



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي



UNIVERSITE DES FRERES MENTOURI
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

THESE

Présentée par:

BENDERRADJI Razik

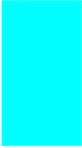
Pour l'obtention du diplôme de **Doctorat en Sciences**
en **Génie Mécanique**
Spécialité : **Énergétique**

Schémas de capture de choc et interférence des ondes de choc : phénomène d'hystérésis

N° d'ordre : 109/DS/2015.
Série : 08/Meca/2015.

Soutenue le: 02 /12 / 2015
Devant le jury composé de:

Président:	Mr. Bouchoucha Ali	Professeur	Université Frères Mentouri CNE
Rapporteur:	Mr. Beghidja Abdelhadi	Professeur	Université Frères Mentouri CNE
Examineurs:	Mr. Talbi Kamel	Professeur	Université Frères Mentouri CNE
	Mr. Rahmani Ahmed	MCA	Université LBM Oum el Bouaghi
	Mlle. Ihaddadène Nabila	MCA	Université M ^{ed} Boudiaf M'Sila



Remerciements

Ce travail a été réalisé à l'Université d'Evry Val-d'Essonne, dans le Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry, LMEE - Groupe de Mécanique des Fluides et Environnement.

Je remercie vivement mon directeur de thèse Monsieur BEGHIDJA Abdelhadi, Professeur à l'Université Frère Mentouri Constantine 1, qui m'a proposé ce sujet. Je le remercie du fond du cœur de l'attention et du soutien qu'il a porté à mon travail de doctorat.

Je remercie également Messieurs Amer CHPOUN et Mohamed SELAM respectivement, Professeur à l'IUT de l'Université d'Evry et Maître de Conférences qui m'ont accueilli durant la période de stage de dix-huit mois au sein de leur équipe des fluides compressibles.

Je tiens à remercier Monsieur Bouchoucha Ali, Professeur à l'Université Mentouri-Constantine 1, d'avoir accepté de présider le jury. Je tiens à remercier vivement le Professeur Talbi kamel de l'Université Mentouri-Constantine 1, le Monsieur Rahmani ahmed MCA de l'Université Larbi ben m'hidi oum el bouaghi, et Mlle. Ihaddadène Nabila MCA Université M^{ed} Boudiaf M'Sila, qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Sans oublier tous les membres de LMEE dont leurs soutiens m'ont été précieux au Cours de mon travail, notamment :

- Monsieur le Professeur Zhi-Qianq FENG, Directeur du Laboratoire LMEE-Evry*
- Tous les collègues du bureau, doctorants et enseignants.*

J'aimerais aussi remercier le Ministère de l'Enseignement Supérieur Algérien et L'Université de Boumerdes, qui ont financé cette étude en France.

Résumé

Quand une onde de choc oblique vient frapper une paroi plane, deux types de réflexions sont possibles. Suivant l'inclinaison relative des chocs par rapport à la direction de l'écoulement amont, on obtient, soit une réflexion régulière (RR), soit une réflexion de Mach (MR). A des nombres de Mach supérieurs à 2,2, il existe une gamme d'angles d'incidence pour lesquels ces deux types de réflexions sont conjointement possibles. C'est le domaine de solutions duales, qui a conduit à l'hypothèse de l'existence d'un effet d'hystérésis dans la transition RR-MR. Le but de ce travail est de retrouver numériquement le phénomène d'hystérésis observé lors des études expérimentales dans l'interférence des ondes de choc, plus particulièrement les interactions régulières et de Mach. Il est alors question de traiter ce problème par une étude numérique conçue sur le principe de schéma de capture de choc. Le calcul est fait à l'aide d'un code CFD-FASTRAN, basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis. La diversité des méthodes numériques utilisée a permis d'étudier quatre phénomènes d'hystérésis distincts. Le premier a été observé, par variation du nombre de Mach, l'angle d'incidence des dièdres étant fixe. Le second, également à nombre de Mach constant, par variation de l'angle d'incidence des dièdres générateurs de chocs (cas asymétrique), le troisième a été étudié l'influence de variation des rapports de sur détente (NPR). Enfin le phénomène d'interaction onde de choc / couche limite, et développement de la zone de recirculations de la couche limite turbulente.

Mots-clés : Onde de choc, Réflexion régulière, Réflexion de Mach, Polaire de choc. Phénomènes hystérésis.

Abstract

When an oblique shock wave strikes a flat wall, two types of reflections are possible. Next, the relative inclination shocks relative to the direction of the upstream flow is obtained, a regular reflection (RR), a Mach reflection (MR). At Mach numbers higher than 2.2, there is a range of angles of incidence for which the two types of reflections are possible in conjunction. This is the area of dual solutions, which led to the hypothesis of the existence of a hysteresis effect in the transition RR-MR. The purpose of this work is to find numerically the hysteresis observed in experimental studies in the interference of shock waves, especially regular interactions and Mach. This addresses the problem of dealing with a numerical study designed on the principle of shock capturing scheme. The calculation is done using a CFD-FASTRAN code based on the resolution of the Navier-Stokes equations by the finite volume method. The variety of numerical methods used allowed to study four separate hysteresis phenomena. The first was observed by varying the Mach number, the incident angle of the dihedral being fixed. The second, also on a constant Mach, by varying the angle of incidence shock generators dihedral (asymmetric case), the third was studied the influence of variation of relaxing on Reports (NPR). Finally the wave interaction phenomenon of shock / boundary layer, and development of the recirculation zone of the turbulent boundary layer.

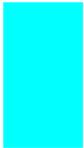
Keywords: shockwave. regular reflection .Mach réflexion . choc polaire. Hysteresis phenomenon

ملخص

عندما تضرب موجة صدم مائلة مستوي مائل هناك نوعان من الانعكاسات المحتملة حسب الميل النسبي للصدمة بالنسبة لجهة الجريان الابتدائي (amont). يتم الحصول اما على انعكاس منتظم او انعكاس ماخ، من اجل اعداد ماخ اكبر من 2.2 هناك مجال من زوايا الورود التي يكون من اجلها هاذان النوعان من الانعكاسات ممكنان معا (متلازمان). و هو مجال الحلول المزدوج مما أدى إلى فرضية تواجد ضاهرة التداخل المضطرب (التواجب) في الانتقال من إنعكاس منتظم RR إلى إنعكاس ماخ.من الضروري معالجة هذه المسألة باستخدام دراسة عديدة بالاعتماد على مخطط التقاط موجة الصدمة.

محاكاة الصدمة اجريت باستخدام برنامج فاستران، الذي يعتمد على حل معادلات نافي- سطوكس احادية البعد بالاعتماد على طريقة الحجم المنتهية. سمح تنوع الطرق العددية المستعملة بدراسة اربع ضواهر مختلفة للتداخل المضطرب. الأول تم ملاحظته من خلال تغيير عدد ماخ، مع تثبيت زاوية الورود للصدمة. الثاني تثبيت عدد ماخ و تغيير زاوية توليد الصدمات (حالة غير المتماثلة). الثالث يدرس تأثير تغيير انخفاض الضغط الخلفي عند مخرج منفث ملتئم منفرج (NPR). أخيرا ظاهرة التداخل المضطرب بين صدمة و طبقة نهائية وتنمية منطقة إعادة تدوير طبقة الحدود المضطربة.

الكلمات المفتاحية : موجة صدمة. إنعكاس منتظم. إنعكاس ماخ. التداخل المضطرب



Résumé détaillé

Quand une onde de choc oblique vient frapper une paroi plane, deux types de réflexions sont possibles. Suivant l'inclinaison relative des chocs par rapport à la direction de l'écoulement amont, on obtient, soit une réflexion régulière (RR), soit une réflexion de Mach (MR). A des nombres de Mach supérieurs à 2,2, il existe une gamme d'angles d'incidence pour lesquels ces deux types de réflexions sont conjointement possibles. C'est le domaine de solutions duales, qui a conduit à l'hypothèse de l'existence d'un effet d'hystérésis dans la transition RR-MR.

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 et 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.

Une étude analytique élaborée par (J. Von Neumann), a mis en lumière deux critères possibles pour la transition entre ces deux réflexions. Le critère de Von Neumann qui est basé sur le rapport maximal de pression que l'on peut obtenir à travers le système de chocs (incident et réfléchi) et le critère de détachement qui correspond à la situation limite pour obtenir un choc réfléchi attaché. Entre ces deux critères qui sont d'autant plus distincts que le nombre de Mach est élevé, il existe une zone duale où les deux types de réflexions sont possibles. Son existence a conduit Durand et al, à faire l'hypothèse de l'existence d'un phénomène d'hystérésis lors de la transition réflexion régulière – réflexion de Mach. 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 essais menés par Henderson et Lozzi 1975, et d'autres auteurs n'ont jamais permis de mettre en évidence ce phénomène et il faut attendre 1995 pour que cet effet d'hystérésis soit pour la première fois observé expérimentalement par A.Chpoun et al. Cette découverte fut, immédiatement, suivie par des études numériques : celle de

A.Chpoun et al, qui furent les premiers à obtenir une réflexion régulière et une réflexion de Mach, toutes deux stables, pour le même angle de déflexion et le même nombre de Mach, et celle d'Ivanov et al. 1997 qui furent les premiers à vérifier numériquement l'existence du phénomène d'hystérésis. Depuis lors, ce sujet suscite un intérêt croissant, comme en témoigne le nombre de communications présentées au 22^{ème} symposium international sur les ondes de choc (ISSW22) qui s'est tenu à Londres en juillet 1998. En effet, si le phénomène d'hystérésis en lui-même n'est pas remis en cause, de nombreuses questions se posent encore. Une question évidente apparaît : pourquoi la boucle d'hystérésis a été observée dans certains travaux expérimentaux et non dans d'autres ?

Dans cette thèse la motivation principale a été de comprendre les différents facteurs qui gouvernent ces écoulements, et de retrouver numériquement le phénomène d'hystérésis dans les écoulements supersoniques induit par l'interférence des ondes de choc (interactions choc/choc et interaction choc/couche limite), plus particulièrement les interactions régulières et de Mach, observés lors des études expérimentales et numériques. Il est alors question de traiter ce problème par une étude numérique conçu sur le principe de schéma de capture de choc, tel que celui de Mc Cormack de type prédicateur correcteur, Roe's FDS ou encore Van Leer's FVS qui sont très utilisés dans ce genre configuration.

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-Stokes par la méthode des volumes finis. Le champ d'écoulement est subdivisé en petits volumes de contrôle. Les équations de conservation sont appliquées à chaque volume en prenant en compte les flux des variables à travers chaque face du volume de contrôle. Chaque variable est calculée au centre de chaque cellule et supposée constante dans tout le volume de contrôle. Le calcul des flux convectifs est basé sur deux schémas décentrés (Upwind) : Le schéma de Roe-FDS (flux difference splitting) et le schéma de Van Leer-FVS (flux vector splitting).

La diversité des méthodes numériques utilisée a permis d'étudier quatre phénomènes d'hystérésis distincts. Le premier a été observé, par variation du nombre de Mach, l'angle d'incidence des dièdres étant fixe. Le second, également à nombre de Mach constant, par variation de l'angle d'incidence des dièdres générateurs de chocs (cas asymétrique), le troisième a été étudié l'influence de variation des rapports de sur détente (le rapport entre la pression génératrice de la tuyère et la pression ambiante NPR). Enfin on étudie le phénomène

d'interaction onde de choc / couche limite, et développement de la zone de recirculation de la couche limite turbulente.

Ce travail a permis de faire plusieurs publications dans des journaux internationaux et conférence internationale et nationale on cite :

1. Transition for Regular to Mach Reflection: Hysteresis Phenomena. International Journal of Research in Engineering and Technology, Volume: 03 Issue: 05 | May-2014.
2. Numerical Simulation of the Interaction Shockwave / Turbulent Boundary Layer: Interference RR/MR. International Journal of Engineering and Advanced Technology, Volume-3, Issue-4, April 2014.
3. Études analytiques et numériques des interférences des ondes de choc asymétriques : Transitions RR-MR, Phénomène hystérésis. ScienceLib Editions Mersenne : Volume 6, N ° 140408.
4. Phénomène d'hystérésis et transition transitoire d'une réflexion régulière à une réflexion de Mach / onde de choc. International symposium on aircraft materials (ACMA2012).
5. Schéma de capture de choc et interférence des ondes de choc. International conference on energetic and pollution (ICEPC'07).

Le contenu de ce mémoire est organisé autour de cinq chapitres principaux et aborde successivement les méthodes de calculs des écoulement compressible et l'exploitation des résultats numériques pour ces configurations bidimensionnelles.

Une introduction est abordée au chapitre 1.

Le chapitre 2 est une synthèse bibliographique qui présente brièvement les différents types des interférences des ondes de chocs, et les notions théoriques utilisées tout au long de l'étude. Le phénomène d'hystérésis et l'effet de l'histoire de l'écoulement sont traités aussi dans ce chapitre.

Le chapitre 3 concerne les interactions de choc, en particulier les transitions possibles entre réflexion régulière et réflexion de Mach, les critères théorique de transitions (détachement et Van Neumann). Ces phénomènes de transitions peuvent apparaître dans les tuyères propulsives en régime décollement, et aussi dans les entrées d'air d'avions supersoniques.

Le chapitre 4 décrit la méthode de calculs des écoulements compressibles, à travers une représentation des schémas numériques à capture du choc. Les méthodes et moyens numériques utilisés dans la simulation. On présente tout d'abord les équations fondamentales de Navier-Stokes 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 5. Le code de calcul numérique est validé sur un cas test pour tous problèmes traités. Ceci nous a servi à valider les résultats obtenus.

Ce document se termine par une conclusion générale qui reprend les objectifs du présent travail et les principaux résultats obtenus. Des perspectives pour la poursuite de cette étude sont proposées. Aussi des annexes complémentaires sont incluses dans cette thèse.



Table des Matières

Table des matières	i
Table des figures	ii
Liste de symboles.....	iii
1. Introduction.....	1
1.1 Cadre de l'étude.....	1
1.2 Plan du mémoire.....	4
2. Présentation des différentes interactions d'ondes de choc.....	6
2.1. Généralités.....	6
2.2. Onde de choc détache.....	9
2.3. Tracé du diagramme pression-déflexion.....	11
2.4. Les différents types d'interaction d'onde de choc.....	14
2.4.1 Interaction de type I.....	15
2.4.1.1 Description du diagramme pression-déflexion.....	15
2.4.2 Interaction de type II.....	16
2.4.3 Interaction de type III.....	17
2.4.4 Interaction de type IV.....	18
2.4.5 Interaction de type V.....	20
2.4.6 Interaction de type VI.....	20
2.5 Réflexion d'ondes de choc en écoulement stationnaire.....	21
2.5.1 Réflexion régulière en écoulement stationnaire.....	22
2.5.1.1 Visualisation strioscopique de l'écoulement.....	22
2.5.1.2 Vue schématique.....	22
2.5.1.3 Equations.....	23
2.5.1.4 Représentation polaire.....	24
2.5.2 Réflexion de Mach en écoulement stationnaire.....	25
2.5.2.1 Visualisation strioscopique de l'écoulement.....	25
2.5.2.2 Vue schématique.....	25
2.5.2.3 Equations.....	26
2.5.2.4 Représentation polaire.....	28
3. Critères de transition et phénomènes d'hystérésis dans les réflexions d'ondes de choc.....	32
3.1 Introduction.....	32
3.2 Transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach.....	35
3.2.1 Critères de transition.....	37

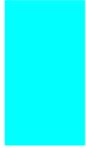
3.2.1.1 Critère de Von Neumann.....	37
3.2.1.2 Critère de détachement.....	38
3.2.1.3 Critère sonique.....	39
3.2.2 Zone duale.....	39
3.3 Phénomènes d'hystérésis.....	41
3.3.1 Hystérésis en angle.....	41
3.3.2 Hystérésis en Mach.....	42
3.3.2 Autres phénomènes d'hystérésis.....	43
3.4 Interactions de chocs dissymétriques.....	43
3.4.1 Configurations d'interactions dissymétriques.....	44
3.4.2 Etude analytique.....	45
4. Méthodes numériques de calcul des écoulements compressibles.....	55
4.1 Introduction.....	55
4.2 Méthodes de calcul des écoulements visqueux compressibles.....	56
4.2.1 Méthodes de capture de choc.....	57
4.2.2 Capture de choc utilisé en CFD.....	57
4.2.2.1 Schémas aux différences centrées.....	57
4.2.2.2 Schémas avec différenciation en amont.....	58
4.2.2 Effets de la dissipation numérique.....	61
4.2.3 Conditions aux frontières.....	62
4.2.4 Accélération de la convergence.....	62
4.3 Equations fondamentales des fluides compressibles.....	63
4.3.1 Equations moyennées.....	64
4.4 Discrétisation des équations par la méthode des volumes finis.....	67
4.5 Modèles de turbulence.....	69
4.5.1. Modèle de Baldwin-Lomax.....	70
4.5.2 Modèle de k- ϵ	71
4.5.3 Modèle de k- ω	72
4.5.4 Modèle de Spalart-Allmaras.....	73
4.6 Maillage.....	74
4.7 Approche numérique.....	74
5. Résultats et interprétation.....	83
5.1 Introduction.....	83

5.2	Maillage.....	84
5.3	Phénomène d'hystérésis induit par la variation du nombre de Mach.....	84
5.3.1	Sensibilité au maillage.....	85
5.3.2	Propriétés de la réflexion de Mach.....	86
5.3.2	Cycle hystérésis.....	90
5.4	Phénomène d'hystérésis induit par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateurs de chocs : Le cas asymétrique.....	96
5.4.1	Géométrie et paramètres de l'écoulement.....	96
5.4.2	Validation des résultats.....	97
5-5	La boucle d'hystérésis.....	97
5.6	Phénomène d'hystérésis induit par variation des rapports de sur détente NPR	104
5.6.1	Optimisation de la simulation numérique.....	104
5.6.2	Maillage et conditions aux limites.....	104
5.6.3	Influence des modèles de turbulence.....	105
5.6.4	Validation des résultats.....	107
5.7.	Résultats.....	109
5-7-1	Calcul du régime de Sur détente pour $NRP = 3$ (quelques propriétés).....	109
5-7-1-1	Décollement de la couche limite et choc oblique de décollement.....	109
5-7-1-2	Retour de l'écoulement.....	110
5-7-1-3	Interaction d'ondes de choc.....	110
5-8	Configuration asymétriques de l'écoulement et phénomène d'hystérésis.....	111
5.8.1	Influence de découlement les rapports des pressions.....	116
5.9	Phénomène d'hystérésis induit par interaction onde de choc / couche limite.....	117
5.9.1	Géométrie et paramètres de l'écoulement.....	120
5.9.1.1	Création de la géométrie et maillage.....	120
5.9.1.2	Contrôle du maillage.....	120
5.9.1	Modélisation et Solution numérique.....	121
5.10	Résultats.....	122
5.10.1	L'effet de nombre de Mach sur le décollement/recollement, et la hauteur de la zone d'interaction.....	127
	Conclusion générale.....	131
	Annexe A	

Liste des figures

- Fig 1-1 les différents problèmes aérodynamiques rencontrés lors d'une rentrée atmosphérique
- Fig 2-1 Représentation graphique d'une onde de choc oblique
- Fig 2-2 Onde de choc attachée et détachée
- Fig 2-3 Onde détachée devant un corps émoussé
- Fig 2-4 polaire de choc pour Mach = 10
- Fig 2-5 Classification des six types d'interférences
- Fig 2-6 interférence de type I
- Fig 2-7 interférence de type II
- Fig 2-8 interférence de type III
- Fig 2-9 interférence de type IV
- Fig 2-10 interférence de type V
- Fig 2-11 interférence de type VI
- Fig 2-12 Strioscopie d'une réflexion régulière ($\delta = 31.67^\circ, M = 5$) Expérience ITAM Russie.
- Fig 2-13 Réflexion régulière
- Fig 2-14 Représentation polaire d'une réflexion régulière obtenue pour un nombre de Mach égal à 10
- Fig 2-15 Strioscopie d'une réflexion de Mach ($\delta = 31.67^\circ, M = 5$) Expérience ITAM, Russie.
- Fig 2-16 Réflexion de Mach
- Fig 2-17 Représentation polaire d'une réflexion de Mach obtenue pour un nombre de Mach égal à 10
- Fig 2-18 Représentation polaire des trois réflexions de Mach possibles
- Fig 2-19 Vue schématique des trois types de réflexions de Mach
- Fig 3-1 Entrée d'air supersonique avec interférences de chocs
- Fig 3-2 Entrée d'air supersonique avec focalisation de chocs
- Fig 3-3 Entrée d'air supersonique avec formation de disque de Mach
- Fig 3-4 Réflexion régulière dans une tuyère décollée
- Fig 3-5 Réflexion de Mach dans une tuyère décollée
- Fig 3-6 Saut de pression de part et d'autre du point triple
- Fig 3-7 Représentation polaire du critère de Von Neumann
- Fig 3-8 Représentation polaire du critère de détachement
- Fig 3-9 Représentation polaire du critère sonique
- Fig 3-10 Evolution des critères de transition dans le plan (M_0, δ_i)
- Fig 3-11 Domaines des différentes configurations possibles
- Fig 3-12 Interactions de chocs asymétriques
- Fig 3-13 Les différentes combinaisons des polaires de choc.
- Fig 3-14 Les différentes configurations d'écoulement en aval du disque de Mach
- Fig.2.15 Combinaison de polaires de choc illustrant une réflexion régulière impliquant un choc réfléchi fort
- Fig 5-1 Géométrie de la tuyère 2D
- Fig 5-2 Distribution de pression le long de l'axe de symétrie pour les différents maillages
- Fig 5-5 Domaines des différentes configurations possibles
- Fig 5-6 Cycle d'hystérésis induit par la variation du nombre de mach, pour un angle $\theta = 25^\circ$
- Fig 5-7 Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène d'hystérésis induit par la variation du nombre de Mach pour $\theta = 25^\circ$
- Fig 5-8 Comparaison des hauteurs de disque de Mach expérimentales, analytiques et numériques, obtenues pour un angle de déviation θ de 25°
- Fig 5-9 Comparaison des positions des disques de Mach obtenues expérimentalement, analytiquement et numériquement pour un angle $\theta = 25^\circ$
- Fig 5-10 Géométrie et paramètres de l'écoulement du problème
- Fig 5-11 Comparaison de notre résultats ($\theta_1 = 28.44^\circ, \theta_2 = 24.14^\circ$) (à droite) avec les travaux [12] ($\theta_1 = 28^\circ, \theta_2 = 24^\circ$), (à gauche), dans les memes conditions. $M = 4.96$.

