction de l'angle de générateur de choc pour un nombre de Mach $M=3.7$.

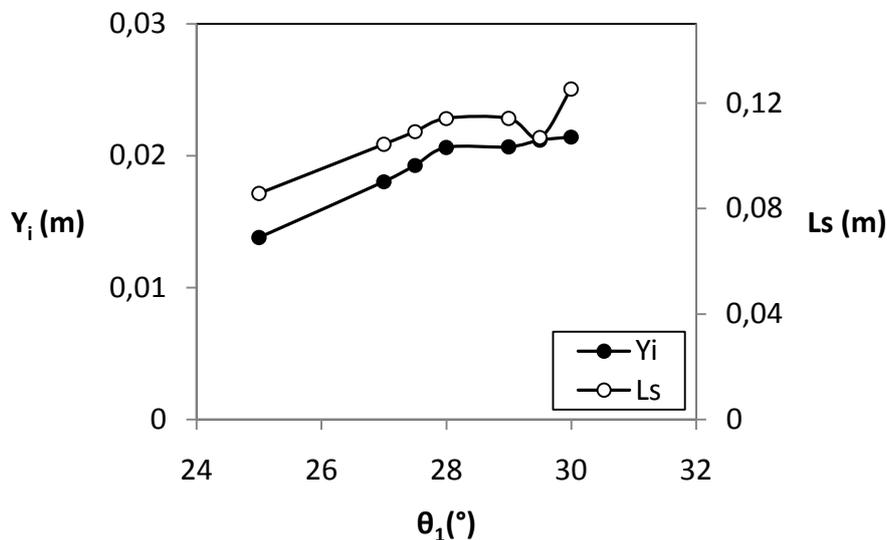


Figure III.14 : Evolutions de la longueur et de la hauteur de la zone de circulation en fonction de l'angle de dièdre pour $M=3.7$.

III.7.2. Effet de nombre de Mach

Cette étude est effectuée pour un nombre Mach variable (de 3.7 à 2.2). Les résultats obtenus d'après le calcul, permettent de marquer la transition de la réflexion régulière (RR) vers la réflexion de Mach (MR).

Les deux types de réflexion étant visibles en état stationnaire, une série de calculs a été menée afin de simuler le passage d'une configuration à l'autre. Il est à noter que la transition, entre les deux types de réflexions, est obtenue pour un angle d'inclinaison du dièdre constant, $\theta_1=18^\circ$, tout en variant le nombre de Mach amont pendant le calcul.

Dans un premier temps, une réflexion régulière (RR) est obtenue, pour une valeur du nombre de Mach égale à 4. Cette configuration est obtenue en partant d'un champ uniforme. On poursuit les calculs jusqu'à l'obtention d'une réflexion de Mach (MR) se produit pour un nombre de Mach égal à 2.2, correspond un angle de décollement naissant ($\theta_2^N=11.48^\circ$), est proche de celle de

critère de Von Neumann ou ($\theta_2^T=12^\circ$) correspond un nombre de Mach ($M_0^T(\theta_2)=2.2$), voir la figure III.15 (séquence III.17-f).

Les séquences présentées sur la Figure III.17, montrent clairement que pour le parcours, une apparition brutale d'un choc quasi-normal (disque de Mach) a lieu à $M_0=2.2$. Une diminution supplémentaire du nombre de Mach ne ferait qu'accroître progressivement la hauteur du disque de Mach (voir les séquences III.17-h et III.17-g). D'une façon générale, on constate que les réflexions de choc qui sont présentées sur la figure III.17-h traduisent le passage du phénomène de transition RR→MR.

Le phénomène de transition RR→MR est présenté par les fonctions des polaires de choc dans le plan ($P/P_0, \theta_2$), voir la figure III.15. Ces fonctions sont tracées à $\theta_1=18$, qui a été fixé, pour de différentes valeurs des angles de décollement naissant (θ_2). Donc, ces résultats ont été donné une conformité lisible de la structure globale des chocs.