- Fig 5-12 Phénomène d'hystérésis induit par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateurs de chocs
- Fig 5-13 Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène d'hystérésis induit par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateurs de chocs : Le cas asymétrique. Pour $M_0 = 4.96$
- Fig 5-14 Les domaines d'existence des différents types de configuration de choc et les points de transition numérique pour un nombre de Mach ($M_0 = 4.96$)
- Fig 5-15 Domaines des différentes réflexions théoriquement possibles dans le plan (M_0, θ_1) , pour un angle $\theta_2 = 25^\circ$ fixé
- Fig 5-16 Vue du montage en veine d'essai
- Fig 5-17 profil de la tuyère utilisée dans les calculs 2D
- Fig 5-18 Maillage structuré de la tuyère
- Fig 5-19 Influence du modèle de turbulence sur la répartition de la pression à NPR=4.6
- Fig 5-20 Comparaison de notre résultats avec les travaux [30], pour même NPR=3
- Fig 5-21 Distribution de la pression pariétale des parois supérieures, NPR=3. Comparaison de notre résultats avec les travaux
- Fig 5-22 (A)- Décollement de la couche limite.
(B)- Le choc oblique de décollement et déviation de l'écoulement.
- Fig 5-24 Interaction d'onde de choc
- Fig 5-23 Retour de l'écoulement
- Fig 5-25 visualisation numérique de la configuration d'écoulement à deux NPRs différent.
A : Configuration symétrique pour NPR = 2.02
B : Configuration asymétrique pour NPR = 1.67.
- Fig 5-26 Apparition de dissymétrie
- Fig 5-27 Phénomène d'hystérésis induit par variation des rapports de sur détente NPR.
- Fig 5-28A Comparaison des rapports de pression (NPR croissant)
- Fig 5-28B Comparaison des rapports de pression (NPR décroissant)
- Fig 5-29 Schématisation des interférences onde de choc /couche limite
- Fig 5-30 Géométrie et maillage du problème
- Fig 5-31 Évolution de y^+ le long de paroi pour le modèle kw-SST.
- Fig 5-32 Iso contours des champs de la masse volumique de la forme de la zone d'interaction (bulle de re-circulation) pour différent nombre de Mach.
- Fig 5.33 A - Evolutions longitudinales des pressions pariétales.
B - Evolutions longitudinales des coefficients de frottement.
- Fig 5-34 Évolutions des points de décollement et de recollement en fonction du nombre amont
- Fig 5-35 Hauteur de la zone d'interaction en fonction du nombre de Mach amont



Liste des tableaux

Tableau 5-1	Paramètres physiques de l'écoulement à l'entrée
Tableau 5-2	Paramètres physiques de l'écoulement à l'entrée
Tableau 5-3	Paramètres physiques de l'écoulement à l'entrée.

Liste des symboles

RR	Interaction régulière.
MR	Interaction de Mach.
DiMR	Interaction de Mach directe.
InMR	Interaction de Mach inverse.
StMR	Interaction de Mach stationnaire.
θ	Angle de déflexion de l'écoulement.
δ	L'angle de l'onde de choc.
NPR	Rapport des pressions ou taux de détente P_{i0}/p_a
i_1-i_2	Choc incidents.
r_1-r_2	Chocs réfléchis.
T_1-T_2	Points triples.
s_1-s_2	Lignes de glissement.
M_0, M_∞	nombre de Mach amont
P_0	pression en amont de l'onde de choc
P	pression en aval
γ	Rapport des chaleurs spécifiques.
ζ	Rapport des pressions à travers les chocs.
CFL	Pas de temps.
θ_1^T, θ_2^T	Critère de Von Neumann (cas dissymétrique).
θ_1^N, θ_2^N	Critère de détachement (cas dissymétrique).
θ_1^E, θ_2^E	Critère de détachement (cas symétrique).
θ_1^D	Valeur limite d'onde de choc attachée.
Re	Nombre de Reynolds
T	Température
$U\tau$	Vitesse de frottement
u	Composante transversale de la vitesse
V	Vecteur vitesse
μ	Viscosité du fluide
x	Abscisse
y	Ordonnée
v	Composante normale de la vitesse
C_p	Chaleur spécifique à pression constante
C_v	Chaleur spécifique à volume constant
G	Ecart entre les bords de fuite ($G = 2g$)
g	Distance entre l'axe de symétrie et le bord de fuite
H	Ecart entre les bords d'attaque ($H = 2h$)
h	Distance entre l'axe de symétrie et le bord d'attaque ou enthalpie massique
Lm	hauteur du disque de Mach
X_1	Position du disque de Mach / au plan des bords de fuite
X_2	Position du disque de Mach / au plan des bords d'attaque
α_0	Angle de Mach
Gibbs :	Ce phénomène est un effet de bord qui se produit à proximité d'une discontinuité, lors de l'analyse d'une fonction dérivable par morceaux. En mathématiques, et plus particulièrement en analyse numérique, un effet de bord est un phénomène d'instabilité numérique au bord de l'intervalle d'étude.

Chapitre

I

Introduction

1.1 Cadre de l'étude

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 (figure1). 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 de tuyères propulsives). Poursuivante 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.

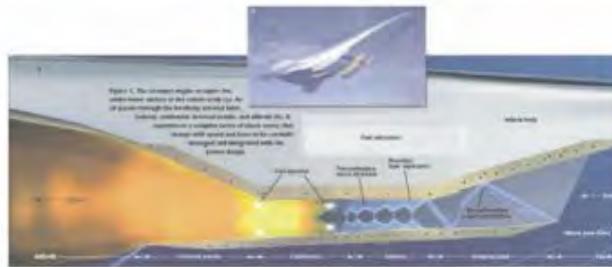
Un autre aspect important des vols en régime supersonique est l'interaction onde de choc/ couche limite. Cette appellation couvre une classe de problèmes comprenant la déviation de la couche limite par un obstacle abrupt (rampe de compression), et l'interaction d'un choc incident avec la couche limite. 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 surflux thermiques importants.

Une autre source de surflux 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.

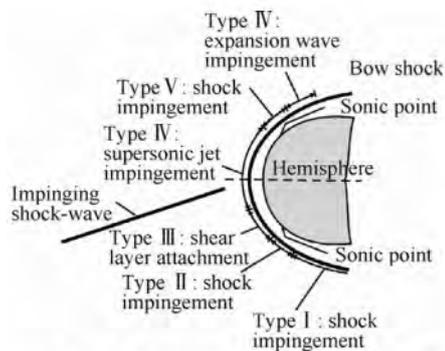
Dans certaines situations un jet supersonique issu de l'interaction vient frapper la paroi et induit une amplification substantielle de flux thermique pariétal. Les interférences de ce type peuvent se reproduire entre les chocs issus des différentes composantes d'un lanceur ou dans le cas d'un moteur aérobie à combustion supersonique, elles peuvent être localisées à l'intérieur même du moteur. Dans ce dernier cas par exemple, il peut y avoir interférences entre le choc issu du bord d'attaque de la prise d'air et les mâts d'injection de carburant de faibles dimensions.

Ce mémoire étudie essentiellement les phénomènes touchant au domaine aéronautique et spatial. Il traite l'examen par simulation numérique les interactions des ondes de choc des écoulements supersoniques dans les tuyères de moteur-fusée, les écoulements d'arrière-corps, et les écoulements dans les entrées d'air supersonique. La motivation principale de ce travail a été de comprendre les différents facteurs qui gouvernent ces écoulements, et de retrouver numériquement le phénomène d'hystérésis 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, observés lors des études expérimentales et numériques.

L'étude des interactions de choc en régime stationnaire où en phase transitoire est encore aujourd'hui un problème d'actualité. À cause du regain d'intérêt pour les vols à grandes vitesses. Le domaine d'application couvre toute l'aviation supersonique et concerne plus particulièrement les écoulements dans les entrées d'air supersoniques, dans les tuyères propulsives en présence de décollement ou encore dans les écoulements externes le long du fuselage. Le problème de la transition entre réflexion régulière RR, et réflexion de Mach MR, relève d'une ancienne préoccupation. En effet celui-ci a fait l'objet, dans le passé, de nombreuses études de Von Neumann [1], notamment expérimentales de Hornung & al. [2] [3], en raison de l'absence à l'époque de moyens de calcul importants. Il y a quelques années, avec la découverte expérimentale de Chpoun & al. [4], Puis numérique d'Ivanov & al. [5], J.Vuillon et al [6], d'un phénomène d'hystérésis ayant lieu lors des transitions MR/RR. Depuis, de nombreuses équipes s'intéressent à ce phénomène et utilisent divers moyens d'investigations aussi bien expérimentaux que théoriques ou numériques afin de mieux l'appréhender.



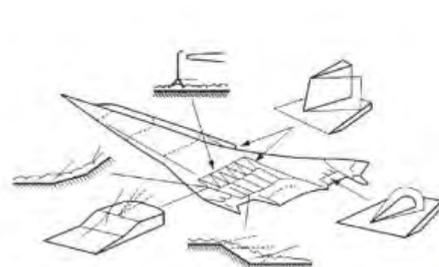
Shock waves and reflections in supersonic ramjet



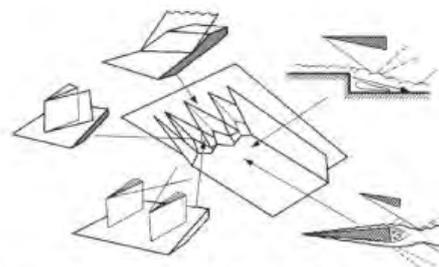
Shock-shock interaction schematic illustration



Type IV shock-shock interaction^[31]

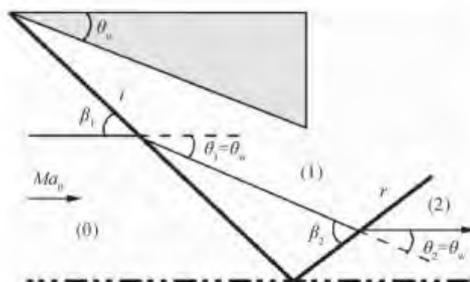


(a) Interactions in the vicinity of a high-speed vehicle

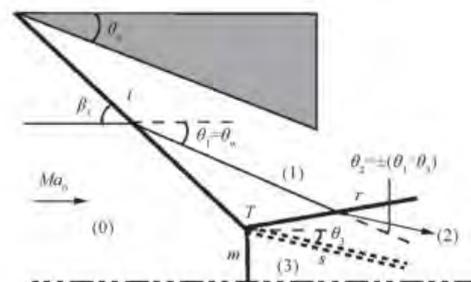


(b) Interactions in the vicinity of a scramjet

Examples of shock/boundary-layer interactions.



(a) Regular reflection



(b) Mach regular reflection

Schematic illustration of shock wave reflection.

Fig. 1-1 les différents problèmes aérodynamiques rencontrés lors d'une rentrée atmosphérique [7].

1.2 Plan de thèse

Faisant suite à la présente introduction, le contenu de ce mémoire est organisé autour de cinq chapitres principaux et aborde successivement les méthodes de calcul des écoulements compressibles et l'exploitation des résultats numériques pour des configurations bidimensionnelles.

Le chapitre 2 est une synthèse bibliographique qui présente brièvement les différents types des interférences des ondes de choc, et les notions théoriques utilisées tout au long de l'étude. Le phénomène d'hystérésis et l'effet de l'histoire de l'écoulement.

Le chapitre 3 concerne les interactions de choc, en particulier les transitions possibles entre réflexion régulière et réflexion de Mach, le critère théorique de transitions (détachement et Van Neumann). Ces phénomènes de transitions peuvent apparaître dans les tuyères propulsives en régime décollé, et aussi dans les entrées d'air d'avions supersoniques.

Le chapitre 4 décrit la méthode de calcul des écoulements compressibles, à travers une représentation des schémas numériques à capteur du choc. Les méthodes et moyens numériques utilisés dans la simulation numérique. On présente tout d'abord les équations fondamentales de Navier-Stokes 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 5. Le code de calcul numérique est validé sur un cas test pour tous problèmes traités. Ceci nous a servis à valider les résultats obtenus.

Ce document se termine par une conclusion générale qui reprend les objectifs du présent travail et les principaux résultats obtenus. Des perspectives pour la poursuite de cette étude sont proposées. Et en fin des annexes complémentaires.

Références

- [1] Von Neumann.J. (1963). Oblique reflection of shock waves. Explosive Research Report N° 12, Navy Dept.6 : 238-299.
- [2] Hornung. H. Oertel.H. Sandemaa R. J. (1979) Transition to Mach reflexion of shock waves in steady and pseudo-steady flow with and without relaxtion.J. Fluid. Mech. 90 : 541.
- [3] Hornung. H. Robinson.M.L. Transition form regular to Mach reflection of shock waves. Part2 : The steady-flow criterion. J.Fluid. Mech. 123 : 155-1641982.
- [4] Chpoun. A. Passerel. D. Li.H. Ben-Dor. G. (1995). Reconsideration of oblique shock wave reflectio in steady flows. Part 1 : Experimental investigation. J.Fluid Mech. 301 : 19-35.
- [5] Ivanov.M.S. Gimelshein. S.F. Beylich. A.E. (1995). Hysteresis effect in stationary reflection of shock waves. Phys. Fluids, 7 (4) : 685-687.
- [6] Vuillon. J. Zeitoun. D. Ben-Dor.G. (1996). Numerical investigation of shock wave reflections in steady flows. AIAA Journal, 34 (6) : 1167-1173.
- [7] Ziniu. Wu. Yizhe. Xu. Wang. Wenbin. Ruifeng. Hu. (2013). Review of shock wave detection method in CFD post-processing. Chinese Journal of Aeronautics, 26 (3) : 501-513.

Chapitre

2

Présentation des différentes interactions d'ondes de choc

Différentes configurations d'interactions d'ondes de choc ont été répertoriées lors d'une étude systématique menée par Edney [1]. En préambule à la présentation détaillée de ces différents schémas d'interférence, quelques notions de base, relatives aux ondes de choc ont définies. Enfin, différentes interprétations de la structure des divers écoulements illustrées par des diagrammes pression-déflexion sont données.

2.1. Généralités

Depuis de nombreuses années, on a observé qu'un fluide compressible pouvait subir dans certaines conditions, un brusque changement d'état, assimilable à la traversée d'une discontinuité. La propagation d'une détonation, une explosion, ou encore le système d'ondes formées devant le nez d'un projectile lancé à une vitesse supersonique sont des exemples courants de ce phénomène. Dans tous les cas précédents, le fluide est soumis à une compression quasi-instantanée au travers d'une région d'épaisseur faible appelée onde de choc.

Un gradient de pression très important règne au travers de l'onde de choc, et ce fait, la température et la densité du fluide augmentent, modifiant ainsi son indice optique. Cette dernière propriété permet l'observation des ondes de choc, grâce au procédé de strioscopie. Le processus de compression, très brusque, au travers d'une onde de choc est fortement irréversible. Une grande part de l'énergie cinétique que le gaz possède en amont de la discontinuité est dégradée en chaleur. La température statique au sein de l'écoulement issu de l'onde de choc est supérieure à celle que l'on aurait obtenue lors d'une évolution

isentropique. Le nombre de Mach diminue et devient inférieur à un, dans le cas de la traversée d'une onde de choc normale pour laquelle les vectrices vitesses des écoulements amont et aval sont perpendiculaires au front de l'onde. Le nombre de Mach diminue dans le cas d'une onde de choc oblique, mais l'écoulement est dévié et peut demeurer supersonique. La transition entre un écoulement (issu d'une onde de choc oblique) supersonique et subsonique apparaît pour un angle appelé : critère sonique. La distinction entre choc faible et choc fort est obtenue, quant à elle, grâce au critère de détachement : il est repéré par les deux tangentes verticales de la polaire de choc considérée. Comme il sera constaté par la suite, ces deux derniers cas s'apparentent à deux solutions différentes des relations de saut au niveau des discontinuités.

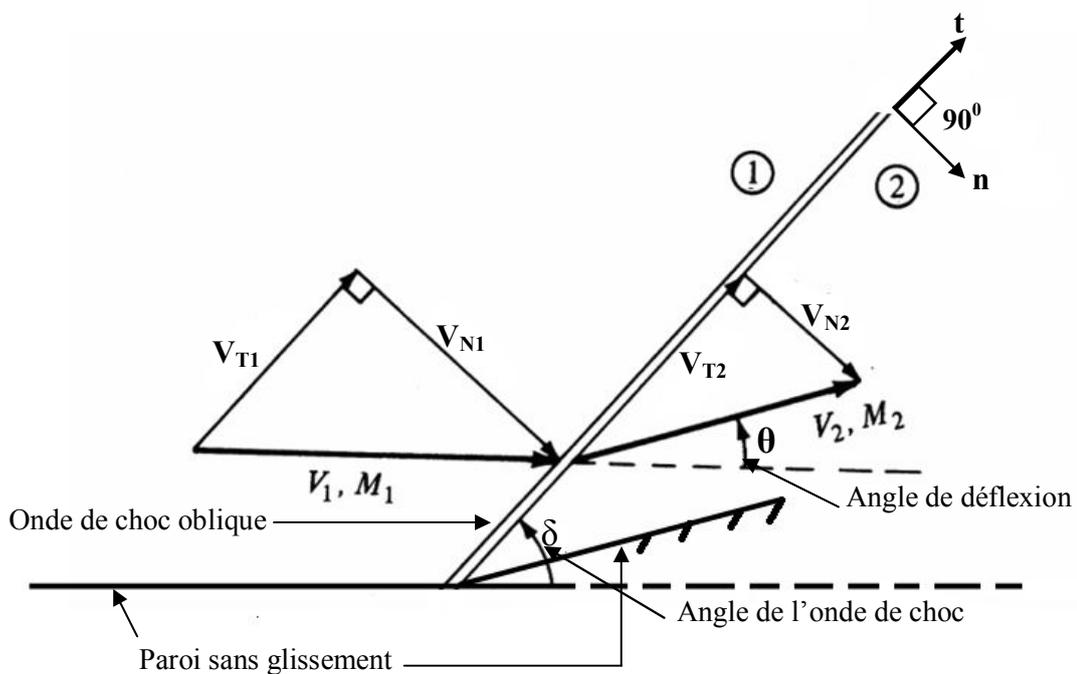


Fig .2-1 Représentation graphique d'une onde de choc oblique

Les équations de bilan relatives à une onde de choc normale sont immédiates car l'écoulement n'est pas dévié : c'est le cas le plus simple pour lequel le fluide subit la plus forte perte de pression d'arrêt. Dans le cas de la traversée d'une onde de choc oblique, des paramètres supplémentaires entrent en considération afin de décrire le changement de direction du fluide « δ » qui a lieu au travers d'une onde de choc attachée (contrairement au cas de la partie droite de la figure. 2-2).

Une onde de choc oblique prend naissance au sein d'un écoulement supersonique lorsqu'une surface impose aux lignes de courant un changement de direction. Ce changement de direction se fait suivant un angle appelé angle de déflexion de l'écoulement : « θ » sur la figure ci-dessus. En considérant que l'écoulement est stationnaire, bidimensionnel et adiabatique, et qu'aucun extérieur n'entre en jeu, on déduit de V_1 et de V_2 , les composantes tangentielles V_T et normal V_N

$$V_{T1} = V_1 \cos \delta$$

$$V_{T2} = V_2 \cos (\delta - \theta)$$

$$V_{N1} = V_1 \sin \delta$$

$$V_{N2} = V_2 \sin (\delta - \theta)$$

Les équations de conservation s'écrivent de la manière suivante :

- Masse :

$$\rho_1 V_{N1} = \rho_2 V_{N2} \quad 2.1$$

- Quantité de mouvements :

$$p_1 + \rho_1 (V_{N1})^2 = p_2 + \rho_2 (V_{N2})^2 \text{ (projection sur la normal)} \quad 2.2$$

$$V_{T1} = V_{T2} \text{ (projection sur la tangente)} \quad 2.3$$

- Energie :

$$h_1 + (V_{N1})^2 / 2 = h_2 + (V_{N2})^2 / 2 \quad 2.4$$

Dans le cas d'un gaz parfait, on peut ajouter aux équations précédentes, les équations d'état :

$$p / \rho = rT \quad 2.5$$

Et

$$dh = C_p dT \quad 2.6$$

Et l'on peut déduire de l'ensemble de ces égalités, les relations de saut au travers d'une onde de choc oblique :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 \sin^2 \delta - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad 2.7$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)M_1^2 \sin^2 \delta}{2(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \delta} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad 2.8$$

En appelant ξ le rapport de pression (P_2 / P_1) au travers de l'onde de choc, le nombre de Mach après le choc s'exprime :

$$M_2^2 = \frac{M_1^2 [(\gamma+1)\xi + (\gamma-1)] - 2(\xi^2 - 1)}{\xi [(\gamma-1)\xi + (\gamma+1)]} \quad 2.9$$

Enfin, on peut exprimer l'angle de déflexion θ en fonction de l'angle entre le choc et la direction de l'écoulement amont δ :

$$\frac{1}{\tan \theta} = \left(\frac{\gamma+1}{2} \frac{M_1^2}{M_1^2 \sin^2 \delta} - 1 \right) \tan \delta \quad 2.10$$

Pour l'angle de déflexion est important, et par conséquent l'angle de l'onde de choc oblique est grand, plus l'intensité du choc est grand (augmentation de saut de pression).

2.2. Onde de choc détaché

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. [2].

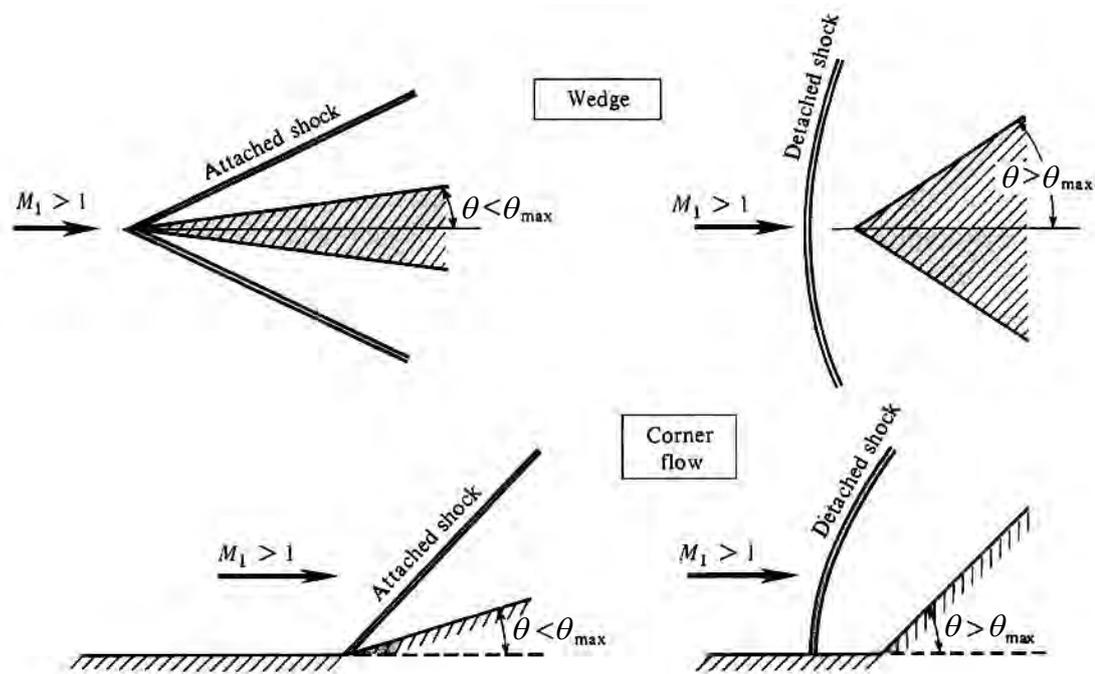


Fig 2-2 Onde de choc attachée et détachée [2].

La formule empirique d'Ambrosio & al. [3] donne la distance de détachement au niveau du point d'arrêt en régime de couche limite : Lengrand & al. [4] ($Re > 1400$) ou non

visqueux, pour un cylindre :
$$\frac{\Delta_{nv}}{R} = 0.386 e^{\frac{4.67}{M_\infty^2}}$$

- Δ_{nv} : Distance de détachement
- R : rayon du cylindre ou rayon de courbure du bord d'attaque
- M_∞ : Nombre de Mach amont

Lorsqu'un gaz s'écoule à une vitesse supersonique sur un corps émoussé, on a formation d'une onde de choc détachée. On peut donc avoir une remontée de l'information au voisinage du nez de l'obstacle (écoulement localement subsonique). En outre, billig [5]

a proposé une forme semi-empirique qui fournit une bonne représentation d'une onde de choc détachée devant un cylindre.