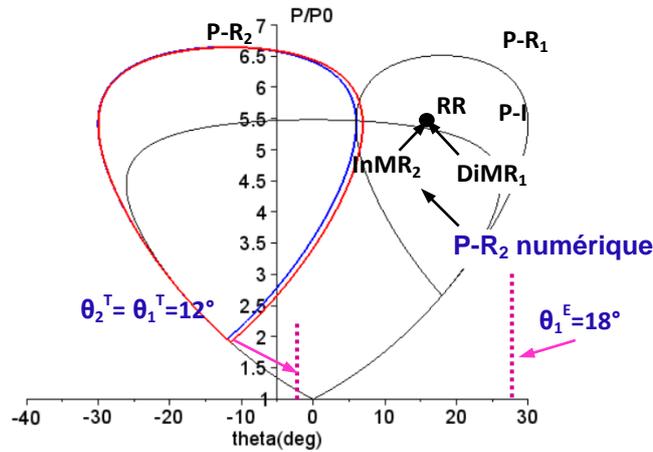


Figure III.15: Représentation des polaires de choc obtenues pour un nombre de Mach égal à 2.2 et : a) à $\theta_1=18^\circ$, correspond un angle de Détachement $\theta_2^E=12^\circ$; b) à $\theta_1=25^\circ$, correspond un angle de Von Neumann $\theta_2^T=12^\circ$.

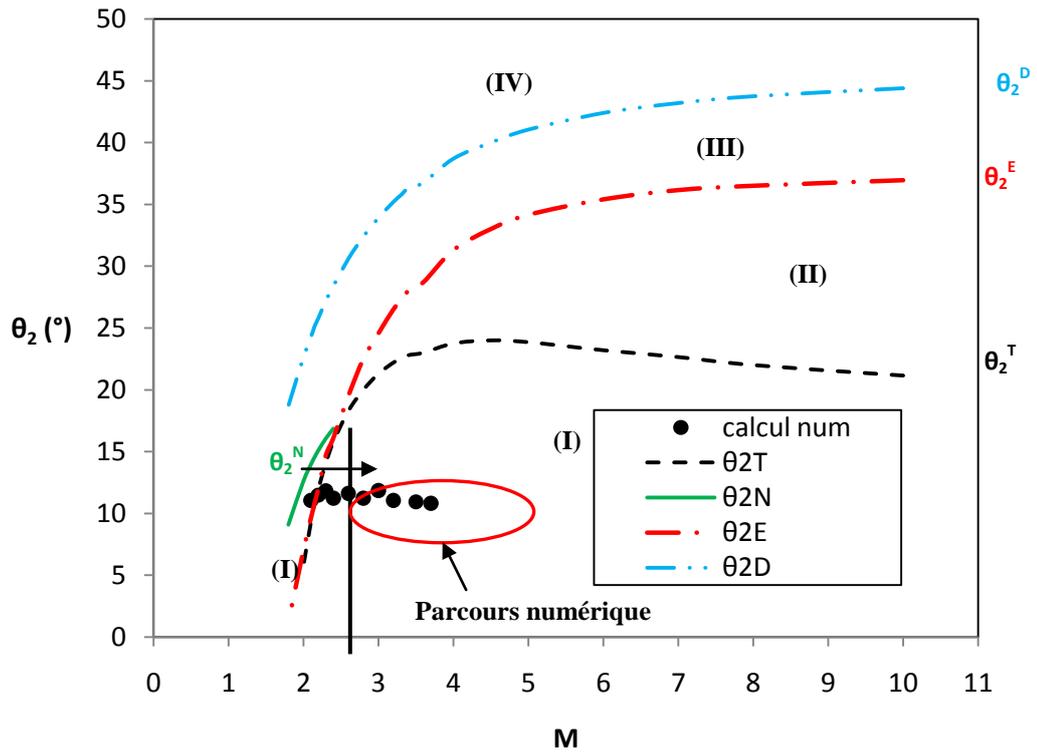


Figure III.16: Domaines des différentes réflexions théoriquement possibles dans le plan (M_0, θ_2) pour un angle du dièdre $\theta_1=18^\circ$.

Le phénomène de transition $RR \rightarrow MR$ est présenté par les fonctions des polaires de choc dans le plan $(P/P_0, \theta_2)$, voir la figure III.18. Ces fonctions sont tracées à $\theta_1=18^\circ$, qui a été fixé, pour de différentes valeurs des angles de décollement naissant (θ_2). Donc, ces résultats ont été donné une conformité lisible de la structure globale des chocs.

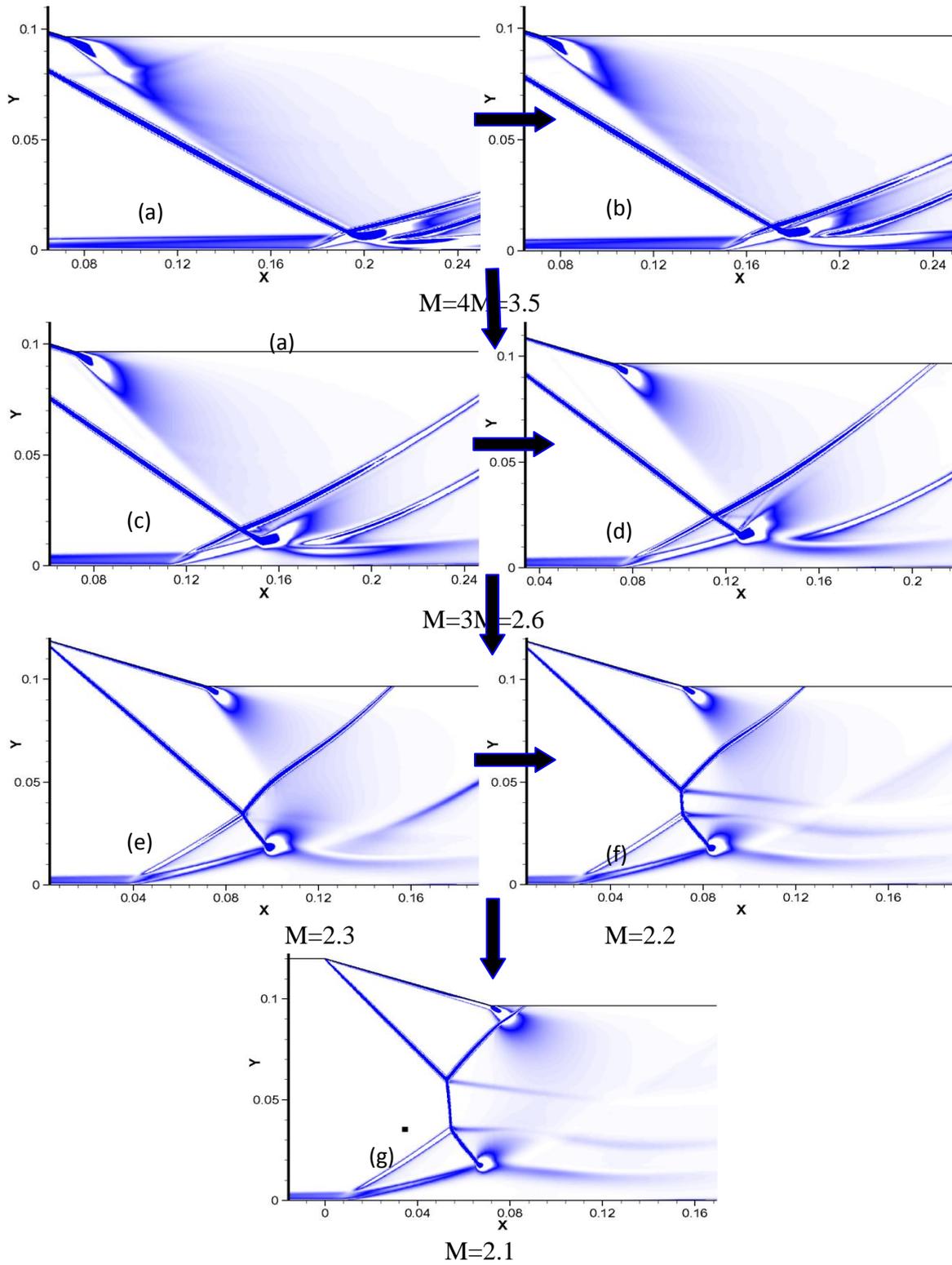


Figure III.17 : Les contours de gradient de densité, les configurations d'ondes de choc associées pour la transition $RR \rightarrow MR$ pour $\theta_1 = 18^\circ$ à différents nombre de Mach.

Les différents domaines d'existence des diverses configurations d'interactions de choc, dans le plan (θ_2, M_0) pour un angle de déflexion $\theta_1=18^\circ$ constant sont présentés sur la figure 16. Sur cette figure, la ligne θ_2^T représente le critère de Von Neumann étendu au cas dissymétrique (comme notre cas, où $\theta_1 \neq \theta_2$). La ligne θ_2^E représente le critère de détachement étendu au cas dissymétrique. Le critère de Von Neumann, dans le cas symétrique, est représenté par la petite ligne noire θ_2^N et enfin la ligne θ_2^D indique la valeur limite supérieure au-delà de laquelle une onde de choc attachée ne peut plus être obtenue. Ces quatre courbes délimitent cinq zones caractérisées par des topologies d'interactions différentes. Pour un nombre de Mach donné, et en faisant varier θ_2 , il est clairement possible d'obtenir différentes configurations de réflexions.

Les courbes de transition (traits discontinus en couleur bleu et rouge) relatives aux critères de détachement et de Von Neumann notées θ_2^E et θ_2^T respectivement délimitent la zone duale où les deux types d'interactions sont théoriquement possibles (domaine II). Dans la zone en dessous de la ligne θ_2^T , seule l'interaction régulière (RR) est possible à observer (domaine I). La zone duale présentée entre les deux courbes θ_2^E et