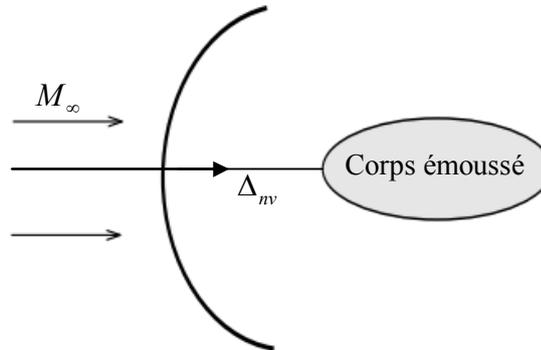


Fig 2-3 Onde détachée devant un corps émoussé

2.3. Tracé du diagramme pression-déflexion

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 :

$$\tan \theta = \frac{\frac{p}{p_0} - 1}{1 + \gamma M_0^2 - \frac{p}{p_0}} \sqrt{\frac{\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_0^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} - \frac{p}{p_0}}{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} - \frac{p}{p_0}}} \quad 2.11$$

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

A titre d'exemple, le diagramme $(P/P_0, \theta)$, est tracé ci-dessous, figure 2-4, pour un nombre de Mach amont égal à 10 et un rapport de chaleur spécifique $\gamma = 1,4$. Dans ce cas, le rapport maximal de pression est égal à 116,5 et l'angle de déviation maximal de l'écoulement θ_{\max} est de $44,43^\circ$, ce qui correspond à un angle de choc incident θ_{\max} égal à $67,45^\circ$.

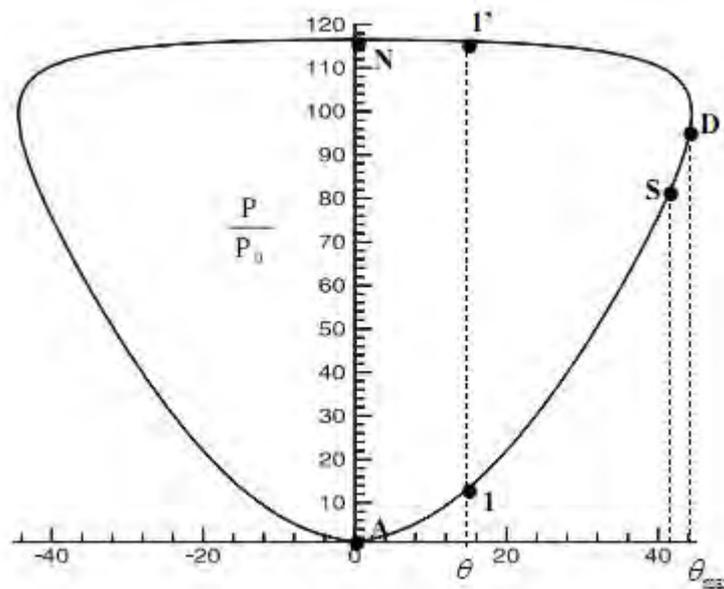


Fig 2-4 polaire de choc pour Mach = 10 [6]

Quatre points particuliers sont indiqués sur la polaire de choc :

1. Le point A

Les polaires de choc sont des courbes fermées, symétriques par rapport à l'axe $\theta = 0$. L'angle de choc θ , défini par rapport à la direction initiale de l'écoulement, sont ici égaux à l'angle de Mach défini par $(\alpha_0 = \arcsin(1/M_0))$.

Lorsque θ tend vers α_0 , la vitesse aval V_1 tend vers la vitesse amont V_0 .

2. Le point N

Ce point correspond au rapport maximal des pressions statiques.

La déviation de l'écoulement est alors nulle ($\theta = 0$), ce qui correspond à un choc droit ($\delta = 90^\circ$) aussi appelé choc normal.

3. Le point S

Ce point est le point de la polaire de choc où $M_1 = 1$.

Il sépare la polaire en deux parties :

- de A à S, l'écoulement aval est supersonique.
- de S à N, l'écoulement aval est subsonique.

4. Le point D

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.

L'angle de choc δ_{\max} , correspondant à cette déviation maximale est fonction du nombre de Mach, est donné par l'expression suivante :

$$\sin^2 \delta_{\max} = \frac{1}{4\gamma M_0^2} \left[(\gamma + 1)M_0^2 - 4 + \sqrt{(\gamma + 1)[(\gamma + 1)M_0^2 + 8(\gamma - 1)M_0^2 + 16]} \right] \quad 2.12$$

Connaissant δ_{\max} , M_0 , et γ , on en déduit la valeur de θ_{\max} par la formule :

$$\frac{1}{\tan \theta} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{M_0^2}{M_0^2 \sin^2 \delta - 1} \right) \tan \delta \quad 2.13$$

Lorsque M_0 croît, θ_{\max} croît également et pour M_0 tendant vers l'infini, θ_{\max} tend vers la valeur $Ar \sin(1/\alpha)$.

Pour une valeur donnée de la déflexion $\theta < \theta_{\max}$, il existe deux solutions (1) et (1'), c'est-à-dire deux ondes de choc (C1) et (C1') conduisant à des rapports de pression différents. La première (1) pour laquelle le rapport de pression est le plus petit est appelée la solution 'choc faible' et la seconde (1') est la solution 'choc forte'.

2.4 Les différents types d'interaction d'onde de choc

Dans cette partie sont donnés les différents types d'interactions que l'on peut obtenir entre une onde de choc oblique incident et une onde détachée devant un corps

émoussé (dièdre émoussé, hémisphère ou cylindre par exemple). Le schéma d'interférence obtenu dépend de la position angulaire du point de concours entre l'onde de choc incidente et l'onde de choc détachée. Le type d'interférence est déterminant vis-à-vis de l'échange de chaleur entre le gaz et la paroi du corps qui génère l'onde détachée. C'est pour étudier l'intensité des flux transmis lors d'interaction d'onde de choc qu'Edney [1] a classé les interférences selon six modèles ou schéma différent. Cette classification a été universellement adoptée (figure 2-5). Ces six types d'interférence engendrent des pics de flux et de pression par le biais de différents mécanismes : interaction entre onde de choc et couche limite, attachement d'une couche de cisaillement, ou impact d'un jet supersonique. D'autres mécanismes dont découlent des effets thermiques secondaires existent : jet rasant la paroi et interaction d'un faisceau de détente avec la couche limite de la paroi. On peut regrouper les schémas d'interférences d'après le type d'action qu'ils induisent sur la paroi :

- Interaction choc-couche limite : types **I**, **II** et **V**
- Interaction due à l'impact d'une couche de cisaillement : type **III**
- Interaction due à l'impact d'un jet supersonique : type **IV**
- Interaction faisceau de détente-couche limite : **VI**

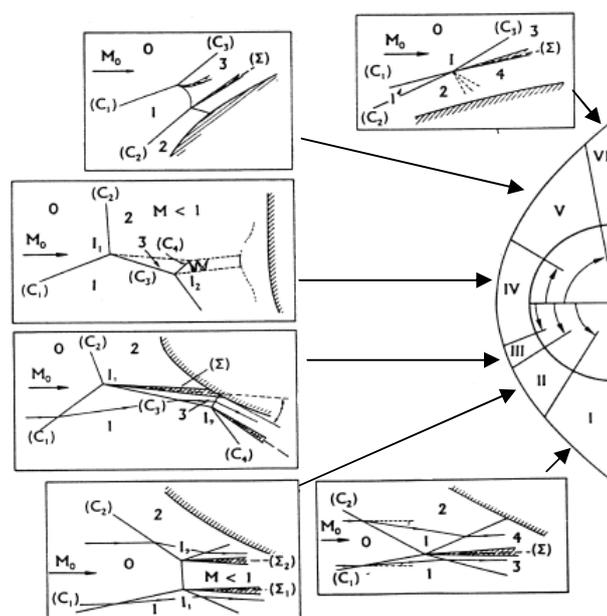


Fig 2-5 Classification des six types d'interférences [6]

2.4.1 Interaction de type I :

Une interférence de type I a lieu lorsque deux ondes de choc de familles opposées interagissent. C'est-à-dire, lorsque deux ondes qui ont un angle d'inclinaison opposé par rapport à la direction de l'écoulement amont interfèrent. Supposons que le générateur de choc se trouve au-dessous du corps émoussé (figure 2-6). Pour une telle configuration, l'intersection des chocs a lieu nettement au-dessous de la ligne sonique. Excepté dans le cas de l'interaction de deux chocs de même intensité, une ligne de glissement prend naissance au point I entre les régions 3 et 4 au sein desquelles la vitesse est différente, mais la pression statique identique.

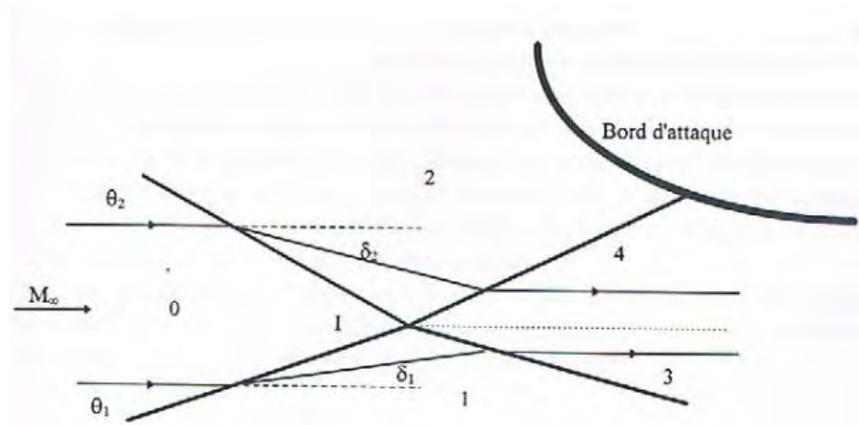


Fig 2-6 interférences de type I [1]

L'onde de choc transmise séparant la région 4 interagit avec la couche limite et peut même décoller celle-ci et entraîne une transition local de l'écoulement vers la turbulence : Billig [7]. Dans ce cas on a un accroissement important du flux de chaleur à la paroi de l'obstacle. Les diagrammes représentant le rapport des pressions en fonction de l'angle de déflexion de l'écoulement (polaire de choc) sont donnés en annexe A, pour chaque schéma d'interférence. On donnera la description détaillée de celui relatif à l'interférence de type I, puis on soulignera les détails remarquables des autres diagrammes.

2.4.1.1 Description du diagramme pression-déflexion

Concédons un écoulement amont dont le nombre de Mach est de 4.96. La polaire située au bas du graphe (figure1, annexe A) est tercée en remplaçant $M_0 = 4.96$ dans les

équations précédemment donné. La déflexion au travers du choc oblique incident est de 5° . Cet angle définit le point (1) correspondant aux conditions de la région 1 de l'écoulement : $M_1 = 4.459$. L'origine de la polaire reliée à M_1 est donc obtenue sur la polaire liée à M_0 à l'abscisse $\theta = 5^\circ$, car cette polaire correspond au lieu des points que l'on peut obtenir pour un écoulement de Mach M_0 à l'issue de la traversée d'une onde de choc oblique. En remplaçant dans la formule M_0 par M_1 , on obtient le lieu géométrique de la déviation correspondant à un saut de pression (P/P_1).

Pour insérer cette polaire sur le diagramme $(P/P_0) = f(\theta)$ il convient d'effectuer un changement d'origine pour θ , et de multiplier les rapports de pression (P/P_1) obtenus, par (P_1/P_0) . D'une manière similaire, on suppose que l'écoulement est dévié de 32° vers le bas de la traversée de l'onde de choc détachée. Cet angle définit la région 2 (point (2)) à partir duquel on peut tracer la polaire de choc décrite par l'écoulement à nombre de Mach M_2 de 1.98. L'intersection des polaires liées à M_2 et M_1 définit les points (3) et (4) confondus, car dans ces deux régions séparées par un linge de glissement, la pression statique doit être identique, au même titre que la direction de la vectrice vitesse de l'écoulement. Notons que l'autre point d'intersection entre les polaires liées à M_1 et M_0 et correspondant à la traversée d'un choc fort entre la région 0 et 1 est écarté car dans la configuration de l'intersection de type I ce choc est faible et l'écoulement reste supersonique dans la région 1.

2.4.2 Interaction de type II

Lorsque les chocs incidents et détachés (toujours de familles opposées) sont sécants juste au-dessous de la ligne sonique, on obtient une interférence de type II. Les chocs donnant naissance à l'interférence sont toujours faibles, mais le choc détaché est plus fort que dans le cas I. Dans ces conditions, on obtient une réflexion de Mach permettant à l'écoulement de contourner l'obstacle. L'analyse des polaires de choc (figure 2, annexe A), montre qu'une solution de type I n'est pas possible : les polaires des ondes 1 et 2 ne sont plus concourantes à partir d'un certain angle du choc détaché.

La limite entre les deux schémas d'interférence est obtenue au point de tangence. La portion de la polaire 0 comprise entre les points 3 et 4 ou 5 et 6 représente le lieu des solutions du choc quasi-normal et non uniforme reliant les points I_1 et I_2 . Ce choc est appelé disque de Mach. Au travers de ce disque, l'écoulement amont est soumis à un choc

fort qui le rend subsonique, alors que l'écoulement dans les régions 4 et 3 est supersonique. Des lignes de glissements naissant donc aux points I_2 et I_1 , séparant respectivement les régions 4 et 6, et 5 et 3. Ces lignes de glissement convergent en formant une tuyère car l'écoulement doit redevenir supersonique. La ligne de glissement séparant les zones 5 et 3 s'apparente à la couche de cisaillement rencontrée dans une interaction de type III et peut engendrer, à l'instar de cette dernière configuration, un flux de chaleur important si elle frappe la paroi.

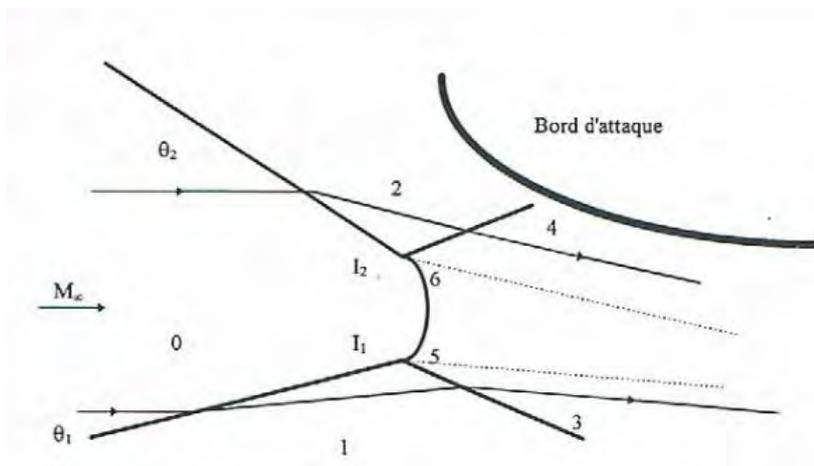


Fig 2-7 interférence de type II [1]

2.4.3 Interaction de type III

Ce type d'interférence se produit lorsque le choc incident intercepte le choc détaché au-dessus de la ligne sonique, c'est-à-dire dans la région subsonique qui entoure le point d'arrêt. Le choc au travers de l'onde détachée est dans ce cas un choc fort et il intercepte un choc incident faible. Sur la polaire de choc (figure 3, annexe A), le point 2 correspond à la solution d'un choc fort et est compatible avec l'écoulement au sein de la région 3, issu de la région 1 en franchissant le choc faible.

La couche de cisaillement séparant les régions 2 et 3 est à la frontière entre un écoulement supersonique et un écoulement subsonique et présente des contraintes visqueuses très importantes. De plus, le nombre de Reynolds dans la région 3 peut être suffisamment grand pour que la transition vers la turbulence ait lieu dans la couche de cisaillement, et favorise la transmission de chaleur à la paroi. Les lignes de courant se

séparent de part et d'autre de la couche de cisaillement et l'écoulement de la région 2 contourne l'obstacle par le haut, alors que celui de la région 3 est dévié vers le bas.

L'attachement de la couche de cisaillement dépend de M_3 et de ψ_3 figure 2-8. Si le nombre de Mach dans la région 3 est suffisamment élevé, et si ψ_3 ne dépasse pas l'angle de déflexion maximal, alors la zone de cisaillement sera attachée à la paroi, sinon la figure d'interférence sera type IV. Notons que pour ce dernier type de schéma, le diagramme polaire est similaire jusqu'aux régions 4 et 5.

Si la couche de cisaillement est attachée, un autre point triple I_2 est formé. Une zone de glissement sépare la région 4 de la région 5. Le point I_2 est représenté sur le diagramme polaire, à l'intersection des polaires 1 et 3.

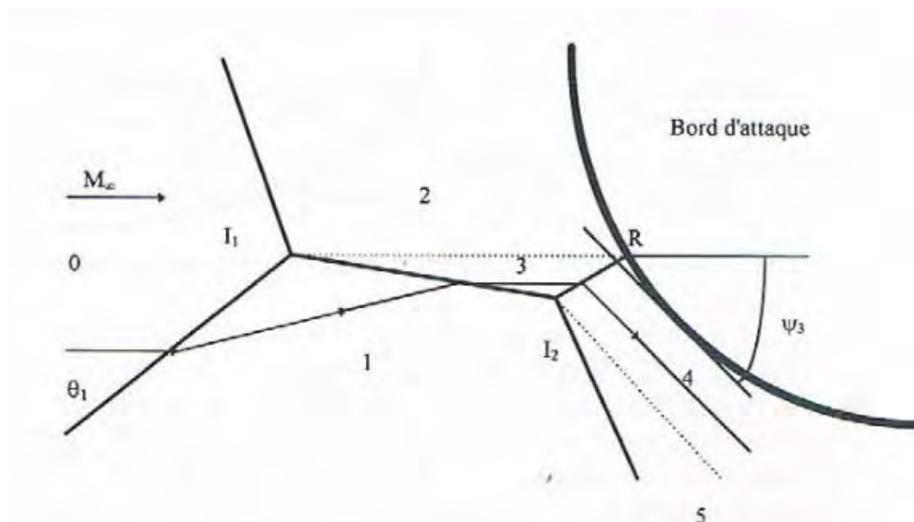


Fig 2-8 interférence de type III [1]

2.4.4 Interaction de type IV

Une interférence de type IV se produit lorsque le choc incident interagit avec la partie quasi-normale de l'onde détachée. La structure de l'écoulement qui en résulte est très complexe. Elle comporte un jet supersonique traversant une zone subsonique comprise entre l'onde détachée et la paroi. En amont de la région 3 et jusqu'à cette région, la structure de l'écoulement est identique à celle obtenue pour une interférence de type III. L'interférence de type IV est donc considérée comme un cas particulier du schéma III. On passe de l'un à l'autre lorsque l'on se rapproche du point de stagnation. Du point de vue

des polaires de choc (figure 4, annexe A), on passe du point 4 au point 6 par une détente qui induit une déviation vers le haut, puis de la zone 6 à la zone suivante du jet par une compression qui induit la même déviation. Les points 6, 7 et 8... Sont situés sur les parties hautes de la polaire 0 et 1 puisque dans ces zones la pression vaut alternativement P_2 ou P_5 .

En aval de la région 3, et entre les régions 5 et 2, prend naissance un jet supersonique qui frappe la paroi avec une incidence presque normale et qui est constitué de zones séparées par des détentes et des décompressions. Le nombre de ces zones dépend de la distance de détachement du choc généré par la paroi. Les triangles formés entre ces ondes de détente et de décompressions ont une côte commune avec les régions 2 et 5. En outre, de part et d'autre de ces frontières précédemment citées, la pression statique doit être égale, tantôt à P_5 tantôt à P_2 . Cette observation permet d'expliquer les phénomènes successifs présents au cœur du jet. Enfin, au voisinage du point d'impact du jet sur la paroi, un choc détaché se forme et crée une petite zone de stagnation associée à des pics de flux et de pression élevés. Le pic thermique dépend : du pic de pression, de la largeur du jet, de l'angle d'incidence du jet sur la surface et du régime de l'écoulement au sein du jet (laminaire ou turbulent), toutes ces quantités étant liées entre elles.

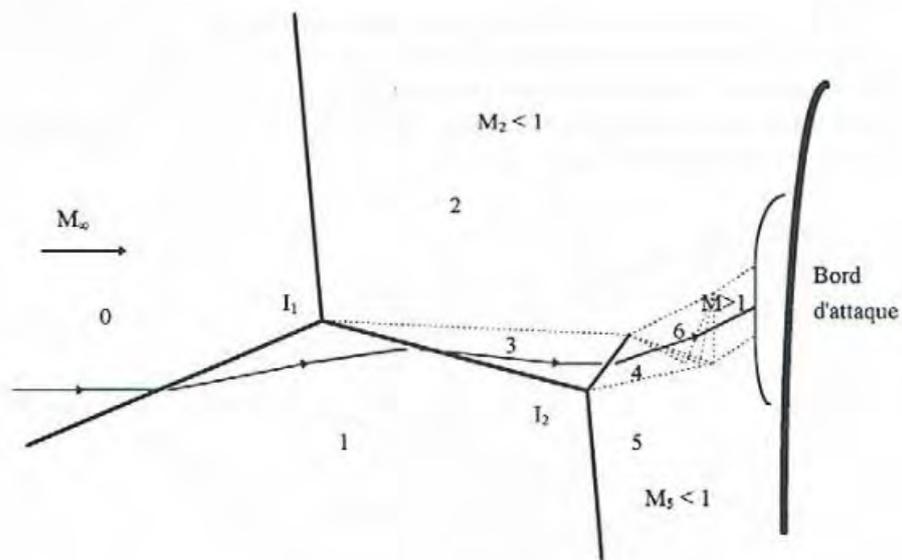


Fig 2-9 interférence de type IV [1]

2.4.5 Interaction de type V

L'interaction de l'onde de choc incidente et de l'onde détachée donne naissance à un schéma d'interférence de type V lorsque les deux ondes sont de même famille, et lorsque le point d'interaction est situé juste au-dessus de la ligne sonique. Lorsque le point I_1 se déplace vers la ligne sonique, le choc situé entre I_2 et I_1 diminue jusqu'à disparaître, le point I_2 n'apparaissant plus alors que comme un point d'inflexion du choc détaché. La configuration se rapproche de celle de l'interférence de type II, mais on observe la formation d'un jet très fin I_1 alors que pour le type II, on obtenait une ligne de glissement.

L'augmentation de pression et de flux engendrée est essentiellement due à l'interaction en R du choc issu de I_2 , vers la couche limite. La ligne de glissement issue de I_2 et le jet issu de I_1 convergent de manière à assurer l'accélération de l'écoulement jusqu'à la vitesse sonique. Ce jet et cette ligne de glissement coalescent et peuvent dans certains cas effleurer la surface, et de fait, causer une augmentation locale du flux de chaleur.

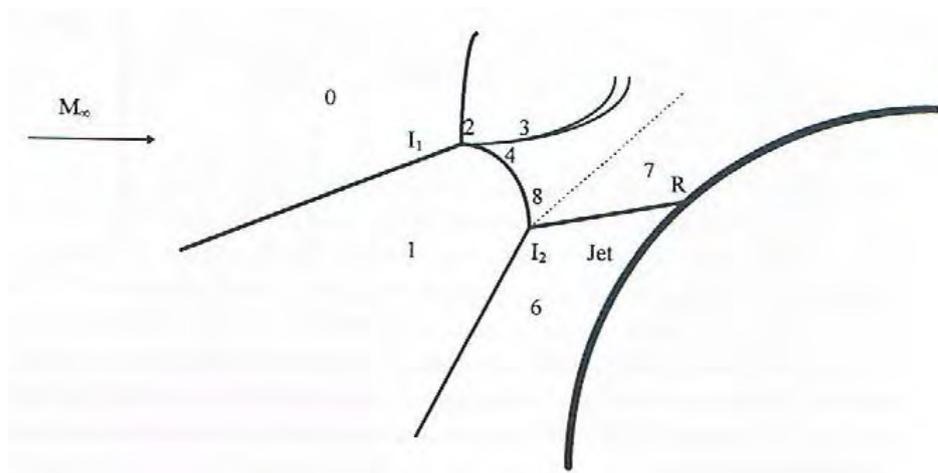


Fig 2-10 interférences de type V [1]

2.4.6 Interaction de type VI

Ce type d'interaction est obtenu pour une intersection entre l'onde de choc incidente et l'onde détachée située bien au-dessus de la ligne sonique. Elle diffère de tous les autres types d'interaction car il y a une détente au passage de la région 3 à la région 4. L'écoulement de la région 3 doit subir une détente pour être dévié de manière à être

parallèle à la ligne de glissement dans la zone 4. L'interaction de ce faisceau de détente avec la paroi a pour effet une diminution locale de la pression et du flux.