θ_2^T se comporte, soit comme une réflexion régulière (RR), soit comme une réflexion de Mach directe (DiMR). Dans ce cas, l'interaction de Mach est composée d'une réflexion de Mach directe et d'une réflexion de Mach inverse, et les lignes de courant issues des points triples forment un tube de courant convergent.

Dans l'intervalle de θ_2 entre θ_2^E et θ_2^D , à $\theta_1=18^\circ$, on obtient soit une réflexion de Mach directe (DiMR), (domaine III), soit une réflexion de Mach inverse (InMR) délimitée entre les lignes θ_2^E et θ_2^D d'un côté et d'autre par la ligne droite $M_0^D(\theta_1)$ (domaine V). Enfin, hors de la ligne θ_2^D , la solution n'est pas possible pour les ondes de choc attachées.

Le parcours numérique du phénomène de transition de la réflexion régulière RR vers la réflexion de Mach MR est illustré dans la figure III.16 tracé par des points de couleur noire. On constate que le passage de RR vers MR est clair, il est suivi pour chaque angle de décollement naissant il est une solution exacte pour certain type de réflexion. Donc, les représentations graphiques données par les polaires de choc, soit dans le plan (P, θ_2) , soit dans le plan (M_0, θ_2) et le gradient de densité donnent globalement une interprétation unique des résultats obtenus.

Les Figures III.19 et III.20 représentent les évolutions des points de décollement/recollement, la hauteur et la longueur de la zone d'interaction en fonction du nombre de Mach amont. Les deux figures montrent que : lorsque le nombre de Mach diminue l'impact d'une onde de choc sur une couche limite est fort et l'épaississement de la zone subsonique de la couche limite, dont l'épaisseur (hauteur) est augmentée, car le choc est plus intense. Il est faible dans le cas contraire. La diminution du nombre de Mach influe aussi sur la formation d'une bulle de recirculation c.-à-d., la distance entre le décollement/recollement est plus grande que celle si l'onde de choc est forte.

On peut appliquer les formules utilisées par Nedham et al. [2] dans notre cas où l'interaction est induite par choc oblique incident sur une plaque rectiligne, c'est-à-dire l'interaction d'une onde de choc incidente impactée sur une couche limite laminaire. Pour informer, que Nedham et al. ont étudié le cas d'une interaction de choc induite par une rampe de compression.

Les angles tracés illustrés sur la figure III.21 de l'interaction d'ondes de choc turbulent sont tirés à partir des strioscopies numériques de l'écoulement présentés par les contours de gradient de densité, voir la figure III.17 pour différentes valeurs du nombre de Mach. L'angle de décollement naissant décroît légèrement avec l'augmentation du nombre de Reynolds unitaire. Cette remarque montrant l'interaction turbulente imposée où les valeurs de $\alpha_i/\sqrt{M_0}$ sont proches de 10. On constate que globalement, les résultats numériques sont proches à ceux trouvés expérimentalement et théoriquement, sont situées dans la zone entre la couche limite de transition et proche de celle turbulente, on peut l'approximer que ce type d'interaction est une interaction turbulente. Ces remarques ajoutent une autre vérification. Ces valeurs sont vérifiées par les expériences de Nedham et al. [3], et aussi par celles de L. Vendôme [4] qui a effectué les calculs pour une rampe de compression.