Dans la représentation des polaires de choc (figure 5, annexe A), le passage de la région 3 à la région 4 ne peut se faire par le biais des polaires de choc. C'est pourquoi, le segment 3-4 décrit une polaire de détente : Chanetz [8].

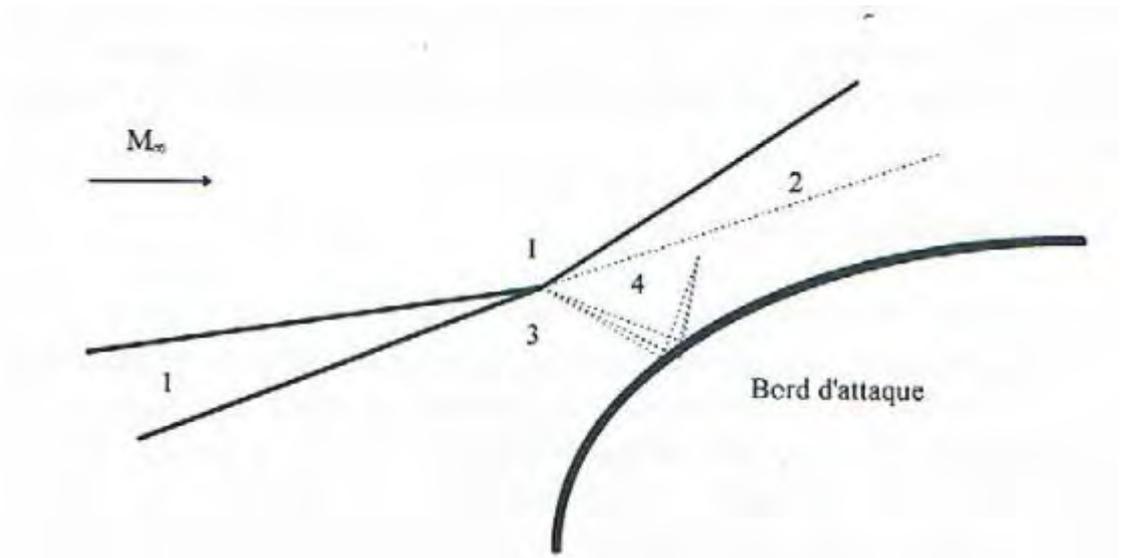


Fig 2-11 interférence de type VI [1]

2.5 Réflexion d'ondes de choc en écoulement stationnaire

De nombreuses expériences montrent que les écoulements à grandes vitesses peuvent subir des variations très rapides de leurs caractéristiques sur des distances très faibles. Les exemples connus de ce type de comportement sont les ondes de choc accompagnant les explosions et les ondes générées au nez des projectiles supersoniques. La décélération des particules fluides à travers ces ondes est considérable. Les particules subissent un véritable "choc", ce qui explique le terme "onde de choc" utilisé pour désigner ce type de front, au travers duquel les grandeurs caractéristiques du gaz sont modifiées. Ce terme a été utilisé pour la première fois par Toepler en 1864. Si cette onde rencontre une paroi solide ou un autre choc, on parle alors de réflexion d'onde de choc. Selon les intensités relatives des chocs, l'interférence conduit à la formation de structures plus ou moins complexes.

2.5.1 Réflexion régulière en écoulement stationnaire

2.5.1.1 Visualisation strioscopique de l'écoulement

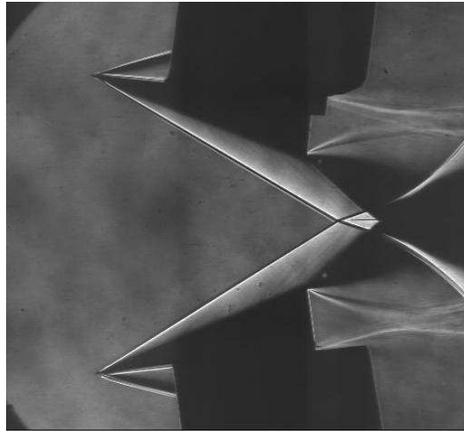


Fig 2-12 Strioscopie d'une réflexion régulière ($\delta = 31.67^\circ, M = 5$) Expérience ITAM [9], Russie.

La figure 2-12, montre l'image d'une réflexion régulière RR obtenue par strioscopie lors d'expériences (expérience ITAM Russie) réalisées en 2001 dans la soufflerie. Le nombre de Mach est, ici, égal à 5. Correspond à un angle de choc de $31,67^\circ$.

2.5.1.2 Vue schématique

Schématiquement, une réflexion régulière se représente de la manière suivante :

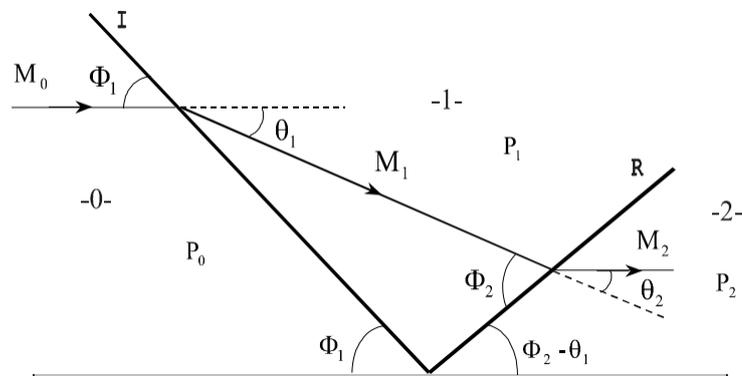


Fig 2-13 Réflexion régulière [10].

La réflexion régulière est composée de deux ondes de choc obliques, l'une incidente (I) et l'autre réfléchie (R). Leur point d'intersection se situe sur la surface réfléchissante (ou sur le plan de symétrie dans le cas d'un montage double dièdre). Au voisinage de ce point, les chocs (I) et (R) peuvent être considérés localement rectilignes. De plus, l'écoulement est supposé uniforme, en amont de (I) état (0), derrière (I) état (1) et en aval de (R) état (2). L'écoulement (0) à l'infini amont est supposé parallèle à la paroi (ou plan de symétrie). Il est dévié d'un angle θ_1 à la traversée du choc incident (I). L'écoulement (1), en aval de ce choc, aborde donc la paroi avec un angle d'incidence θ_1 , il en résulte donc une onde de choc réfléchie. L'écoulement subit une déviation θ_2 à travers ce choc : Li & al. [10].

2.5.1.3 Equations

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 V_0 \sin \phi_1 = \rho_1 V_1 \sin (\phi_1 - \theta_1) \\ P_0 + \rho_0 V_0^2 \sin^2 \phi_1 = P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2 (\phi_1 - \theta_1) \\ \rho_0 \tan \phi_1 = \rho_1 \tan (\phi_1 - \theta_1) \\ h_0 + \frac{1}{2} V_0^2 \sin^2 \phi_1 = h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2 (\phi_1 - \theta_1) \end{array} \right. \quad 2.14$$

- À travers le choc réfléchi

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 V_1 \sin \phi_2 = \rho_2 V_2 \sin (\phi_2 - \theta_2) \\ P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2 \phi_2 = P_2 + \rho_2 V_2^2 \sin^2 (\phi_2 - \theta_2) \\ \rho_1 \tan \phi_2 = \rho_2 \tan (\phi_2 - \theta_2) \\ h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2 \phi_2 = h_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \sin^2 (\phi_2 - \theta_2) \end{array} \right. \quad 2.15$$

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.

2.5.1.4 Représentation polaire

La figure 2-14, suivante montre la représentation polaire de choc associée à une réflexion régulière. Le point 2, représente l'état de l'écoulement dans la région (1), derrière le choc incident. Il est situé sur la polaire du choc incident (I). Partant de ce point, la polaire associée au choc réfléchi (R) est tracée. Cette polaire intercepte l'axe des pressions (ou axe de déviation nulle $\theta = 0$) en deux points 3 et 3', caractérisant ainsi une déflexion totale nulle de l'écoulement et correspondant aux solutions de la réflexion régulière.

Il s'agit respectivement de la solution faible et de la solution forte. Li & al. [11], en appliquant le principe de la production minimale d'entropie ont montré récemment que la solution correspondant au rapport de pression le plus élevé (point 3') était instable et violait le second principe de la thermodynamique. L'état de l'écoulement aval est finalement représenté par le point 3. La réflexion régulière apparaît aux faibles déviations de l'écoulement et est caractérisée par un choc réfléchi attaché. Si on augmente l'angle de déviation de l'écoulement, on obtient alors un deuxième type de réflexion, dite réflexion de Mach.

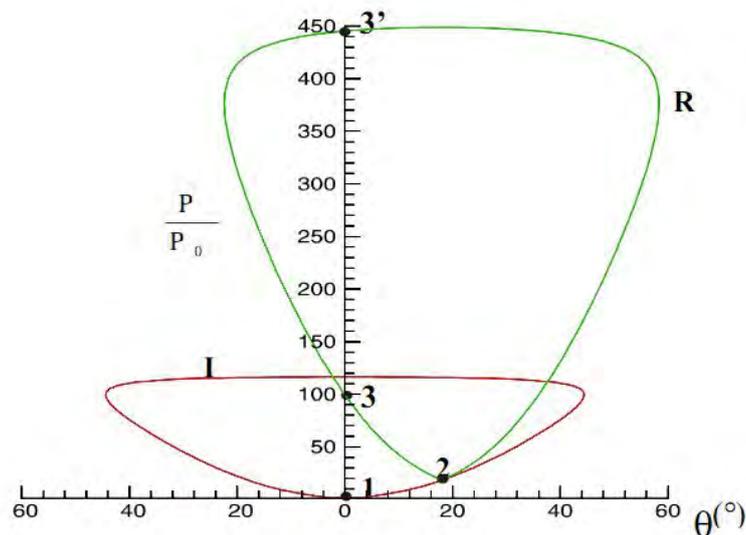


Fig 2-14 Représentation polaire d'une réflexion régulière obtenue pour un nombre de Mach égal à 10 [12].

2.5.2 Réflexion de Mach en écoulement stationnaire

2.5.2.1 Visualisation strioscopique de l'écoulement

La figure 2-15 montre l'image d'une réflexion de Mach (MR) obtenue par strioscopie, lors de la série d'expériences citées au paragraphe 2.5.1.1 (expérience ITAM Russie). Le nombre de Mach est égal à 5. Correspond à un angle de choc de 31.76° .

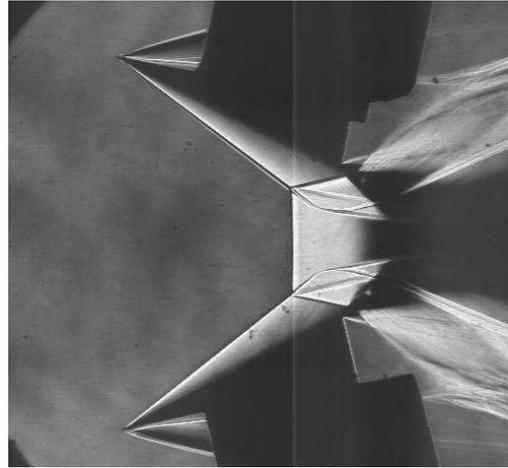


Fig 2-15 Strioscopie d'une réflexion de Mach ($\delta = 31.67^\circ$, $M = 5$) Expérience ITAM [9], Russie.

2.5.2.2 Vue schématique

Une réflexion de Mach se schématise de la manière suivante :

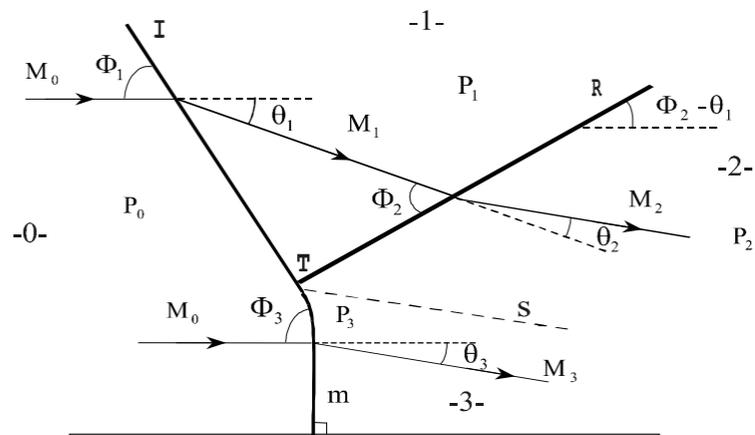


Fig 2-16 Réflexion de Mach [10].

La réflexion de Mach met en jeu trois ondes de choc : une onde de choc incidente (I), une onde de choc réfléchie (R) et un disque de Mach (m) localement normal à la direction initiale de l'écoulement. Ces trois ondes de choc se rejoignent au point T, appelé point triple, d'où partent une quatrième discontinuité, une ligne de glissement (S) qui sépare deux régions d'entropie distinctes.

La déflexion nette à travers ce système de chocs est non nulle et elle correspond à $\theta_1 - \theta_2 = \theta_3$.

Une remarque peut être faite sur le disque de Mach. Ce n'est pas en toute rigueur un choc normal, sa courbure au voisinage du point triple traduit le non-retour de l'écoulement à sa direction initiale : Li & al. [10].

2.5.2.3 Equations

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 V_0 \sin \phi_1 = \rho_1 V_1 \sin (\phi_1 - \theta_1) \\ P_0 + \rho_0 V_0^2 \sin^2 \phi_1 = P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2 (\phi_1 - \theta_1) \\ \rho_0 \tan \phi_1 = \rho_1 \tan (\phi_1 - \theta_1) \\ h_0 + \frac{1}{2} V_0^2 \sin^2 \phi_1 = h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2 (\phi_1 - \theta_1) \end{array} \right. \quad 2.16$$

- À travers le choc réfléchi

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 V_1 \sin \phi_2 = \rho_2 V_2 \sin (\phi_2 - \theta_2) \\ P_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2 \phi_2 = P_2 + \rho_2 V_2^2 \sin^2 (\phi_2 - \theta_2) \\ \rho_1 \tan \phi_2 = \rho_2 \tan (\phi_2 - \theta_2) \\ h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 \sin^2 \phi_2 = h_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \sin^2 (\phi_2 - \theta_2) \end{array} \right. \quad 2.17$$

Systèmes identiques à ceux du paragraphe (2.5.1.3) de la réflexion régulière, auxquels il faut ajouter les équations suivantes :

- À travers le disque de Mach

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 V_0 \sin \phi_3 = \rho_3 V_3 \sin (\phi_3 - \theta_3) \\ P_0 + \rho_0 V_0^2 \sin^2 \phi_3 = P_3 + \rho_3 V_3^2 \sin^2 (\phi_3 - \theta_3) \\ \rho_0 \tan \phi_3 = \rho_3 \tan (\phi_3 - \theta_3) \\ h_0 + \frac{1}{2} V_0^2 \sin^2 \phi_3 = h_3 + \frac{1}{2} V_3^2 \sin^2 (\phi_3 - \theta_3) \end{array} \right\} \quad 2.18$$

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

$$P_2 = P_3 \text{ Égalité des pressions statiques, } \theta_3 = \theta_1 - \theta_2 \text{ Compatibilité des vitesses}$$

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

$$\begin{aligned} \Delta S_{01} = S_1 - S_2 &= \frac{r}{\gamma - 1} \ln \left[\frac{P_1}{P_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^\gamma \right] \\ &= \frac{r}{\gamma - 1} \ln \left[\frac{2\gamma M_0^2 \sin^2 \phi_1 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \left(\frac{(\gamma - 1) M_0^2 \sin^2 \phi_1 + 2}{(\gamma + 1) M_0^2 \sin^2 \phi_1} \right)^\gamma \right] \end{aligned} \quad 2.19$$

- Choc réfléchi

$$\begin{aligned} \Delta S_{12} = S_2 - S_1 &= \frac{r}{\gamma - 1} \ln \left[\frac{P_2}{P_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^\gamma \right] \\ &= \frac{r}{\gamma - 1} \ln \left[\frac{2\gamma M_1^2 \sin^2 \phi_2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \left(\frac{(\gamma - 1) M_1^2 \sin^2 \phi_2 + 2}{(\gamma + 1) M_1^2 \sin^2 \phi_2} \right)^\gamma \right] \end{aligned} \quad 2.20$$

- Disque de Mach

$$\begin{aligned} \Delta S_{03} = S_3 - S_0 &= \frac{r}{\gamma - 1} \ln \left[\frac{P_3}{P_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho_3} \right)^\gamma \right] \\ &= \frac{r}{\gamma - 1} \ln \left[\frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \left(\frac{(\gamma - 1)M_0^2 + 2}{(\gamma + 1)M_0^2} \right)^\gamma \right] \end{aligned} \quad 2.21$$

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).

2.5.2.4 Représentation polaire

La figure 2-17, 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 égales et au fait que les lignes de courant sont parallèles : Ivanov & al. [12].

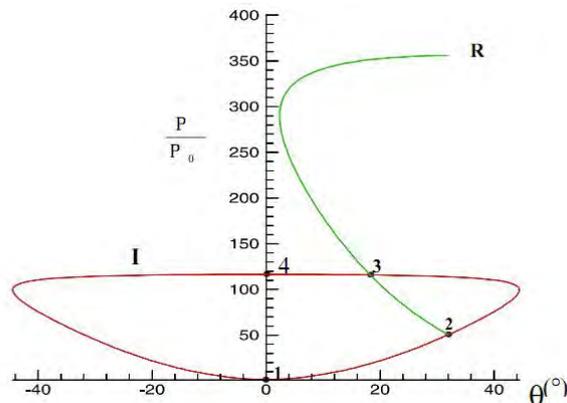


Fig 2-17 Représentation polaire d'une réflexion de Mach obtenue pour un nombre de Mach égale à 10 [12].

La figure 2-18 montre trois solutions possibles de l'écoulement au voisinage du point triple d'une réflexion de Mach.

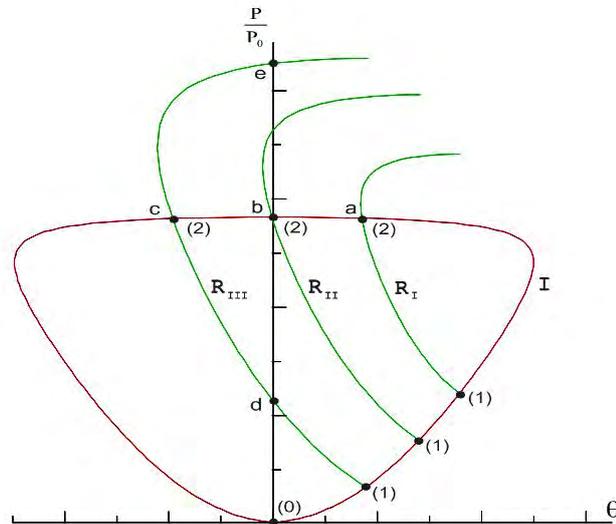


Fig 2-18 Représentation polaire des trois réflexions de Mach possibles :

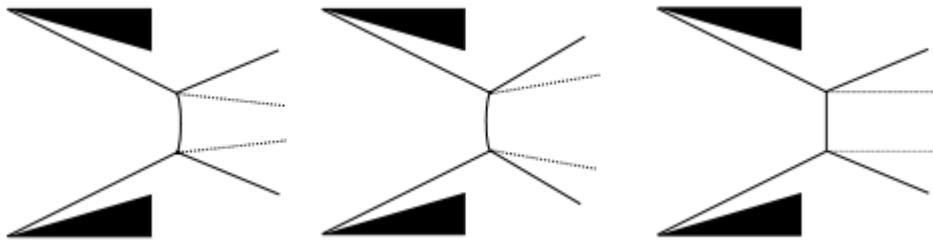
- a) réflexion de Mach directe,
- b) réflexion de Mach stationnaire,
- c) réflexion de Mach inverse [12].

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 2-18) 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 2-19 a).
2. Une réflexion dite réflexion de Mach inverse (InMR) [80] qui résulte de l'intersection de la polaire (R_{III}) avec la partie gauche de la polaire (I) (point c de la figure 2-19). 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 2-19 b).

3. Lorsque le point d'intersection se situe sur l'axe des pressions (point b de la figure 1.9), 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 2-19 c).

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. [10], et Zeitoun & al. [13].



a) Réflexion de Mach directe

b) Réflexion de Mach inverse

c) Réflexion de Mach stationnaire

Fig 2-19 Vue schématique des trois types de réflexions de Mach [10].

Référence

- [1] Edney.B. (1968). Anomalous heat transfer and pressure distribution on blunt bodies at Hypersonic speeds in the presence of an impinging shock. Aeronautical research institute of Sweden. Report 115.
- [2] Keyes.J. W. Hains.F.D. (1973). Analytical and Experimental Studies of shock Interference Heating in Hypersonic Flows. NASA Technical Note D-7139.
- [3] Ambrosià.A. Wortman A. (1962). Stagnation point shock detachment distance for flow around spheres and cylinders. ARSJ : 32281.
- [4] J.C. Lengrand. Polycopiée : couche limite, école centrale des arts et manufactures, 3^{ième} année.
- [5] Billig. F.S. (1967) .Shock wave shapes around spherical and cylindrical-nosed bodies. Journal of Spacecraft, Vol 4, N° 6.
- [6] Durand.A. Chanetz.B., Benay R. Chpoun .A. (2003) . Investigation of shock waves interference and associated hysteresis effect at variable-Mach-number upstream flow. Shock Waves 12: 469–477.
- [7] Billig.F.S. (1967).Shock wave shapes around spherical and cylindrical-nosed bodies. Journal of Spacecraft, Vol 4, N° 6.
- [8] Chanetz.B. Cote.M.C. (1993).Etudes des interférences de choc en écoulement hypersonique. ONERA, Rapport technique de synthèse n° 32/4362 AY.
- [9] Ivanov.M.S., Vandromme. D. fomin.V.M. Kudryavtsev .A. N. Hadjadj A.,Khotyanovsky. D.V. (2001). Transition between regular an Mach reflection of shock waves: new numerical and experimental results. Int. J. Shock Waves, 11:199-207.
- [10] Li. H. Chpoun.A. Ben-Dor. G. (1999). Analytical and experimental investigations of the reflection shock wave in steady flows. J. Fluid Mech, 390: 25-43.
- [11] Li H. and Ben-Dor G. (1996). Application of the principle of minimum entropy production to shock wave reflections.I. Steady flows. J. Appl. Phys. 80 (4).
- [12] Ivanov. M.S. Ben-Dor.G. Elperin. T. Kudryavtsev. A.N. Khotyanovsky. D.V. (2002.). The reflection of asymmetric shock waves in steady flow: a numerical investigation. J. Fluid Mech, 469: 71-87.
- [13] Zeitoun D. Burstchell Y. and Druguet M.C. (2000). Hysteresis effect at the RR \Leftrightarrow MR transition in high speed flows. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS: Barcelona, 11-14.