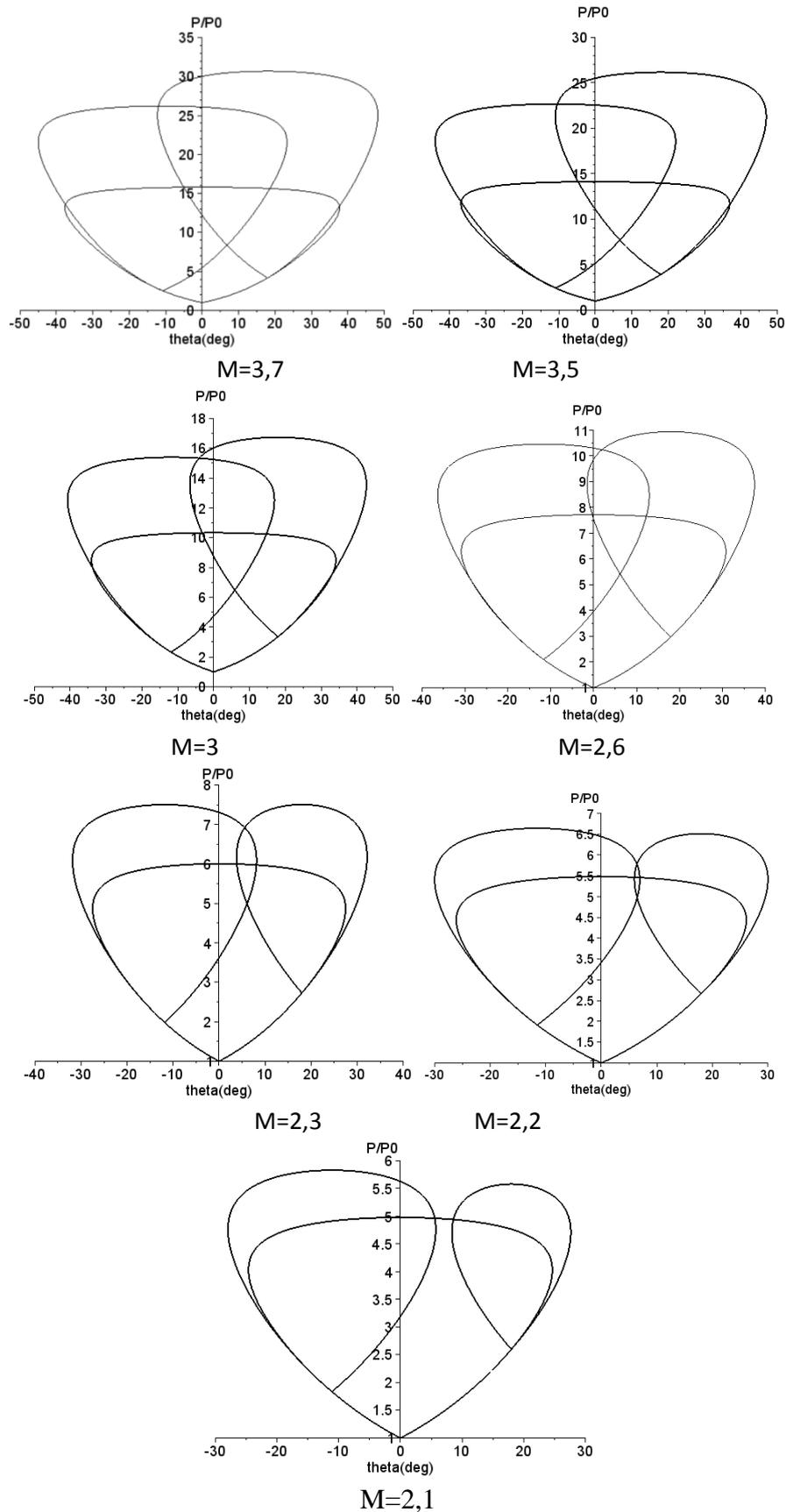


Figure III.18: Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène de transition $RR \rightarrow MR$ induit par variation de l'angle générateur de choc de compression (zone de recirculation), et le nombre de Mach.

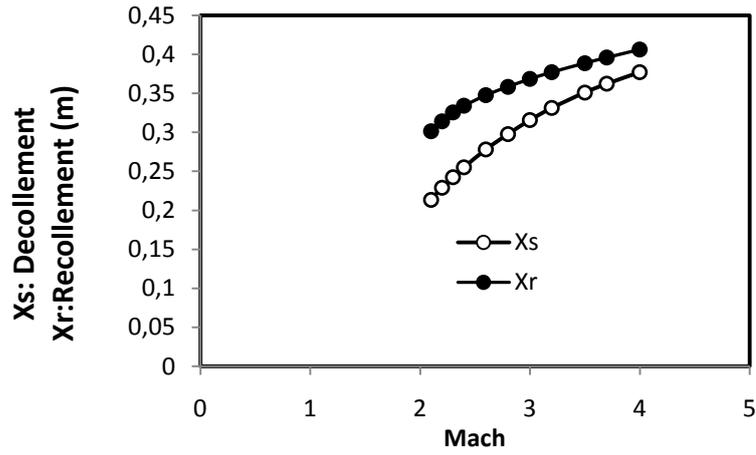


Figure III.19 : Évolutions des points de décollement et de recollement en fonction du nombre de Mach amont.

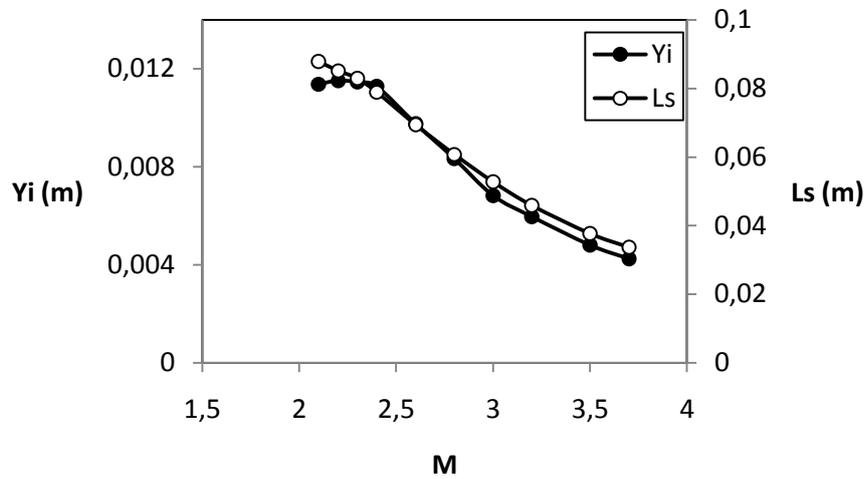


Figure III.20 : Evolutions de la hauteur et de la longueur de la zone d'interaction en fonction du nombre de Mach amont.