- [14] BERTRAND. F.(1997). Etude du flux thermique généré par interaction d'onde de chocs sur les mâts d'injection d'un statoréacteur à combustion supersonique. Thèse de doctorat de l'université d'Orleans..
- [15] DURAND. A. (2002). Phénomènes d'hystérésis dans les interférences de choc, en écoulements stationnaires supersonique et hypersonique. Thèse de doctorat de l'université d'Orleans

Chapitre

3

Critères de transition et phénomènes d'hystérésis dans les réflexions d'ondes de choc

3.1 Introduction

Le problème d'interactions de chocs en présence de paroi fixe ou mobile présente un intérêt indéniable dans les applications aéronautiques et spatiales. Le domaine d'application couvre toute l'aviation supersonique et concerne particulièrement les écoulements dans des entrées d'air supersoniques, dans des tuyères propulsives en présence de décollement ou dans des écoulements externes le long du fuselage. Afin de bien mettre en évidence l'importance de tels phénomènes et leurs champs d'applications, nous présentons ici quelques exemples pratiques.

Entrée d'air supersonique

Lors des vols d'engins spatiaux à des nombres de Mach très élevés, des ondes de choc apparaissent et donnent naissance à des écoulements très complexes. En effet, le type de réflexion de choc sur l'obstacle détermine la répartition de charge et de pression à la surface du corps. En aérodynamique supersonique, la conception d'avions de plus en plus performants doit faire face aux problèmes d'interférences de chocs, phénomènes extrêmement dangereux aussi bien pour la stabilité que pour le rendement propulsif de l'engin. Les figures 3-1 et 3-2 montrent deux types d'entrée d'air supersonique avec formation de chocs et de détentes. La figure 3-1 fait apparaître une réflexion régulière tandis que la figure 3-3 montre une entrée d'air quelconque (non nécessairement symétrique) avec apparition de phénomène de Mach et de point triple. La réflexion régulière et la réflexion de Mach seront examinées tout au long de cette étude.

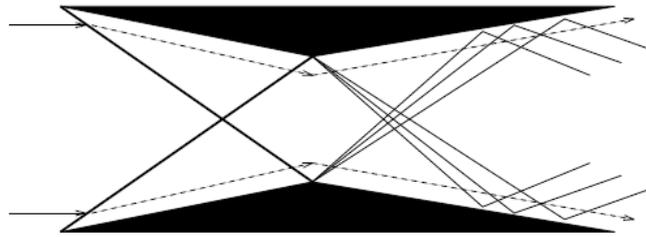


Fig 3-1 Entrée d'air supersonique avec interférences de chocs

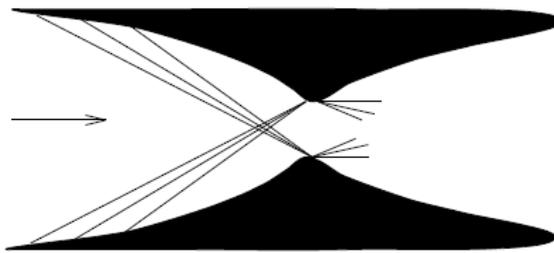


Fig 3-2 Entrée d'air supersonique avec focalisation de chocs

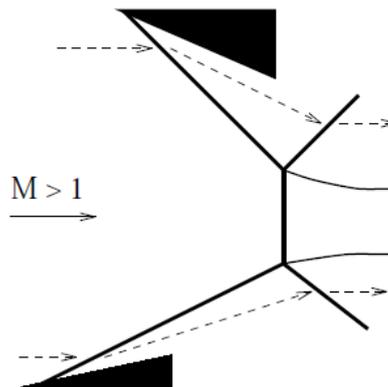


Fig 3-3 Entrée d'air supersonique avec formation de disque de Mach

Tuyère supersonique décollée

On se place dans le cas où la pression juste à la sortie de la tuyère est inférieure à la pression ambiante (tuyère sur détendue). La ligne de glissement qui sépare l'écoulement sortant à grande vitesse et le fluide au repos est déviée d'un angle τ vers l'axe de la tuyère, ce qui engendre une onde de compression qui rencontre l'axe en un point appelé C, figure 3-4. Ce point est le départ d'une onde réfléchie. Ainsi, les particules de fluide subissent une double compression pour être finalement à un état uniforme.

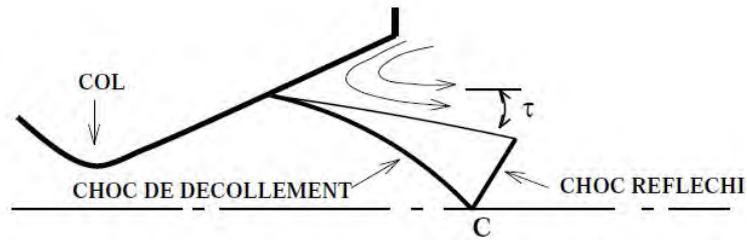


Fig 3-4 Réflexion régulière dans une tuyère décollée

Quand le taux de sur-détente est très fort, un nouveau phénomène apparaît et modifie complètement la structure de l'écoulement décrite ci-dessus. Au fur et à mesure que la différence de pression augmente, l'angle de déviation τ augmente, le nombre de Mach en aval du choc de décollement diminue et l'écoulement dans cette région n'est plus compatible avec la nouvelle déviation. La réflexion du choc sur l'axe ne peut être régulière, et le choc oblique se détache pour former un choc droit appelé Disque de Mach, voir figure 3-5.

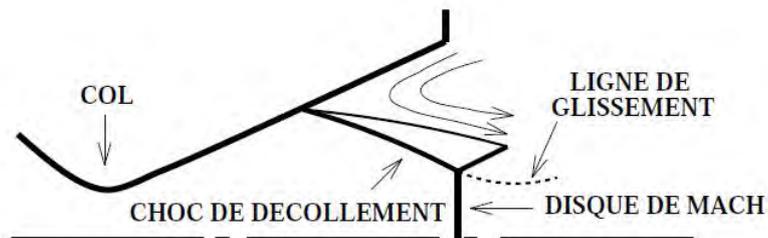


Fig 3-5 Réflexion de Mach dans une tuyère décollée

Hormis l'axe ou il est droit par symétrie (absence de gradient), C3 est un choc courbe avec en aval un écoulement subsonique figure 3-6, tandis que dans la région 2 l'écoulement reste toujours supersonique. Pour des raisons d'équilibre de pression, il y a apparition du choc C2.

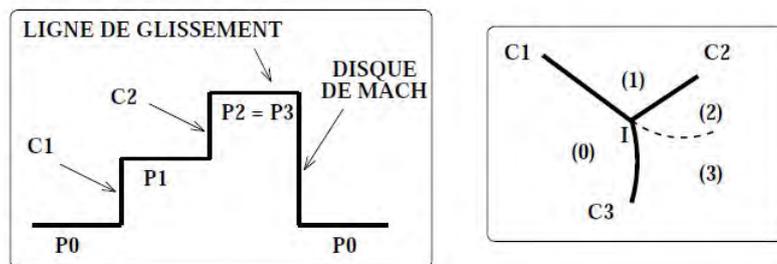


Fig 3-6 Saut de pression de part et d'autre du point triple

Le point I commun aux trois chocs est un point triple ou coexiste quatre états : Ambrosià & al. [1] :

- Un état amont supersonique désigne par (O).
- Un état supersonique (1) en aval du choc incident (C1).
- Un état supersonique (2) en aval du choc réfléchi (C2).
- Un état subsonique, rotationnel (3) en aval du choc (C3).

En aval du disque de Mach C3, l'écoulement perd son caractère homentropique. Les écoulements (2) et (3) sont séparés par une ligne de glissement. D'après les relations de Rankine-Hugoniot, toutes les propriétés de l'écoulement, à l'exception de la pression, subissent une discontinuité à la traversée de cette ligne de glissement. Ainsi, un gradient de vitesse se crée et forme une zone de mélange assurant la transition de l'écoulement de l'état (2) à (3). Cette couche de mélange, zone de forte variation d'entropie, est souvent le siège de phénomènes tourbillonnaires.

Les critères de transition entre la réflexion régulière et la réflexion de Mach sont mal connus et font actuellement l'objet de recherches poussées. En effet, le passage d'une configuration à une autre se fait généralement de manière quasi-instantanée ce qui peut conduire, dans le cas d'une tuyère décollée, à une dissymétrie du point de décollement ou à une déstabilisation du jet propulsif. Compte tenu des risques qu'un tel régime comporte pour l'intégrité et la stabilité du lanceur, il est indispensable de bien comprendre les causes de l'apparition de tels phénomènes et d'être en mesure de les prédire afin de les éviter ou de les maîtriser.

3.2 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 (chapitre 2).

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 inexistants. 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 [2], a mis en lumière deux critères possibles pour la transition réflexion régulière \leftrightarrow 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. [3,4], Hornung & al. [5], ont révélé le critère de von Neumann comme la limite de passage entre les deux configurations de réflexion. En (1979) Hornung & al. [6], 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. [7], 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.

3.2.1 Critères de transition

Les polaires de chocs (chapitre 2) 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.

3.2.1.1 Critère de Von Neumann

En partant de la réflexion régulière (RR) voir figure 3-5 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 3-7. 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 proposé 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. [7] sous le nom de critère de l'équilibre mécanique.

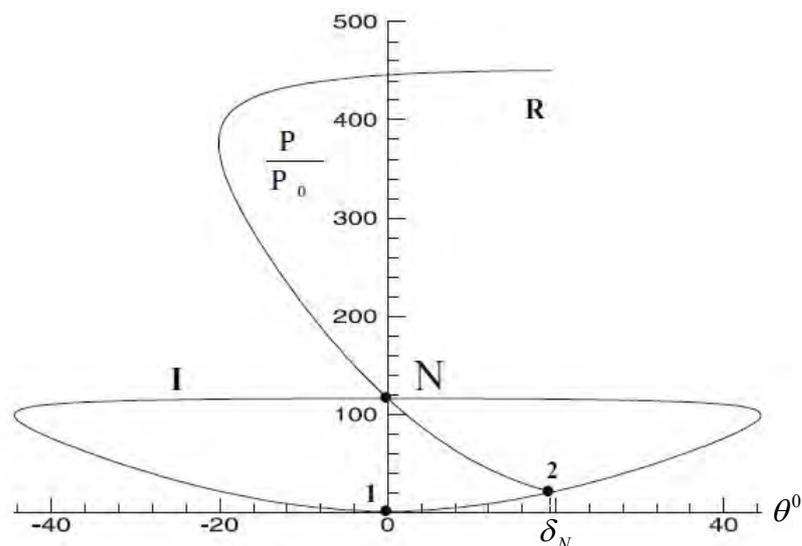


Fig 3-7 Représentation polaire du critère de Von Neumann

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 $\delta_i^N(M_0, \gamma)$.

3.2.1.2 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 3-8. 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 $\delta_i^D(M_0, \gamma)$

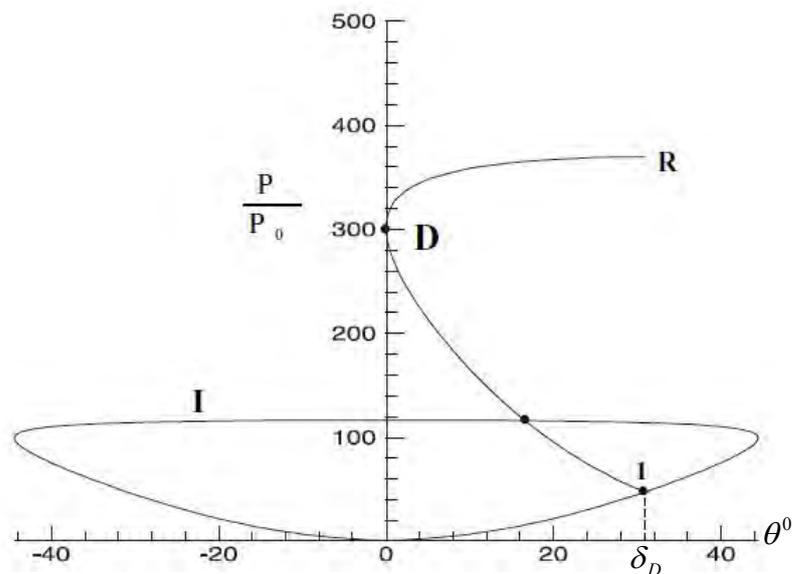


Fig 3-8 Représentation polaire du critère de détachement

3.2.1. 3 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 3-9. L'angle du choc incident correspondant 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.

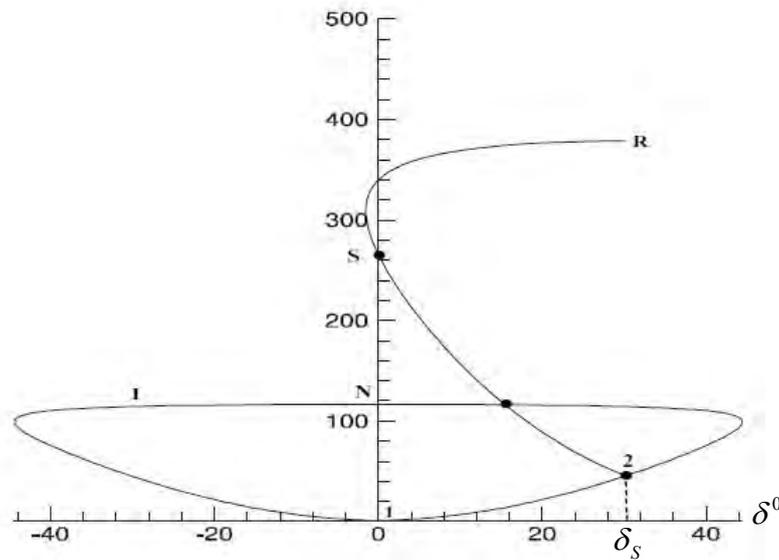


Fig 3-9 Représentation polaire du critère sonique

3.2.2 Zone duale

Les angles de chocs limites correspondant aux critères de Von Neumann δ_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 3-10, 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. [8]. 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.

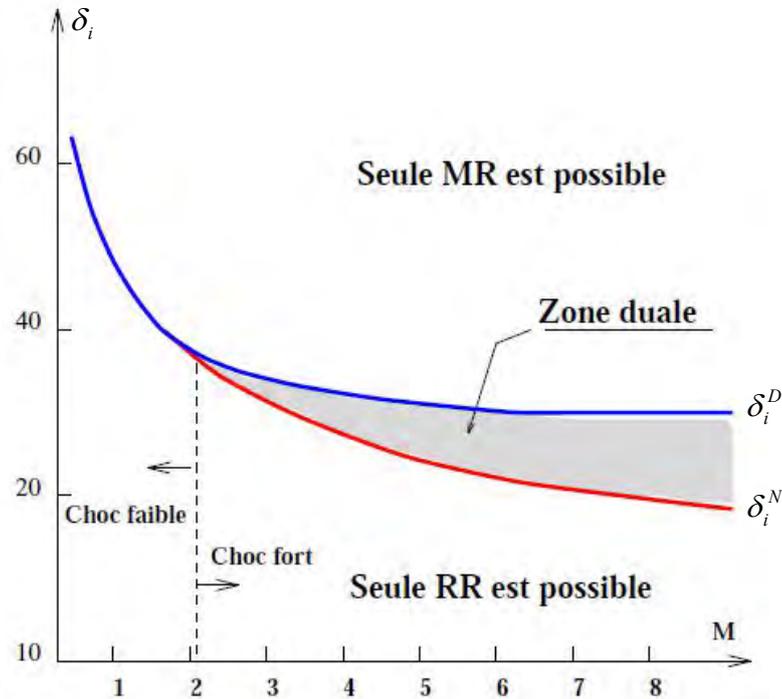


Fig 3-10 Evolution des critères de transition dans le plan (M_0, δ_i)

On remarque sur la figure 3-10, que l'angle de transition relatif au critère de détachement δ_i^D est toujours supérieur à l'angle de transition mécanique δ_i^N . De plus, pour des nombres de Mach élevés la différence entre les deux angles peut aller jusqu'à 10° . Il est important que signaler que la figure 3-10, est purement qualitatif.

Hornung & al. [6] a émis l'hypothèse selon laquelle la transition donnait lieu à un phénomène d'hystérésis. Les travaux théoriques de Ben-Dor [9], les résultats expérimentaux de Chpoun & al. [10] ainsi que les calculs numériques d'Ivanov & al. [11] viennent soutenir cette hypothèse. En effet, les angles de transition sont différents suivant la rotation du système générateur de choc autour d'un angle initial donné. Il y a une sensibilité de la transition à la variation d'angle du choc.

Jusqu'à présent aucune étude n'a été faite pour voir l'influence des différents paramètres tels que la mémoire de l'écoulement (conditions initiales), les effets 3D, les perturbations amont ou aval (turbulence, acoustique....)

3.3 Phénomènes d'hystérésis

Il a été confirmé expérimentalement l'existence d'un phénomène d'hystérésis se produisant dans la zone duale lors du passage d'une réflexion régulière à une réflexion de Mach et inversement. Ce phénomène peut apparaître suite à différentes conditions :-

- Augmentation puis diminution de l'angle du choc incident
- Emploi de différentes conditions initiales selon l'historique de l'écoulement (champ initial uniforme, amorçage rapide).

3.3.1 Hystérésis en angle

Les critères de transition associés aux deux types d'interférences définissent une zone duale dans laquelle la réflexion régulière et la réflexion de Mach sont, en théorie, possibles.

Cette zone duale est représentée sur la figure 3-11 dans le plan (M_0, θ) et dans le plan (M_0, δ) δ et θ désignant respectivement l'angle de choc incident et l'angle de déviation de l'écoulement. Cette zone est d'autant plus large que le nombre de Mach est élevé.

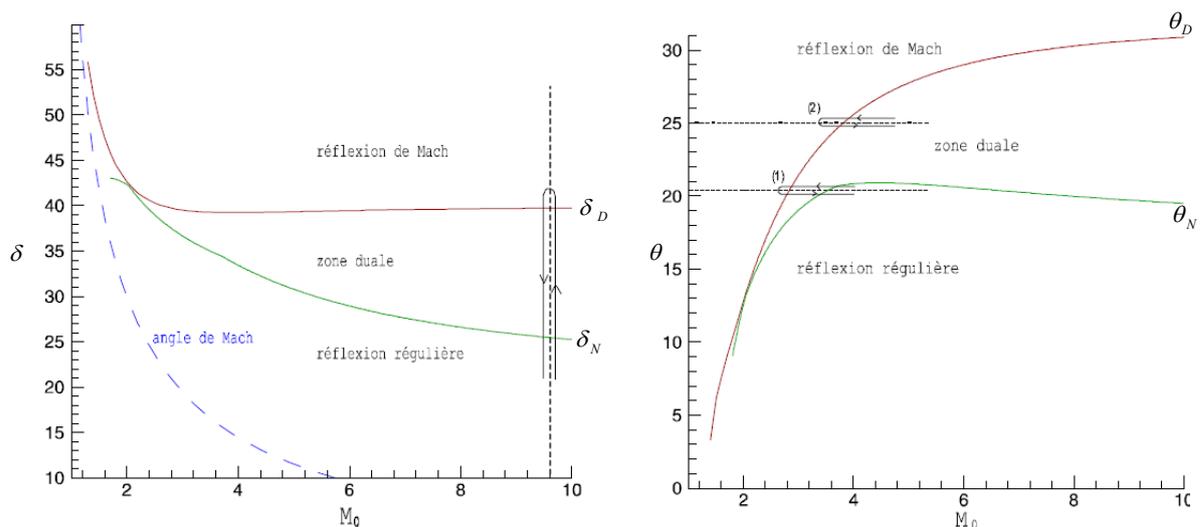


Fig 3-11 Domaines des différentes configurations possibles

Les lignes associées aux critères de Von Neumann et de détachement divisent ces plans en trois parties :

- Un domaine dans lequel seule la réflexion régulière est possible ($\theta < \theta_N, \delta < \delta_N$)
- Un domaine pour lequel seule la réflexion de Mach est possible ($\theta > \theta_D, \delta > \delta_D$)
- Un domaine dans lequel les deux types de réflexion sont possibles ($\theta_N < \theta < \theta_D, \delta_N < \delta < \delta_D$)

L'existence de conditions au-delà desquelles la réflexion régulière ou la réflexion de Mach sont impossibles et l'existence de la zone duale, a conduit Hornung & al. [6] à faire l'hypothèse de l'existence d'un phénomène d'hystérésis lors de la transition réflexion régulière - réflexion de Mach.

Ce phénomène s'explique simplement. Si l'on choisit un point de départ situé dans la zone où seule la réflexion régulière est possible ($\theta < \theta_N$), et si l'on augmente alors l'angle de déviation de l'écoulement, la réflexion régulière doit se maintenir jusqu'au critère de détachement. Au-dessus de cette valeur, la réflexion régulière est impossible et la transition RR/MR vers la réflexion de Mach doit s'effectuer.

Si l'on diminue maintenant l'angle de déviation de l'écoulement, la transition inverse MR/RR doit avoir lieu lorsque le critère de Von Neumann est atteint. En deçà de cette valeur, la réflexion de Mach est effectivement impossible.

Suivant le sens de variation, la transition entre les deux types de réflexion ne s'effectue donc pas pour la même valeur d'angle. Ce phénomène d'hystérésis dépend donc de la variation de l'angle de déviation de l'écoulement.

3.3.2 Hystérésis en Mach

Il existe une deuxième façon d'observer le phénomène d'hystérésis. La transition entre les deux types de réflexion est alors étudiée en faisant varier l'angle de choc incident δ par variation du nombre de Mach amont M_0 , l'angle de déviation de l'écoulement θ restant cette fois-ci constant.

Pour mieux comprendre ce phénomène, il est plus simple de représenter les critères de Von Neumann et de détachement non plus dans le plan (M_0, δ) , mais dans le plan (M_0, θ) voir figure 3-11. Il est alors possible, pour un angle de déviation donné, et par

décroissance puis croissance du nombre de Mach de traverser entièrement (chemin 1) ou en partie (chemin 2) la zone duale, révélant ainsi un phénomène d'hystérésis.

Ce phénomène suggéré par la théorie n'a été que très peu étudié jusqu'à présent. Récemment, des calculs numériques d'Onofri & al. [12] et Ivanov & al. [13], basés sur la résolution des équations d'Euler ont vérifié l'existence de cette hystérésis, mais il n'a jamais été mis en évidence expérimentalement. Pour ce faire, il faudrait en effet pouvoir disposer d'une soufflerie dans laquelle il serait possible de faire varier le nombre de Mach pendant la rafale, reproduisant ainsi les conditions rencontrées par une entrée d'air, à géométrie fixe, d'un véhicule supersonique en vol réel.

3.3.2 Autres phénomènes d'hystérésis

En complément à ces deux phénomènes, de récentes études ont également mis à jour deux nouvelles boucles d'hystérésis. La première peut se produire si l'on augmente puis l'on diminue la pression aval, Ben-Dor & al. [14] [15].

La seconde, mise en évidence numériquement par Vuillon & al. [16] et expérimentalement par Sudani & al. [17], est obtenue en gardant le nombre de Mach et l'angle de choc constants et en faisant varier le rapport de forme de l'entrée d'air.

3.4 Interactions de chocs dissymétriques

On a jusqu'à présent traité l'étude de la réflexion d'un choc sur un plan de symétrie réel (cas d'une paroi) ou virtuel dans le cas d'interférence de deux chocs symétriques, permettant de s'affranchir des effets visqueux associés au développement d'une couche limite sur une paroi plane. La plupart des travaux de recherche sur les réflexions d'ondes de choc stationnaires (Von Neumann & al. [18]. Henderson & al. [19], Hornung & al. [6]. Chpoun & al. [20]. Leclerc & al. [21]. Vuillon & al. [16]. Ivanov & al. [22].) n'ont également traité jusqu'à présent que des cas de réflexions symétriques. Cependant, dans la réalité, l'interaction de chocs parfaitement symétriques est moins probable que celle de chocs dissymétriques. Les écoulements réels (entrée d'air, écoulement externe,...) sont souvent le siège d'interaction de chocs d'intensités et de familles différentes. L'étude d'interaction de chocs asymétriques a donc une portée considérable, cependant les travaux expérimentaux dans ce domaine sont pour l'instant peu nombreux, voire inexistant. C'est pourquoi Chpoun & al. [23]. ont entrepris une étude expérimentale sur ce sujet. Leur étude

a permis de mettre à jour, identiquement au cas symétrique, l'existence d'un phénomène d'hystérésis lors de la transition réflexion régulière – réflexion de Mach.

3.4.1 Configurations d'interactions dissymétriques

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). Ces deux configurations et les notations géométriques correspondantes sont représentées sur la figure 3-12. L'interaction régulière est constituée de deux chocs incidents (i_1) et (i_2), de deux chocs réfléchis (r_1) et (r_2) et d'une ligne de glissement (s). Ces cinq discontinuités se rejoignent au point (R). La ligne de glissement (s) traduit le fait que les écoulements dans les régions (3) et (4) sont passés à travers des structures de choc inégales (i_1, r_2) et (i_2, r_2). Les conditions aux limites pour la configuration (RR) sont :

$$\theta_1 - \theta_3 = \theta_2, \theta_4 = \delta,$$

$\delta = 0$ lorsque $\theta_1 = \theta_2$, c'est-à-dire lorsque l'interaction est symétrique.

L'interaction de Mach comporte en plus de chocs incidents et des chocs réfléchis, un choc fort quasi normal reliant les points triples (T_1) et (T_2). Deux lignes de glissement (s_1) et (s_2) complètent le système de chocs. Les conditions aux limites pour une interaction de Mach sont les suivantes.

$$\theta_1 - \theta_3 = \delta_1 \text{ et, } \theta_2 - \theta_4 = \delta_2, \quad \text{et}$$

$$\delta_1 = \delta_2 \text{ Lorsque } \theta_1 = \theta_2.$$

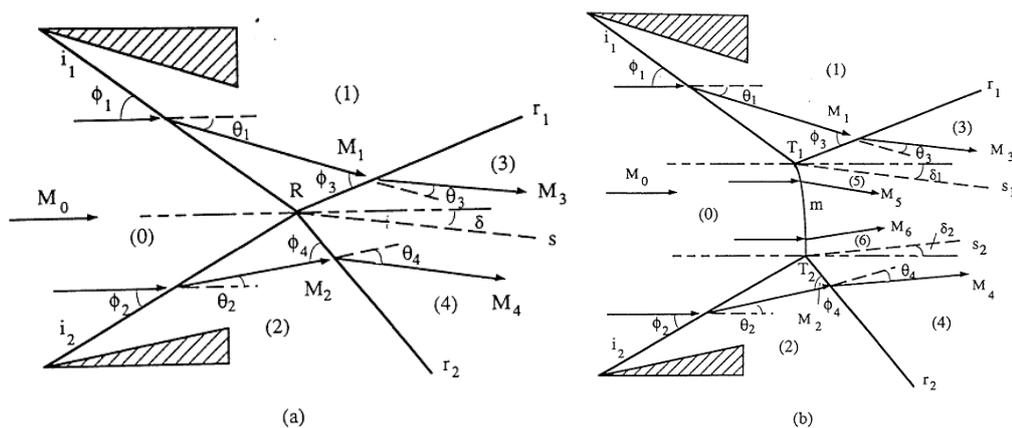


Fig 3-12 Interactions de chocs asymétriques

(a) Schéma d'une interaction régulière.

(b) Schéma d'une interaction de Mach [20].

3.4.2 Etude analytique

L'intérêt principal dans les études d'interaction de choc réside dans la détermination des critères de transition. Il s'avère que la théorie du triple choc donne des résultats satisfaisants concernant les critères de transition dans le cas de l'interaction de deux chocs symétriques. Nous allons employer cette théorie pour la détermination des critères de transition dans le cas asymétrique.

Les conditions aux limites des configurations (RR) et (MR) dans le cas asymétrique étant différentes de celles du cas symétrique, certaines particularités inhérentes à la configuration asymétrique seront discutées. L'utilisation des polaires de choc est très commode pour analyser les différentes configurations possibles d'interactions de chocs chpoun & al. [10]. Suivant la position de l'intersection des polaires du choc incident (P-I) et du choc réfléchi (P-R), on peut distinguer trois types d'interaction de Mach (figure 2-18, chapitre 2). Une interaction de Mach directe (DiMR) définie par l'intersection (point a sur la figure) de la polaire (P-R₁) avec la partie droite de la polaire (P-I). L'interaction de Mach inverse (InMR) résulte de l'intersection de la polaire (P-R₃) avec la partie gauche de la polaire (P-I) (le point c sur la figure). Lorsque le point d'intersection se situe sur l'axe des pressions (le point b de la figure), on dit que l'interaction de Mach est stationnaire (StMR). Dans le cas de l'interaction de Mach directe, l'écoulement immédiatement en aval du choc fort (m) forme un tube de courant convergent, alors que dans le cas d'une interaction de Mach inverse il forme un tube de courant divergent. Dans le cas d'une interaction de Mach stationnaire les lignes de courant sont parallèles derrière le choc fort. Pour un écoulement uniforme caractérisé par un nombre de Mach M , les rapports de pression à travers un choc oblique en fonction de l'angle de déflexion de l'écoulement représentent la polaire de choc dont l'expression est donnée par Han & al. [24].

$$\delta = \pm f(\gamma, M, \zeta) \quad 3-1$$

Avec

$$f(\gamma, M, \zeta) = \arctan \left(\frac{(\zeta - 1)^2 [2\gamma(M^2 - 1) - (\gamma + 1)(\zeta - 1)]}{[\gamma M^2 - (\zeta - 1)]^2 [2\gamma + (\gamma + 1)(\zeta - 1)]} \right)^{1/2} \quad 3-2$$

Où γ, ζ , et δ est respectivement le rapport des chaleurs spécifiques, le rapport des pressions à travers les chocs et l'angle de déflexion de l'écoulement. Finalement la pente locale de la polaire de choc est obtenue par dérivation de la fonction ci-dessus, c'est-à-dire

$$\frac{d\delta}{d\zeta} = \pm g(\gamma, M, \zeta) \quad 3-3$$

$$g(\gamma, M, \zeta) = \frac{4\gamma(M^2 - 1) - (\gamma + 1)(4 - M^2)(\zeta - 1) - (\gamma + 1)(\zeta - 1)^2}{[2\gamma(M^2 - 1) - (\gamma + 1)(\zeta - 1)]^{1/2} [2\lambda + (\gamma + 1)(\zeta - 1)]^{1/2}} \quad 3-4$$

$$x \{ 2\gamma M^2 - [4 - (\gamma + 1)M^2] (\zeta - 1) - 2(\zeta - 1)^2 \}^{-1} \quad 3-5$$

Les équations précédentes seront utilisées par la suite pour déterminer les critères de transition entre les différents types d'interaction de chocs dissymétriques. Ces différentes interactions possibles de chocs dissymétriques vont, à présent, être illustrées et analysées à l'aide des polaires de choc.

La figure 3-13. Représente sept combinaisons possibles de polaire de choc. Pour l'ensemble le nombre de Mach est de 4.96 et la polaire P-I est la même. De plus en fixant la déflexion $\theta = 25^\circ$, les polaires P-R₁ sont identiques. Il est à noter que les intersections de la polaire P-I et les P-R₁ prédisent une réflexion de Mach directe (DiMR) comme le montre la figure 3-13 (3-13 A à 3-13 G).

La figure 3-13A, montre la combinaison des polaires de choc pour une déflexion $\theta_2 = 35^\circ$. Comme l'on peut voir, l'intersection des polaires P-I et P-R₂ définit encore une réflexion de Mach directe. En conséquence la configuration globale de l'interaction consiste en deux réflexions de Mach directes. Cette configuration de chocs est illustrée sur la figure 3-13A. Les lignes de glissement issues des points triples forment alors une tuyère convergente à travers laquelle l'écoulement est accéléré jusqu'aux conditions supersoniques. Lorsque l'on diminue la déflexion θ_2 à $29,97^\circ$, les polaires P-R₁ et P-R₂ deviennent tangents. Leur intersection définit alors une interaction régulière. On notera que dans cette situation il existe toujours une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes correspondant aux deux points triples. Cette situation limite est équivalente au critère de détachement dans le cas de la réflexion d'un choc sur une surface

solide. Pour un angle $\theta_2 = 28,5^\circ$, la configuration de choc est représentée par les polaires de choc de la figure 3-13 C. Cette situation comporte également une interaction régulière et une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes. Lorsque la déflexion θ_2 atteint $20,87^\circ$, la polaire P-R₂ croise P-I sur l'axe des pressions figure 3-13 D. Il en résulte alors un point triple définissant une réflexion de Mach stationnaire StMR₁ alors que le deuxième point triple définit toujours une réflexion de Mach directe DiMR₂. Le schéma correspondant à ce type d'interaction est représenté sur la figure 3-14 b. la ligne de glissement issue de la réflexion StRM₁ est alors parallèle à la direction initiale de l'écoulement. Les deux lignes de glissement formant alors un tube de courant convergent.

Pour un angle θ_2 plus faible, par exemple $\theta_2 = 19^\circ$, on obtient la configuration de la figure 3-14 e. Dans cette situation, les deux solutions correspondant à l'interaction régulière et à l'interaction de Mach sont possibles. Cependant, l'interaction de Mach est formée maintenant d'une réflexion de Mach inverse InMR₂ et d'une réflexion de Mach directe DiMR₁. Le schéma de ce type d'interaction est représenté sur la figure 3-14 c. On notera que la ligne de glissement issue de la réflexion InMR₂ est orientée positivement par rapport à la direction de l'écoulement. Cependant, le tube de courant en aval du choc fort reste convergent. Lorsque l'on diminue davantage la déflexion θ_2 en la portant par exemple à $16,89^\circ$, on obtient une situation limite où les trois polaires se croisent en un même point figure 3-13 F. Dans cette situation, les deux solutions, c'est-à-dire, l'interaction régulière et l'interaction de Mach sont confondues. Cette situation est équivalente au critère de Von Neumann pour la réflexion d'un choc sur une surface solide.

Aux angles de déflexion θ_2 plus faibles, par exemple 12° , on obtient une combinaison de polaires représentée sur la figure 3-13 G. Dont le schéma de l'interaction est donné sur la figure 3-14 d. Ici, l'interaction de Mach est formée d'une réflexion de Mach directe et d'une réflexion de Mach inverse. Cependant les lignes de glissement issues des points triple forment un tube de courant divergent. Cette situation est incompatible avec les conditions aux limites aval, puisque l'écoulement doit accélérer pour y atteindre des conditions supersoniques. Or, ceci ne peut se reproduire qu'avec un tube de courant convergent. Donc la solution représentée par les deux points triples sur le diagramme des polaires n'est pas physique. Il sort de la discussion ci-dessus que les configurations correspondant aux figures 3-13 B et 3-13 F, représentent deux cas extrêmes qui limitent une région dans laquelle les deux types d'interaction sont possibles, alors que pour des

angles θ_2 supérieurs ou égale 29.9° , seule la configuration de Mach est possible, tandis que pour θ_2 inférieur ou égale 16.89° , seule la configuration régulière est possible. Il est à rappeler que l'interaction de deux chocs asymétriques impliquant une réflexion de Mach directe DiMR et une réflexion de Mach inverse InMR est théoriquement possible, alors que l'interaction de deux chocs symétriques impliquant deux réflexions de Mach inverses InMR est impossible. Une autre particularité intéressante de l'interaction de deux chocs asymétriques est l'existence d'une réflexion régulière impliquant un choc oblique fort dans certaines situations. Par exemple la disposition des polaires de chocs représentée sur la figure 3-15 a. Correspondant à $\theta_1 = 35^\circ$ et $\theta_2 = 16.08^\circ$, implique l'existence d'une interaction régulière (RR) et d'une interaction de Mach comprenant une réflexion de Mach inverse (InMR) et une réflexion de Mach directe (DiMR). Si l'on regarde de près la solution correspondant à l'interaction régulière, figure 3-15 b, elle implique un choc faible sur la polaire (P-R₁) et un choc fort sur la polaire (P-R₂) et elle implique bien un choc solution physique. Cependant, il est à noter qu'une réflexion régulière impliquant un choc oblique fort ne peut pas être obtenue, sauf si des conditions spéciales sont imposées en aval de la configuration de choc : Durand [25].

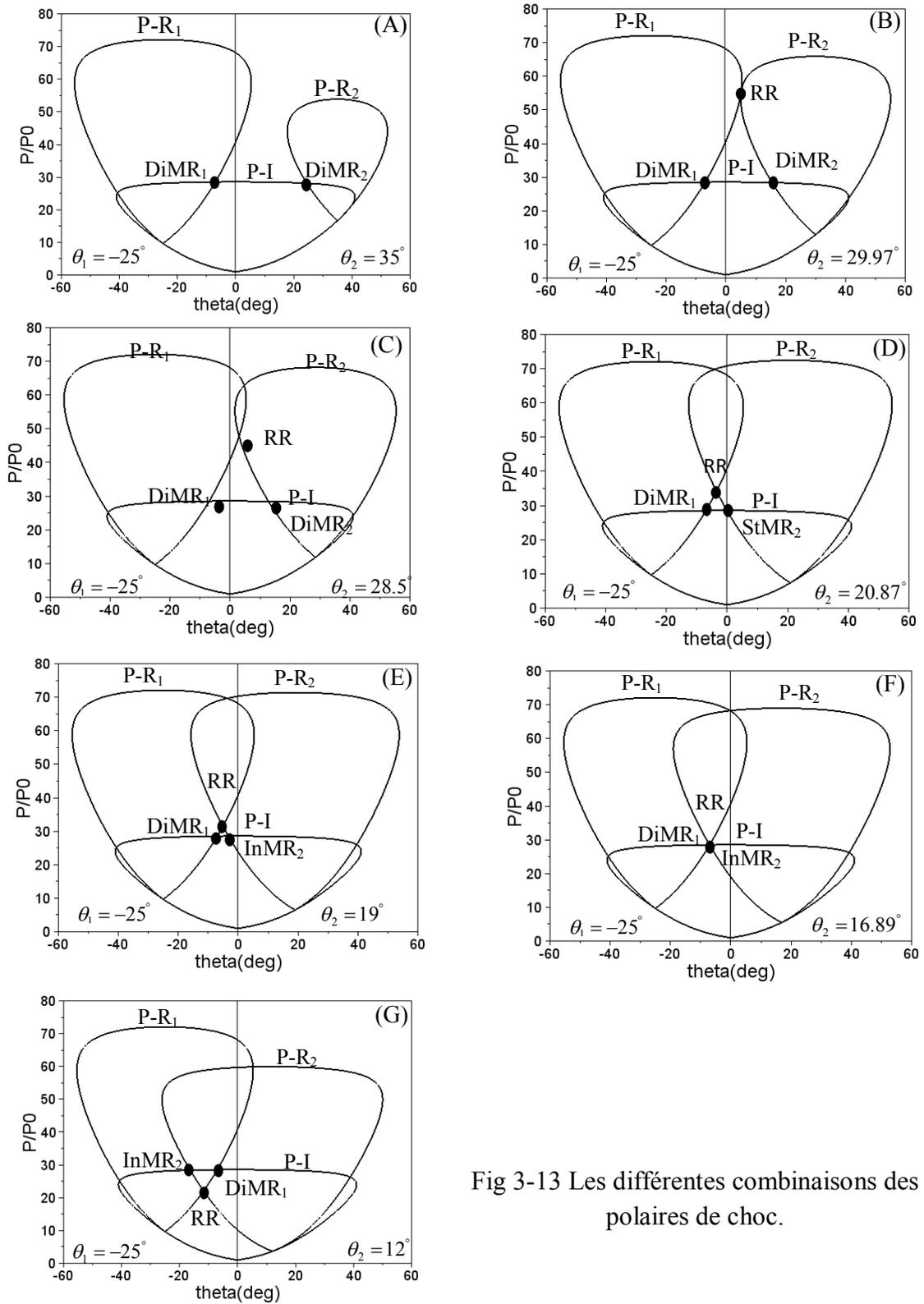


Fig 3-13 Les différentes combinaisons des polaires de choc.

- (A)- La combinaison des polaires de choc correspondant à une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes (DiMR)
- (B)- La combinaison des polaires de choc correspondant à une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes (DiMR) et une interaction régulière (situation limite correspondant au critère de détachement)
- (C)- La combinaison des polaires de choc correspondant à une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes (DiMR) et une interaction régulière (situation illustrant la zone duale)
- (D)- La combinaison des polaires de choc correspondant à une interaction régulière et une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes (DiMR) et d'une réflexion de Mach stationnaire (StMR)
- (E)- La combinaison des polaires de choc correspondant à une interaction régulière et une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes (DiMR) et d'une réflexion de Mach inverse (InMR)
- (F)- La combinaison des polaires de choc correspondant à une interaction régulière et une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes (DiMR) et d'une réflexion de Mach inverse (InMR) (situation limite correspondant au critère de von Neumann)
- (G)- La combinaison des polaires de choc correspondant à une interaction régulière et à une interaction de Mach (solution non phasique) formée d'une réflexion de Mach directe (DiMR) et d'une réflexion de Mach inverse (InMR)

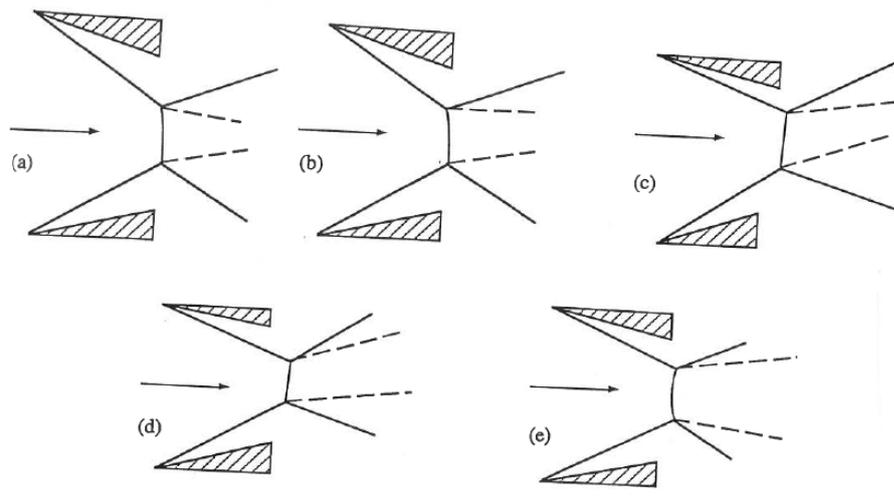


Fig 3-14 Les différentes configurations d'écoulement en aval du disque de Mach [28].

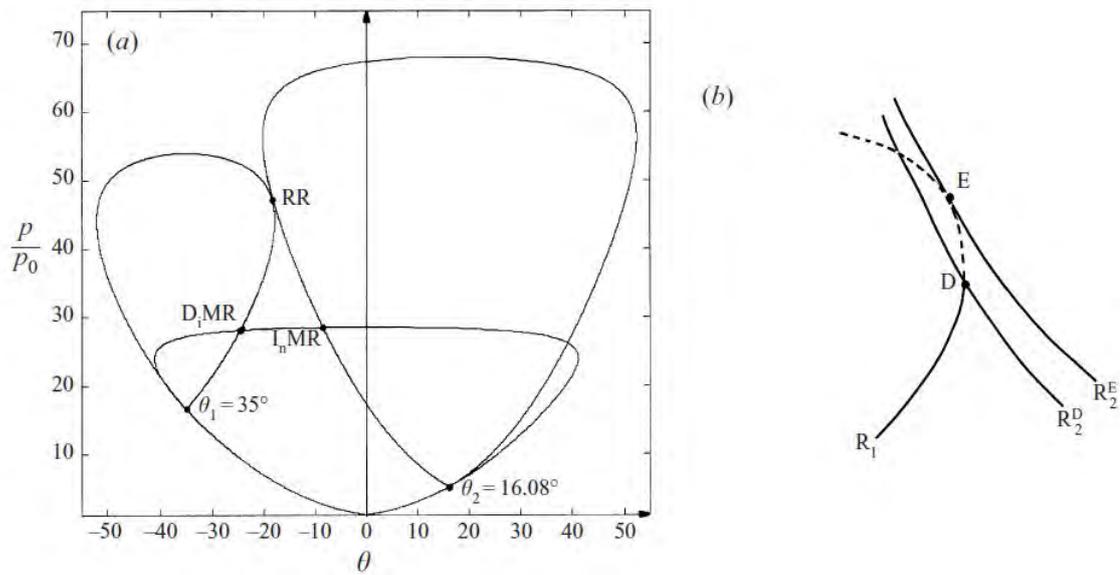


Fig.2.15 Combinaison de polaires de choc illustrant une réflexion régulière impliquant un choc réfléchi fort [26].

Reference

- [1] Ambrosià.A. Wortman.A. (1962). Stagnation point shock detachment distance for flow around spheres and cylinders. ARSJ: 32281.
- [2] Von Neumann. J. (1963). Oblique reflection of shock waves. Explosive Research Report N° 12, Navy Dept, 6:238-299.
- [3] Henderson L.F. et Lozzi A. (1975). Experiments on transition of Mach reflexion. J.Fluid Mech vol.68, part 1, pp. 139-155.
- [4] Henderson L.F. and Lozzi A. (1979). Further experiments on transition of Mach reflexion. J.Fluid Mech vol 94, 541.
- [5] Hornung H. G. et KychakoffG. (1977). Regular and Mach reflection of shock waves Proc. Of 11th international Symposium Shock tube and waves, settle Washington, USA,
- [6] Hornung H. G. Ortel H. et Sandeman R. J. (1979). Transition to Mach reflection of schok waves in steady and pseudosteady flow with and without relaxation, J. Fluid Mechanics 90 : 541-560, .
- [7] Hornung H. G. et Robinson M. L. (1979). Transition form regular to Mach reflection of schok waves. J. Fluid Mechanics, 123-155.
- [8] Courant.R. Friedrichs. K.O. (1948). Supersonic flow and shock waves, Wiley Interscience, NewYork.
- [9] Ben-Dor.G. (1991). Shock wave reflection phenomena, Springer-Verlag.
- [10] Chpoun.A. Passerel. D. and Ben-Dor. G. (1996). Stability of regular and Mach reflection wave configurations in steady flows. AIAA Journal, VOL.34, No.10.
- [11] Ivanov. M. S. Gimelshein. S. F. and A. Beylich. E. (1995). Hysteresis effect in stationary reflection of shock waves, Phys. Fluids 7 (4).
- [12] Onofri M. and Nasuti F. (1999). Theoretical considerations on shock reflections and their implications on the evaluation of air intake performance. Proc. 22nd Intl. Symp. Shock Waves. Imperial College, London, UK, july 18-23.