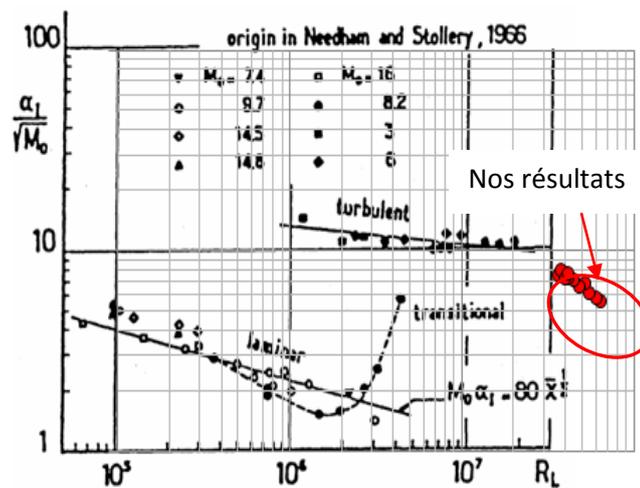


Figure III.21 : Critère de décollement naissant pour un décollement laminaire sur une rampe de compression bidimensionnelle (Nedham et Stollery) [22].

Références

- [1] H. Laurent "Turbulence d'une interaction onde de choc / couche limite sur une paroi plane adiabatique ou chauffée".l'université Aix Marseille II.
- [2] S. J. Beresh, N. T. Clemens, and D. S. Dolling, "Relationship between upstream turbulent boundary-layer velocity fluctuations and separation shock unsteadiness".AIAA J., Vol. 40, pp.2412– 2422, 2003.
- [3] P. Ardon eau, "Etude de l'interaction onde de choc - couche limite supersonique». Thèse de Doctorat (Ph-D thèses), Université de Poitiers, France, 1981.
- [4] D.S. Dolling, "Fluctuating loads in shock-waves/turbulent boundary layer interaction: tutorial and update". AIAA Paper 93-0284, 1993.

Conclusion

Le travail présenté dans ce mémoire était d'effectuer des simulations numériques (CFD FASTRAN) par la résolution des équations de Navier-Stokes stationnaires, sur le phénomène d'interaction onde de choc/couche limite turbulente d'écoulement compressible bidimensionnel supersonique visqueux et plus particulièrement à l'étude de la transition de la réflexion régulière (RR) vers la réflexion de Mach (MR). Plusieurs calculs ont été effectués dans ce travail basant sur l'effet de l'angle de générateur de choc ou du dièdre et celui du nombre de Mach. Nous avons présenté les résultats obtenus par ces calculs numériques, tels que :

- Le phénomène de transition de la réflexion régulière vers la réflexion de Mach.
- La structure globale de la zone d'interaction
- L'application de la technique des polaires de choc
- Les séquences de gradient de densité

A travers ce travail nous avons pu montrer l'intérêt et l'importance des phénomènes d'interactions onde de chocs/couche limite dans une plaque plane on obtient aux conclusions suivantes:

1. La transition (MR, vers RR) se produit au critère de détachement.
2. Il est plus facile de transformer une réflexion régulière en une réflexion de Mach.
3. En conformité avec l'expérience, la solution RR est plus stable que la solution MR.

Ces résultats numériques ont abouti aux conclusions suivantes:

Les parcours de la transition globale dans le cas d'effet d'angle d'inclinaison du dièdre et du nombre de Mach sont les suivants :

- Pour le calcul d'effet d'angle du dièdre :il est effectué pour $M=3.5$.