-
- [13] Ivanov M.S. Ben-Dor G. Elperin T. Kudryavtsev A.N., Khotyanovsky D. (2001). Flow-Mach-Number-Variation-Induced hysteresis in steady shock wave reflections. *AIAA Journal*, Vol. 9, n°5, pp. 972-974.
- [14] Ben-Dor G., Elperin T., Li H. and Vasiliev E. (1999). (The influence of the downstream pressure on the shock wave reflection phenomenon in steady flows. *J. Fluid Mech.* vol. 386, pp. 213-232.
- [15] Ben-Dor G., Elperin T. Li H. and Vasiliev E. (1999). Shock wave reflection phenomenon in steady flows: the influence of the downstream pressure. *Proc. 22nd Intl. Symp. Shock Waves*, Imperial College, London, UK, July 18-23.
- [16] Vuillon J. Zeitoun D. Ben-Dor G. (1995). Reconsideration of the oblique shock wave reflections in steady flows. Part 2. Numerical investigation. *J. Fluid. Mech.*, Vol. 301, pp. 37-50.
- [17] Sudani N. Sato M. Watanabe M., Noda J. Tate A., and Karasawa T. (1999). Three Dimensional Effects on shock Wave Reflections in steady Flows. *AIAA 99-0148*.
- [18] Von Neumann J. Refraction, intersection and reflection of shock waves. NAVORD report 203-45, Navy Dept., Bureau of Ordnance, Washington DC, USA.
- [19] Henderson L.F. and Lozzi A. (1975). Experiments on transition of Mach reflexion. *J. Fluid Mech* vol.68, part 1, pp. 139-155.
- [20] Chpoun A. Passerel D., Li H. and Ben-Dor G. (1995). Reconsideration of oblique shock wave reflections in steady flows. Part 1. Experimental investigation. *J. Fluid Mech.* vol. 301, pp. 19-35.
- [21] Leclerc E. Lengrand J.C., Chpoun A. (1997). Experimental investigation of the influence of downstream flow conditions on Mach stem height. *Proc. 21st Intl. Symp. Shock Waves*, Great Keppel Island, Australia, July 20-25.
- [22] Ivanov M.S., Gimelshein S.F., Beylich A.E. (1995). Hysteresis effect in stationary reflection of shock wave. *Phys. Fluids*, Vol. 7, pp. 685-687.
- [23] Chpoun A. et 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. 304, Série I.

-
- [26] Han Z. Yin X. (1993) Shock Dynamics. Kluwer Dordrecht.
- [25] Durand A. (2000). Etude expérimentale et numérique des phénomènes d'hystérésis associés aux réflexions de chocs en écoulement hypersonique. Rapport Technique ONERA RT 16/6166 DAFE/N.
- [26] Chanetz. B. Cote. M.C. (1993). Etudes des interference de choc en écoulement hypersonique .ONERA, Rapport technique de synthèse n° 32/4362 AY.
- [27] Durand. A. (2002). Phénomènes d'hystérésis dans les interférences de choc, en écoulements stationnaires supersonique et hypersonique. Thèse de doctorat de l'université d'Orleans .
- [28] Hadjadj. A. (1997). ANALYSE PHYSIQUE ET SIMULATION NUMERIQUE DES ECOULEMENTS COMPRESSIBLES APPLICATION AUX TUYERES DE PROPULSEURS. Thèse de doctorat de l'université de Rouen.

Chapitre

4

Méthodes numériques de calcul des écoulements compressibles

4.1 Introduction

Une étude numérique de la transition réflexion régulière vers réflexion de Mach, a été mise en œuvre. Le but de cette étude est de retrouver numériquement les phénomènes d'hystérésis préalablement observés lors des expériences, et cela sur un plan plus quantitatif que qualitatif. Il ne s'agit pas, en effet, de retrouver avec exactitude les valeurs de transition théoriques bien connues, mais plutôt de retirer de ses calculs une meilleure compréhension des phénomènes d'hystérésis. Précédemment, de nombreux auteurs ont déjà mis en évidence de tels phénomènes, en employant différentes méthodes numériques. La plupart d'entre eux se basent, généralement, sur la résolution des équations d'Euler. Cette méthode semble être la plus usitée, on peut notamment citer les travaux d'Ivanov & al. [1]-[3], Kudryavtsev et al. [4] [5], Khotyanovsky & al. [6] [7], D'Ambrosio [8], Hadjadj & al. [9], Schmisser [10] ou encore d'Onofri & al. [11]. Des calculs basés sur l'approche moléculaire, utilisant la méthode DSMC (Direct Simulation Monte Carlo) ont également été menés, citons ici les travaux d'Ivanov & al. [12] [13] ou de Kudryavtsev & al. [14]. D'autres auteurs s'attachent à la prise en compte et à la modélisation des effets de gaz réels, voir notamment Zeitoun & al. [15], Burtshell & al. [16] et Chpoun & al. [17]. Enfin quelques travaux, minoritaires dans cette longue liste, sont relatifs à des simulations résolvant les équations de Navier-Stokes : Druguet & al. [18].

Ce chapitre est consacré en premier lieu à la présentation des différents schémas à capteur de choc, puis les modèles physiques et mathématiques de la mécanique des fluides

à travers un rappel des équations de Navier Stokes compressibles instantanées puis moyennées. La discrétisation de ces équations est ensuite illustrée en utilisant la méthode des volumes finis, utilisée dans le code du calcul numérique (CFD-FASTRAN). En deuxième lieu, nous exposerons les modèles de turbulence utilisés : Baldwin Lomax, Spalart Allmaras, $k-\varepsilon$ et $k-\omega$. Enfin, nous présenterons les différentes étapes suivies lors des simulations numériques (maillage, conditions initiales et aux limites, propriétés du gaz, convergence et post traitement).

4.2 Méthodes de calcul des écoulements visqueux compressibles

Durant les derniers siècles, des progrès considérables ont été enregistrés dans le développement du matériel informatique et des méthodes numériques. Ces progrès ont mené à l'émergence de la CFD « Computational Fluid Dynamics » comme nouvel outil de prédiction des écoulements fluides. Ce nouvel outil permet le calcul des propriétés de l'écoulement à chaque point du domaine et même dans les régions où les mesures expérimentales sont impossibles ou difficiles à réaliser. En plus, les ordinateurs actuels permettent des calculs rapides et moins coûteux que les simulations expérimentales : Jameson & al. [19]. En effet, après 40 années d'évolution rapide, la CFD occupe actuellement une place importante dans le processus de design d'un nouvel avion. Elle joue un rôle complémentaire aux souffleries, surtout, pendant la phase préliminaire de design : Venkatakrishna & al. [20].

La résolution numérique des équations moyennes de Reynolds compressibles, complétées par un modèle de turbulence, a fait l'objet d'une recherche intense durant la dernière décennie. La majorité des solveurs développés sont basés sur la méthode des volumes finis où deux types de schémas sont en compétition. Les schémas centrés tel que celui de Jameson & al. [21] et les schémas en amont "upwind" tel que celui proposé par Roe. [22]. Récemment, les schémas "upwind" ont suscité un grand intérêt de la part de la communauté CFD pour la résolution des équations régissant les écoulements compressibles. Étant naturellement dissipatifs, ces schémas disposent d'un mécanisme implicite de stabilisation, alors que les schémas centrés requièrent l'addition explicite d'un terme de dissipation artificielle pour assurer leur stabilité numérique. Dans ce chapitre, les schémas de capture de choc utilisés pour le calcul numérique en mécanique des fluides (CFD) et aéroacoustique (CAA) sont tout d'abord présentés.

4.2.1 Méthodes de capture de choc

La résolution des chocs par les schémas de capture de choc utilisés pour le calcul numérique en mécanique des fluides (CFD) puis en aéroacoustique (CAA) est très coûteuse numériquement car l'épaisseur d'un choc est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen : Nelsos & al. [23]. La solution est donc habituellement tronquée spectralement par le maillage et les méthodes numériques utilisées. Une conséquence est la génération d'oscillations de Gibbs au voisinage de la discontinuité qui font partie de la solution : Rumsey & al. [24], mais peuvent rendre le calcul instable. Pour supprimer les oscillations de Gibbs, il existe deux approches classiques en CFD :

- Le « shock fitting », Kopriva [25] : Le maillage s'adapte à la position du choc et les variables de part et d'autre du choc sont calculées avec des relations de saut. Le « shock fitting » est difficilement applicable pour un calcul LES tridimensionnel car cette méthode est coûteuse numériquement.
- Le « shock capturing » : le choc est « capturé sur le maillage », c'est-à-dire qu'il est réparti sur les différents points du maillage et stabilisé par des schémas numériques dissipatifs.

4.2.2 Capture de choc utilisé en CFD

La plupart des méthodes numériques, utilisées aujourd'hui, pour résoudre les équations d'Euler avec les termes visqueux et de transfert de chaleur, sont basées sur la technique des volumes finis. Ces méthodes peuvent être divisées en deux grandes catégories, les schémas aux différences centrées et les schémas avec différentiation en amont (schémas « upwind »).

4.2.2.1 Schémas aux différences centrées

Afin de résoudre les équations d'Euler et de Navier-Stokes, plusieurs schémas aux différences centrées ont été développés. Le plus populaire d'entre eux est celui proposé par MacCormack. [26] [27], pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Il consiste en un schéma explicite utilisant une technique de prédicteur-correcteur et a été utilisé par Deiwert. [28], pour calculer des écoulements visqueux autour de profils aérodynamiques. L'intégration explicite dans le temps rendait ce schéma très long à converger. Pour

remédier à cet inconvénient, Beam & al. [29] ont suggéré l'utilisation d'une intégration implicite dans le temps. Ce schéma, développé pour les équations d'Euler, a été étendu pour traiter des écoulements visqueux avec une nette réduction du temps de calcul : Beam & al. [30].

Les schémas précédents sont des schémas de différences finies. Avec l'apparition du schéma de Jameson & al. [31], la méthode des volumes finis a connu un essor considérable dans la résolution des équations d'Euler et de Navier-Stokes. Ce schéma, encore très utilisé dans l'industrie aéronautique, est un schéma aux différences centrées basé sur la technique des volumes finis et utilise l'algorithme de Runge-Kutta à plusieurs pas pour avancer dans le temps. Il a permis le calcul des écoulements non-visqueux autour d'un avion au complet : Jameson & al. [32], et il a été étendu à la résolution des équations de Navier-Stokes : Marinelli & al. [33].

Les schémas aux différences centrées donnent des solutions précises à l'ordre deux dans l'espace. Cependant, ils nécessitent l'addition explicite de la dissipation numérique pour assurer la stabilité des solutions au niveau des régimes supersoniques et des chocs.

4.2.2.2 Schémas avec différenciation en amont

Pour éviter l'instabilité numérique au niveau des chocs et mieux capter ceux-ci, de nouveaux schémas utilisant une différenciation en amont, basés sur les caractéristiques du système d'équations à résoudre, ont été développés. Ces schémas sont naturellement dissipatifs, bénéficiant ainsi d'un mécanisme implicite pour stabiliser la solution et sans l'addition de la viscosité artificielle. Ils ont à l'origine le schéma CIR proposé par Courant, Isaacson et Reeves [34]. La première catégorie de ces schémas est appelée Division du Vecteur des Flux (FVS "Flux Vector Splitting"). Elle englobe les schémas proposés par Steger & al. [35], et Van Leer [36]. Cette méthode consiste à diviser le flux en un point de l'écoulement en deux composantes différenciées en amont suivant les signes des valeurs propres. Elle a les avantages suivants : Coirier & al. [37] : les formulations sont relativement simples et la division des flux est facile à linéariser pour être utilisée dans les schémas implicites.

Une forme non-conservative des schémas FVS a été proposée par Chakravarthy & al. [80], et utilisée par Moretti dans son schéma [38]. Ces schémas sont appelés Division

des Coefficients de la Matrice (CSM "Split Coefficient Matrix"). N'étant pas conservatifs, ils sont incapables de résoudre les chocs.

La deuxième catégorie de schéma en amont est basée sur la résolution d'un problème de Riemann à chaque interface de deux cellules adjacentes. Cette catégorie est appelée Division de la Différence des Flux (FDS "Flux Difference Splitting") et elle consiste à diviser la différence des flux à l'interface suivant les signes des valeurs propres calculées à cette interface. Les schémas de cette catégorie sont aussi appelés les solveurs de Riemann.

Ces schémas ont été développés suite à une méthode originale proposée par Godunov [39], où il propose un schéma permettant la résolution exacte, à chaque interface, d'un problème unidimensionnel de Riemann. Ce schéma est, cependant, très coûteux. Pour réduire le temps de calcul, Osher & al. [40]. Ont suggéré de résoudre le problème de Riemann de façon approximative. Dans le même but, Roe [41] [42], en linéarisant le problème de Riemann, a développé le premier schéma FDS où les flux sont évalués en utilisant la solution exacte d'un problème linéarisé. L'inconvénient de ce schéma est qu'il peut admettre, comme solutions non-physiques, les ondes d'expansion. Pour éviter ce problème une correction d'entropie a été proposée par Harten [43]. Cette correction a fait du schéma de Roe le schéma le plus utilisé car il offre l'avantage de mieux capter les chocs et les discontinuités de contact et d'être le moins coûteux. Un autre schéma FDS, satisfaisant la condition d'entropie, a été développé par Enquist & al. [44]. mais l'exploitation de ce dernier est plus coûteuse.

Les schémas utilisant une différenciation en amont sont précis à l'ordre un dans l'espace. Afin d'améliorer leur précision, plusieurs extensions à des ordres de précision supérieurs ont été proposées. Parmi celles-ci, on retrouve le schéma FCT ("Flux Corrected Transport) introduit par Boris & al. [45]. l'algorithme MUSCL ("Monotonic Upwind Schemes for Conservation Laws) proposé par Van Leer [46] [47], et les schémas TVD ("Total Variation Diminishing") formulés par Harten [48] [49], et Chkavarthy & al [50].

Pour prévenir les oscillations numériques qui peuvent survenir aux voisinages des discontinuités (ondes de choc), et assurer ainsi la stabilité des schémas d'ordre supérieurs de même que la monotonie de la solution, des limiteurs : Sweby & al. [51]. Anderson & al.

[52]. sont souvent utilisés. La construction de tels schémas est difficile et leur application en deux et en trois dimensions est problématique.

Dans le but d'étendre les schémas d'ordre supérieur à des maillages non-structurés, Barth & al. [53]. ont développé une nouvelle méthode de reconstruction avec un limiteur multidimensionnel. Ce limiteur éprouve des difficultés de convergence. En analysant ce problème, Venkatakshnan [54], a proposé des modifications qui améliorent la situation au détriment de la monotonie. Aftosmis & al. [55] ont aussi trouvé que les modifications proposées dans : Trepanier & al. [56]. Améliorent de façon significative la convergence ainsi que la précision de la solution pour certains cas tests.

Dans les problèmes unidimensionnels, l'information se propage selon une seule direction et la division du flux est évidente. En deux et en trois dimensions, la détermination de la direction de propagation de l'information est difficile. L'extension des solveurs FDS, les plus utilisés, au calcul des écoulements bidimensionnels a été toujours faite en résolvant une série de problèmes de Riemann unidimensionnels où les flux sont évalués suivant la direction normale à l'interface : Sells [57]. Davis [58]. Pour tenir compte de la vraie direction de propagation de l'information Davis [58], et Dadone & al. [60]. proposent des schémas tournés (Rotated Upwind Schemes) qui consistent à évaluer les flux selon la direction normale à la direction du choc qu'ils déterminent a priori. De cette façon les chocs sont mieux résolus et leurs positions mieux prédites.

Dans le même ordre d'idée, Roe [61], dans le but de développer des schémas multidimensionnels, a proposé des modèles d'ondes qui consistent à décomposer, localement, le gradient de la solution en ondes acoustiques, d'entropie et de cisaillement afin de calculer la force, l'orientation et la vitesse de ces dernières. Ce schéma a été utilisé, récemment, pour la résolution exacte des ondes de choc et des discontinuités de contact : Paraschivoiu [62].

Afin d'améliorer l'extension des schémas en amont à des problèmes multidimensionnels, Zhang & al. [63] ont suggéré récemment une différenciation en amont selon la direction de l'écoulement. Cette méthode a été appliquée avec succès à des écoulements non-visqueux.

4.2.2 Effets de la dissipation numérique

L'extension des méthodes de résolution des équations d'Euler à la résolution des équations de Navier-Stokes produit généralement des solveurs efficaces et stables même à de grands nombres de Reynolds. Cependant, la présence au sein de l'écoulement, de deux régions avec des échelles caractéristiques différentes (une région visqueuse et une région non-visqueuse pouvant contenir des discontinuités) nécessite une résolution suffisamment précise de tous les phénomènes présents.

Il est bien connu que dans le calcul des écoulements visqueux compressibles à de grand nombre de Reynolds, la précision de la solution dépend essentiellement de la dissipation numérique introduite par la discrétisation des termes convectifs des équations de Navier-Stokes. Cette dissipation est toujours présente et peut, selon le solveur d'Euler utilisé, masquer la viscosité physique réelle menant ainsi à des solutions qui correspondent à des problèmes différents de ceux qu'on veut résoudre.

En utilisant les schémas aux différences centrées, la viscosité artificielle doit être réduite dans les régions visqueuses afin d'éviter la perte de précision : Hirsch [64]. La plupart de ces schémas sont basés sur la méthode de Jameson & al. [21] et ils ont été appliqués pour calculer plusieurs écoulements visqueux : Johnston [65]. Les effets des termes de dissipation numérique sur la précision et le tau de convergence des solutions des équations de Navier-Stokes bi et tridimensionnelles sont discutés par Swanson & al. [66] et Caughey & al. [67].

Concernant les schémas en amont, en comparant certains solveurs de Riemann, Hänel [68] a montré qu'en les appliquant au calcul des écoulements visqueux compressibles, la précision de ces schémas dépend essentiellement des différentes formulations des solveurs et de la façon dont les flux d'ordres supérieurs sont construits, c'est-à-dire du limiteur de flux et de la discrétisation. Une autre comparaison des schémas en amont a été faite par Van Leer & al. [69]. Cette dernière comparaison a montré que les FVS sont plus dissipatifs que les schémas FDS. Les effets des limiteurs de flux dans les régions visqueuses ont été étudiés par Hänel & al. [70] où ils ont montré la nécessité de réduire l'influence des limiteurs dans ces régions.

4.2.3 Conditions aux frontières

Contrairement aux équations d'Euler, la présence des termes visqueux et de conduction de la chaleur dans les équations de Navier-Stokes compressibles transforme les équations de mouvement et d'énergie en équations aux dérivées partielles de second ordre. Les équations de Navier-Stokes compressibles requièrent donc plus de conditions aux frontières que les équations d'Euler. L'application correcte de ces conditions aux frontières représente une partie importante dans la résolution des équations. Les conditions aux frontières visqueuses doivent être compatibles avec celles des équations d'Euler autrement un comportement non physique de la couche limite peut apparaître Gustafson & al. [71].

4.2.4 Accélération de la convergence

La plupart des solveurs développés pour résoudre les équations d'Euler et de Navier-Stokes utilisent des schémas explicites à cause de leur facilité de mise en œuvre et leur économie en espace mémoire. Cependant, le calcul des écoulements visqueux compressibles à de grands nombres de Reynolds nécessite le raffinement du maillage dans les régions visqueuses, qui deviennent de plus en plus minces, afin de bien prédire les forts gradients rencontrés dans ces régions. Les schémas explicites deviennent alors longs à converger à cause du critère de stabilité CFL que doit satisfaire le pas de temps. Pour accélérer la convergence, plusieurs approches ont été proposées. Parmi celles-ci, on retrouve l'utilisation de la technique du pas de temps local (LTS "Local Time Stepping), telle que celle proposée par Osher & al. [72], améliorée par Berger [73] et généralisée ensuite par Kleib & al. [74] aux équations d'Euler et de Navier-Stokes bidimensionnelles. Une nouvelle technique LTS utilisant une procédure de mise à jour des flux a été proposée récemment par Zhang & al. [75]. Elle consiste à utiliser des pas de temps locaux très proches des pas de temps maximums permis après une analyse de stabilité locale. Cette approche permet de réduire le temps de calcul tout en améliorant la précision de la solution. Elle a été appliquée par ses auteurs pour résoudre les équations d'Euler et de Navier-Stokes.

Une autre approche très utilisée est la méthode multigrille proposée par Brandt [76]. Elle consiste à effectuer des pas de temps sur des maillages grossiers afin d'établir des corrections à une solution sur un maillage fin. Des algorithmes utilisant cette méthode

pour la résolution des équations d'Euler et de Navier-Stokes ont été développés par Nir [77], Siclari & al. [78] et Mavriplis & al. [79]. Cette méthode a aussi été appliquée au calcul des écoulements compressibles turbulents.

Une autre méthode multigrille, utilisant le concept d'agglomération (regroupement des éléments des maillages fins) pour générer des maillages grossiers, a été développée ces dernières années par Lallemand & al. [80]. Cette méthode a été appliquée pour la résolution des équations d'Euler et de Navier-Stokes en deux et en trois dimensions de Venkatarishnan & al. [81]. et Mavriplis & al. [82] [83].

D'autres techniques sont aussi utilisées pour l'accélération de la convergence, telles que le lissage implicite des résidus sur relaxation (Implicit Residual Smoothing) Jameson & la. [84]. et Dick & al. [85]. Une étude comparative des différentes techniques d'accélération de convergence a été réalisée, récemment, par Côté [86].

4.3 Equations fondamentales des fluides compressibles

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

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad 4-1$$

Où ρ sont la masse volumique du fluide et u_j la composante de la vectrice vitesse.

Equation de conservation de quantité de mouvements :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (-p \delta_{ij} + \tau_{ij}) \quad 4-2$$

Où p est la pression statique, δ_{ij} le tenseur de Kronecker et τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses.

Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E_t) + \frac{\partial}{\partial x_j}[u_j(\rho E_t + p)] = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i \tau_{ij}) \quad 4-3$$

Où q_j est le flux de chaleur dans la direction j , E_t est l'énergie totale par unité de masse, qui s'exprime par la relation suivante, à partir de l'énergie interne et de l'énergie cinétique :

$$E_t = e + \frac{1}{2} u_k u_k \quad 4-4$$

Il faut ajouter aussi l'équation d'état du gaz parfait :

$$p = \rho r T \quad 4-5$$

r Étant la constante du gaz parfait.

Pour un fluide supposé newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses prend la forme suivante :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad 4-6$$

Le flux de chaleur q_j en fonction de la température par la loi de conduction thermique de Fourier s'écrit :

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad 4-7$$

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

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} = \gamma \frac{\mu c_v}{k} \quad 4-8$$

c_p et c_v Représentent respectivement les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants. 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 :

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad 4-9$$

4.3.1 Equations moyennées

La résolution exacte des équations de Navier-Stokes demeure encore très difficile et très coûteuse en temps, malgré les avancées technologiques observées sur la puissance des

calculateurs. Afin de pallier ce problème, il convient de décomposer le mouvement instantané en une partie moyenne et une partie fluctuante. Cette décomposition, introduite au niveau des variables d'écoulement avant de moyennner les équations, s'effectue selon le formalisme de Favre.

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

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'$$

Où

$$\bar{\phi} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) dt \quad 4-10$$

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.

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

$$\tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho(x, \tau) u_i(x, \tau) d\tau \quad 4-11$$

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 de volumes finis, utilisée dans le code FASTRAN.

Les grandeurs de fluide sont écrites selon la moyenne de Favre par la suite :

$$u_i = \tilde{u}_i + u_i'', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad p = \bar{p} + p', \quad h = \tilde{h} + h'', \quad e = \tilde{e} + e'' \quad 4-12$$

En remplaçant les quantités précédentes dans les équations de Navier Stokes, nous obtenons, pour l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad 4-13$$

Pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial\tilde{u}_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i}(-\bar{\rho}u_i''u_j'') \quad 4-14$$

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 utilisés dans le code 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 :

$$-\bar{\rho}u_i''u_j'' = \mu_t \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial\tilde{u}_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho}k\delta_{ij} \quad 4-15$$

Où μ_t sont la viscosité turbulente et k l'énergie turbulente

$$k = \frac{1}{2} u_i''u_j'' \quad 4-16$$

Les équations moyennées de FANS (Favre-averaged Navier-Stokes equations) sont obtenues en remplaçant l'équation 4-15 dans l'équation 4-14 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\bar{\mu} + \mu_t) \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial\tilde{u}_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}k) \quad 4-17$$

De même pour l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h}) = \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \tilde{u}_j \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho}u_j''h'' \quad 4-18$$

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

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho}u_j''h'' = \Gamma_t \frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j} = c_p \Gamma_t \frac{\partial T}{\partial x} \quad 4-19$$

Où Γ_t est la diffusivité turbulente

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \quad 4-20$$

Pr_t Est le nombre turbulent de Prandtl fixé à 0.9.