RR ($\theta_1=25^\circ$) \rightarrow MR ($\theta_1=29.5^\circ$),

à $\theta_2^E=16,7^\circ$

RR \rightarrow MR (DiMR + InMR)

- Pour le calcul d'effet du nombre de Mach :il est effectué pour l'angle du dièdre $\theta_1=18^\circ$.

RR ($M=3.7$) \rightarrow MR ($M=2.2$),

à $M(\theta_2^E=12.01^\circ)=M_0^T=2.2$

Conclusion

RR → MR (DiMR + InMR)

Nos résultats sont conformes à ceux tracés théoriquement par l'analyse graphique des polaires de chocs, qui a été appliquée pour les calculs d'effet d'angle et de Mach.

Résumé :

Le phénomène d'interaction onde de choc et couche limite turbulente d'écoulement compressible supersonique sur une plaque plane a été traité par l'approche numérique, en utilisant le code de calcul FASTRAN, qui est basé sur la méthode des volumes finis. Cette étude est basée sur l'effet de deux paramètres, l'un physique présentant le nombre de Mach et l'autre géométrique traduisant par l'angle du générateur de choc ou du dièdre. Les résultats obtenus donnent une description générale et réelle du phénomène d'interaction onde de choc/couche limite traduisant par la structure complexe de la zone d'interaction et leurs caractéristiques. Cette étude montre aussi que l'effet de ces paramètres est majeur, surtout sur le phénomène de transition $RR \rightarrow MR$ qui nous avons le discuté et donnons des explications bien détaillées. Ce phénomène a été expliqué et détaillé par la technique des polaires de choc. Nous avons vérifié nos résultats que ceux trouvés expérimentalement et numériquement.

Mots-clés : Onde de choc, Réflexion régulière, Réflexion de Mach, Polaire de choc, phénomène de transition.

Abstract: The phenomenon of the shock wave turbulent boundary layer interaction of supersonic compressible flow on a planar plate was treated by the numerical approach, using the computational code FASTRAN, which is based on the finite volume method. This study is based on the effect of two parameters, one physical showing the Mach number and the other geometric showing the angle of the shock generator or the dihedral. The results obtained give a general and real description of the shock wave/boundary layer interaction phenomenon, reflecting the complex structure of the interaction zone and their characteristics. This study also shows that the effect of these parameters is major, especially on the phenomenon of transition $RR \rightarrow MR$ which we have discussed and give very detailed explanations. This phenomenon has been explained and detailed by the polar shock technique. We have verified our results as those found experimentally and numerically.

Key words: shock wave. regular reflection . Mach réflexion. Choc polar. Transition phenomenon.

المخلص: تمت معالجة ظاهرة تفاعل موجة الصدمة والطبقة الحدودية المضطربة للتدفق فوق الصوتي للضغط على صفيحة مستوية بطريقة المحاكاة العددية، باستخدام الكود الحسابي FASTRAN والذي يعتمد على طريقة الحجوم المنتهية. تستند هذه الدراسة إلى تأثير معلمتين ، أحدهما فيزيائي يوضح رقم الماخ والآخر هندسي يوضح زاوية مولد الصدمات أو ثنائي السطوح. اعطت النتائج التي تم الحصول عليها وصفاً عاماً وحقيقاً لظاهرة تفاعل موجة الصدمة / الطبقة الحدودية ، مما يعكس البنية المعقدة لمنطقة التفاعل وخصائصها. تُظهر هذه الدراسة أيضاً أن تأثير هذه المعلمتين كبير، خاصة على ظاهرة الانتقال $RR \rightarrow MR$ التي ناقشناها وقدمت تفسيرات مفصلة للغاية. تم شرح هذه الظاهرة وتفصيلها بواسطة تقنية أعمدة الصدمة. لقد تحققنا من نتائجنا كذلك التي تم العثور عليها تجريبياً وعددياً.

كلمات مفتاحية: موائع النانو، الحمل الحراري الطبيعي، اسطوانتين افقيتين متحدتي المركز، طريقة الحجوم المتناهية،