Le deuxième terme est le taux de dissipation de l'énergie turbulente \mathcal{E} qui dépend du choix du modèle de turbulence. Finalement, l'équation d'état moyennée :

$$p = \bar{\rho} R \bar{T} \quad 4-21$$

4.4 Discrétisation des équations par la méthode des volumes finis

Les équations de Navier Stokes moyennées suivant Favre sont discrétisées en utilisant la méthode des volumes finis. Dans cette approche, le domaine de calcul est discrétisé en volumes de contrôle dans lesquels les équations gouvernant l'écoulement sont intégrées numériquement. Une cellule de volume de contrôle est illustrée sur la Fig. 4-1, P désigne le centre géométrique de la cellule.

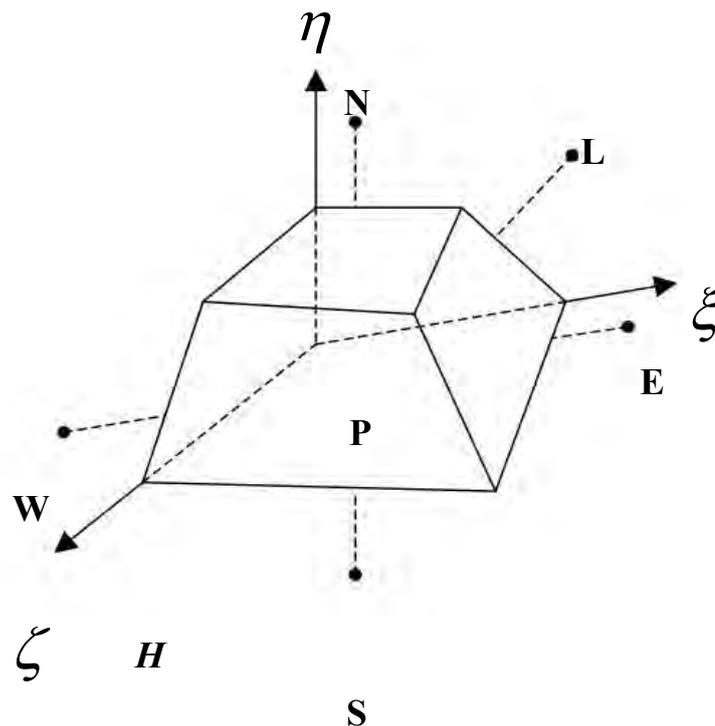


Fig. 4-1 Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle
L'équation de continuité dans le système de coordonnées ξ , η , ζ est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial J \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} (J \bar{\rho} \varepsilon^k) = 0 \quad 4-22$$

L'intégration de l'équation 4-22 sur le volume de contrôle nous donne :

$$\frac{\bar{\rho}^n V_p^n - \bar{\rho}^{n-1} V_p^{n-1}}{\Delta t} + G_e - G_w + G_n - G_s + G_h - G_l = 0 \tag{4-23}$$

G représente le flux de la masse à travers les faces du volume de contrôle, n et $n-1$ représente respectivement le pas actuel de temps et le pas précédent. Les indices $w, e, s, n, l, et h$ sont relatifs aux six faces du volume de contrôle.

Toutes les équations gouvernant le problème, à l'exception de l'équation de continuité, peuvent être écrites sous la forme généralisée suivante :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} [J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi] = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{ij} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right] \tag{4-24}$$

Où ϕ est une variable de l'écoulement, Γ la diffusivité effective, J la matrice jacobienne et $\xi_k = \xi_k(x, y, z)$. Le premier et le deuxième terme du membre de gauche de l'équation sont appelés respectivement terme transitoire et convectif et le troisième terme dans le membre de droit de l'équation est le terme diffusif :

$$\Gamma = \frac{\mu}{\sigma} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}$$

La méthode des volumes finis repose sur l'intégration de l'équation 4-24 sur le volume de contrôle :

$$\iiint_v \left[\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \{ J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi \} \right] J d\xi d\eta d\zeta = \iiint_v \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{ij} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right] J d\xi d\eta d\zeta \dots\dots \tag{4-25}$$

Où V est le vecteur vitesse.

Il est préférable d'effectuer l'intégration terme par terme, d'où :

L'intégration du terme transitoire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_v (J \bar{\rho} \phi) J d\xi d\eta d\zeta = \frac{\bar{\rho}^n \phi^n V^n - \bar{\rho}^{n-1} \phi^{n-1} V^{n-1}}{\Delta t} \tag{4-26}$$

Le terme convectif est donné par :

$$C = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \{ J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi \} \quad 4-27$$

L'intégration du terme convectif sur le volume de contrôle donne :

$$C_e - C_w + C_n - C_s + C_h - C_l = G_e \phi_e - G_w \phi_w + G_n \phi_n - G_s \phi_s + G_h \phi_h - G_l \phi_l \quad 4-28$$

Le terme diffusif dans l'équation peut être divisé en deux parties : la première est la diffusion principale ($i = k$) tandis que la deuxième partie est la diffusion transversale ($i \neq k$).

Pour la première partie :

$$D_m^k = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{kk} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \right], \quad k = 1, 2, 3 \quad 4-29$$

Pour $k = 1$ l'intégration de l'équation donne :

$$\iiint_v D_m^1 J d\xi d\eta d\zeta = \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right]_e - \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right]_w \quad 4-30$$

4.5 Modèles de turbulence

Plusieurs modèles de turbulence sont disponibles dans le code de FASTRAN, du modèle à zéro équation (algébrique) au modèle à deux équations de transport. Le modèle à zéro équation utilise des relations algébriques pour relier les fluctuations de l'écoulement aux grandeurs moyennes des variables en utilisant des constantes expérimentales. Les modèles à une et à deux équations utilisent des équations aux dérivées partielles pour atteindre le même but.

L'écoulement au voisinage des parois est composé de trois couches : une sous couche visqueuse où l'effet de la viscosité est plus grand que l'effet de la turbulence, une couche tampon où les effets visqueux et turbulent sont du même ordre et une couche inertielle (turbulente). L'épaisseur des deux premières couches et les profils de vitesse au voisinage de la paroi sont des paramètres importants pour les modèles de turbulence. On utilise souvent une distance y^+ et une vitesse U^+ adimensionnées pour définir les couches au voisinage de la paroi :

$$y^+ = \frac{\rho y U_\tau}{\mu} \quad 4-31$$

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} \quad 4-32$$

Où U_τ est la vitesse de frottement $U_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{0.5}$

4.5.1. Modèle de Baldwin-Lomax

Ce modèle est un modèle algébrique (ou modèle à zéro équation de turbulence). Il utilise des relations algébriques pour lier la vitesse et la longueur caractéristique aux grandeurs moyennes de l'écoulement. La prévision de la turbulence et des discontinuités sur les parois est donc difficile dans ce modèle. Le modèle de Baldwin-Lomax utilise différentes expressions de la viscosité turbulente relatives aux régions interne et externe de la couche limite.

$$\bar{\mu}_t = \begin{cases} (\bar{\mu}_t)_{in} & \text{pour } (y \leq y_c) \\ (\bar{\mu}_t)_{out} & \text{pour } (y \geq y_c) \end{cases} \quad 4-33$$

où y est la distance normale de la paroi et y_c est le point où les valeurs de la viscosité des couches interne et externe sont égales. La viscosité turbulente dans la couche interne est obtenue par l'équation :

$$(\bar{\mu}_t)_{in} = \bar{\rho} l^2 |\bar{\omega}| \quad 4-34$$

l Est l'échelle de la longueur caractéristique $l = ky \left[1 - \exp(-y^+ / A^+) \right]$ et ω la vorticité

$\omega = \vec{\nabla} \times \vec{V}$ Est reliée à l'échelle du temps turbulent par $\tau = \omega^{-1}$

k, A^+ Valent 0.4 et 26.0 respectivement.

L'échelle caractéristique de la vitesse est donc :

$$q = l |\bar{\omega}| = l |\nabla \times \vec{U}| \quad 4-35$$

La viscosité turbulente dans la couche externe est estimée par l'équation :

$$(\bar{\mu}_t)_{out} = \bar{\rho} K F_w F_k(y) \quad 4-36$$

Où les expressions $F_w, F_k(y)$ sont estimées par les fonctions :

$$F_w = \min \left(\frac{y_{\max} q_{\max}}{k}, \frac{C_\omega y_{\max} U_{dif}^2}{q_{\max}} \right) \quad 4-37$$

$$F_k(y) = \frac{1}{\left[1 + 5.5 \left(\frac{C_k y}{y_{\max}} \right)^6 \right]} \quad 4-38$$

q_{\max} Est la valeur maximale de la vitesse turbulente obtenue par l'équation 4-35 et y_{\max} la valeur maximale de y quand q est maximale. La quantité U_{dif} est la différence entre la vitesse maximale et la vitesse minimale dans le profil

$$U_{dif} = \sqrt{(u^2 + v^2 + w^2)_{\max} - (u^2 + v^2 + w^2)_{\min}} \quad 4-39$$

Avec les constantes :

$$C_k = 0.3$$

$$C_\omega = 0.1$$

$$\text{et } K = 0.0269$$

4.5.2 Modèle de k-ε

Le modèle de k-ε est un modèle à deux équations de transport pour évaluer la viscosité tourbillonnaire. Il résout deux équations aux dérivées partielles pour obtenir l'énergie cinétique turbulente k et sa dissipation ε , ces équations sont les suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j k) = \bar{\rho} P - \bar{\rho} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{P_{rk}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad 4-40$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j \varepsilon) = C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\rho} P \varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\rho} \varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{P_{r\varepsilon}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad 4-41$$

Où P est le taux de production de l'énergie cinétique turbulente donnée par l'équation :

$$P = \bar{u}_i \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} k \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_m} \quad 4-42$$

Avec les constantes :

$$C_u = 0.09, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1.92, \quad P_{rk} = 1.0 \text{ et } P_{r\varepsilon} = 1.3$$

Les effets visqueux sont plus importants que les effets turbulents au voisinage de la paroi. Une loi de paroi (wall fonction) est par conséquent appliquée dans cette région et le modèle de turbulence résout le champ dans le reste du domaine de l'écoulement. Dans la loi de paroi, l'échelle de la vitesse est prise comme $q = k^{0.5}$ et l'échelle de la longueur est modélisée par $l = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon}$. k et ε sont reliés par des expressions semi-empiriques à la vitesse de frottement U_τ :

$$k = \frac{U_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad 4-43$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{k y} \quad 4-44$$

La viscosité turbulente est exprimée par $\nu_t = \frac{C_u k^2}{\varepsilon}$

Dans l'approche standard de la loi de paroi, le profil de la vitesse est estimé depuis la paroi jusqu'à la première maille par les relations suivantes :

$$U^+ = y^+ \quad \text{pour } y^+ < 11.5$$

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^+) \quad \text{pour } y^+ > 11.5 \quad 4-45$$

Où les constantes κ , E sont déterminées expérimentalement, et valent : 0.4 et 9.0 respectivement. Le concept de loi de paroi est valable dans le cas où la valeur de la distance au centre de la première cellule voisine à la paroi est telle que $y^+ > 30$.

4.5.3 Modèle de k- ω

Le modèle de k- ω est un modèle à deux équations de transport. Les équations à résoudre sont : l'équation de l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique ω .

La viscosité turbulente est exprimée par $\nu_t = C_\mu \frac{k}{\omega}$ et les équations de transport sont illustrées par les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j k) = \bar{\rho} P - \bar{\rho} \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{\sigma} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad 4-46$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j \omega) = C_{\omega 1} \frac{\bar{\rho} P \omega}{k} - C_{\omega 2} \bar{\rho} \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{\sigma} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad 4-47$$

Avec les constantes : $C_u = 0.09$, $C_{\omega 1} = 0.555$
 $C_{\varepsilon 1} = 0.833$, $P_{rk} = 2.0$ et $P_{r\omega} = 2.0$

Les conditions de k et ω sur la paroi sont :

$$k=0 \quad \text{pour } y=0$$

$$\omega = 7.2 \frac{\nu}{y^2} \quad \text{pour } y=y_1 \quad 4-48$$

Où y_1 est la distance normale, depuis la paroi jusqu'au centre de la première maille. Pour avoir des solutions précises, le centre de la première maille doit être positionné plus près de la paroi. Ce modèle exige donc un maillage très fin au voisinage des surfaces solides. Une distance adimensionnée proche de l'unité $y^+ = 1$ est généralement préconisée.

4.5.4 Modèle de Spalart-Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras est un modèle à une équation. Il résout en général une équation de transport liée à la viscosité turbulente μ_t . Cette dernière est donnée pour ce modèle par l'équation :

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad 4-49$$

Et l'équation de transport :

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} = \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] - c_{w1} f_w - \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad 4-50$$

Les coefficients de fermeture et les relations auxiliaires utilisés dans ce modèle sont présentés en détail dans les références [87] [88] [89]. Le modèle de Spalart-Allmaras exige comme le modèle $k-\omega$ un maillage raffiné sur les parois, avec une valeur de $y^+ \approx 1$.

4.6 Maillage

La réalisation d'un maillage approprié au problème traité est l'une des étapes les plus importantes dans les simulations numériques. L'adaptation du maillage aux conditions aux limites du problème est primordiale dans ce type de calcul. Un maillage structuré est utilisé dans tous les calculs réalisés. Ce type de maillage permet de contrôler de façon rigoureuse l'épaisseur des mailles dans des endroits précis (au voisinage des parois par exemple). Le seul problème que l'on rencontre dans ce type de maillage par rapport au maillage non structuré est l'augmentation du nombre de mailles lors de son raffinement dans les zones sensibles à étudier. Le domaine total de calcul est subdivisé en plusieurs blocs, le raffinement de chaque bloc dépend de l'importance des zones étudiées. Dans notre étude par exemple, on s'intéresse à l'écoulement dans la partie où les interférences des ondes de choc seront localisées (les réflexions RR et MR). Pour plus de détails, et à cause de la diversité des méthodes numériques utilisées, nous avons traité chaque géométrie de problème étudié (quatre phénomènes d'hystérésis) dans le chapitre 5. (Un exemple de génération de maillage et l'approche numérique utilisée).

4.7 Approche numérique

L'approche numérique du code CFD-FASTRAN est basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis. Le champ d'écoulement est subdivisé en petits volumes de contrôle. Les équations de conservation sont appliquées à chaque volume en prenant en compte les flux des variables à travers chaque face du volume de contrôle. Chaque variable est calculée au centre de chaque cellule et supposée constante dans tout le volume de contrôle.

Le calcul des flux convectifs est basé sur deux schémas décentrés (Upwind) : Le schéma de Roe-FDS (flux difference splitting) et le schéma de Van Leer-FVS (flux vector splitting).

Une précision spatiale d'ordre supérieur à deux peut être obtenue par l'utilisation d'un limiteur de flux approprié. Ces limiteurs de flux sont utilisés pour prévenir des oscillations numériques, en particulier pour les écoulements sièges de fortes zones d'interaction chocs/surfaces de discontinuité. Pour l'intégration temporelle, trois schémas sont intégrés dans le code : le schéma explicite de Runge-Kutta, le schéma semi implicite (point implicit) et le schéma totalement implicite (fully implicit).

Les calculs numériques présentés dans ce mémoire ont été réalisés en optant pour le schéma de Roe-FDS, moins dissipatif au voisinage de la couche limite, associé au limiteur Minmod basé sur le calcul de la pente minimale des gradients associés aux grandeurs physiques de l'écoulement prises sur les faces du volume de contrôle. Le schéma implicite a été par ailleurs utilisé pour l'intégration en temps.

Le pas de temps est contrôlé par le nombre de CFL (Courant-Fredrichs-Lewy). L'accélération de la convergence est obtenue en faisant varier ce nombre de CFL linéairement de sa valeur initiale généralement faible (dépendant du raffinement du maillage utilisé) à une valeur finale, sur un nombre de pas de temps spécifié.

Reference

- [1] Ivanov M.S., Gimelshein S.F., Kudryavtsev A.N., Markelov G.N., Khotyanovsky D. (1998). Numerical simulation of three-dimensional regular and Mach reflections of shock waves in steady flows. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS.
- [2] Ivanov M.S., Gimelshein S.F., Kudryavtsev A.N., Markelov G.N. (1997). Transition from regular to Mach reflection in two- and three-dimensional flows. Proc. 21st Intl. Symp. Shock Waves, Great Keppel Island, Australia.
- [3] Ivanov M.S., Gimelshein S.F., Kudryavtsev A.N., Markelov G.N. (1997). Transition from regular to Mach reflection in two- and three-dimensional flows. Proc. 21st Intl. Symp. Shock Waves, Great Keppel Island, Australia, 20-25.
- [4] Kudryavtsev A.N., Hadjadj A., Vandromme D., and Ivanov M.S. (2001). Numerical Simulation of Shock Wave Reflection in Overexpanded Exhaust Jets. Proc. 23rd Intl. Symp. Shock Waves, Fort Worth, Texas, USA.
- [5] Kudryavtsev A.N., Khotyanovsky D., and Ivanov M.S. (2000). Numerical simulation of asymmetrical steady shock wave interactions. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS 2000 Barcelona.
- [6] Khotyanovsky D., Kudryavtsev A.N., Ben-Dor G., and Ivanov M.S. (2001). Strong regular reflection of steady shock waves. Proc. 23rd Intl. Symp. Shock Waves, Fort Worth, Texas, USA.
- [7] Khotyanovsky D., Kudryavtsev A.N., Ivanov M.S., Chanetz B., Durand A., Chernyshev M.V., Omelchenko A.V., Uskov V.N. (2002). Analytical, numerical, and experimental investigation of shock wave reflection transition induced by variation of distance between wedges. West East High Speed Flow Fields, Marseille.
- [8] D'Ambrosio D. (2000). Numerical investigation on the transition between regular and Mach reflection in shock waves. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS 2000 Barcelona.
- [9] Hadjadj A., Ivanov M.S., Khotyanovsky D., Kudryavtsev A.N., Vandromme D. Further. (2000). numerical investigations on transition to Mach reflection. European

- Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS 2000 Barcelona.
- [10] Schmisser J.D. (2001). Draft Report for Shock-Shock Interactions Part II: Steady Shock Wave Reflection Transition and Hysteresis.
- [11] Onofri M. and Nasuti F. (1999). Theoretical considerations on shock reflections and their implications on the evaluation of air intake performance. Proc. 22nd Intl. Symp. Shock Waves, Imperial College, London, UK.
- [12] Ivanov M.S., Markelov G.N., Kudryavtsev A.N. and Gimelshein S.F. (1998). Numerical Analysis of Shock Wave Reflection Transition in Steady Flows. AIAA Journal.
- [13] Ivanov M.S., Markelov G.N., Kudryavtsev A.N. and Gimelshein S.F. (1997). Transition between Regular and Mach Reflections of Shock Waves in Steady Flows. 32nd Thermophysics Conference, AIAA 97-2511.
- [14] Kudryavtsev A.N., Khotyanovsky D.V., Markelov G.N., Ivanov M.S. (1999). Numerical simulation of reflection of shock waves generated by finite-width wedge. Proc. 22nd Intl. Symp. Shock Waves, Imperial College, London, UK.
- [15] Zeitoun D., Burtschell Y. and Druguet M.C. (2000). Hysteresis effect at the RR \square MR transition in high speed flows. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS 2000 Barcelona.
- [16] Burtschell Y., Cardoso M., Zeitoun D., Abgrall R. (1997). Chemical nonequilibrium effects on RR \square MR transition : numerical investigations. Proc. 21st Intl. Symp. Shock Waves, Great Keppel Island, Australia.
- [17] Chpoun A., Passerel D., Li H., and Ben-Dor G. (1995). Reconsideration of oblique shock wave reflections in steady flows. Part 1. Experimental investigation. J. Fluid Mech. vol. 301, pp. 19-35.
- [18] Druguet M.C, Burtschell Y., and Zeitoun D.E. (2000). Shock wave reflections in high-speed steady airflows: influence of numerical, viscous and thermal dissipation. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS 2000 Barcelona.
- [19] Jameson A. (1983). The evolution of computational methods in aerodynamics. Transaction of the ASME. Journal of Applied Mechanics vol.50, pp. 1052-1070.
- [20] Venkatakrishna I V. (1995). A perspective on unstructured grid flow solvers. AIAA Paper 95-0667.

-
- [21] Jameson A., Schmidt W., Turkel E. (1981). Numerical solution of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta stepping schemes. AIAA Paper 81-1259.
- [22] Roe P. L. (1981). Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Scheme. *Journal of Computational Physics*. 43:357-372.
- [23] Nelsos T. E., Godin P. et Zingg D. W. (1995). Multi-Element Airfoil Computations with One-Equation Turbulence Models. AIAA Paper 93-0357.
- [24] Rumsey C. L. (1988). Parametric Study of Grid Size, Time Step and Turbulence Modeling on Navier-Stokes Computations over Airfoils. AGARD-CP-437.1.
- [25] Kopriva D.A. (1999). Shock-fitted multidomain solution of supersonic flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 175:383–394.
- [25] Kopriva D.A. (1999). Shock-fitted multidomain solution of supersonic flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 175 : 383 – 394.
- [66] Maccormack R. W. (1969). The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Heating. AIAA Paper 69-345.
- [27] Maccormack R. W. (1982). A Numerical Method for Solving the Equations of Compressible Viscous Flow. *AIAA Journal*. 20 (9) : 1275- 1281.
- [28] Diewert J. S. (1975). Numerical Simulation of High Reynolds Number Transonic Flows. *AIAA Journal*. 13 (10) : 1354-1359.
- [29] Beam R. W. et Warming R. F. (1976). An Implicit Finite Difference Algorithm for Hyperbolic Systems in Conservation Form. *Journal of Computational Physics*. 23.
- [30] Beam R. W. et Warming R. F. (1978). An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations. *AIAA Journal*. 16 (4) : 393-402.
- [31] Jameson A., Schmidt W. et Turkel E. (1981). Numerical Solution of the Euler Equations by Finite Volume Method Using Runge-Kutta Schemes. AIAA Paper SI-1259.
- [32] Jameson A., Baker T. B. et Weatherill N. P. (1986). Calculation of Inviscid Transonic Flow Over Complete Aircraft. AIAA Paper 86-0102.
- [33] Marinelli L., Jameson A. et Grasso F. (1986). A Multigrid Method for the Navier-Stokes Equations. AIAA Paper 86-0208.
- [34] Courant R., Isaacson E., Reeves M. (1952). On the Solution of Non-Linear Hyperbolic Differential Equations by Finite Differences. *Comm. Pure and App. Math*. 5 : 243-255.

-
- [35] Steger J L., Warming R F. (1981). Flux Vector Splitting of the Inviscid Gas Dynamic Equation with Application to Finite Difference Method. *Journal of Computational Physics*, 40 : 263-293.
- [36] Van Leer B. (1982). Flux Vector Splitting of the Euler Equations. *Lecture Notes in Physics*, 170 : 507-512.
- [37] Coirier W J., Van Leer B. (1991). Numerical Flux Formula for the Euler and Navier-Stokes Equations. II. Progress in Flux Vector Splitting. AIAA Paper 91-1566.
- [38] Moretti G. (1979). The λ -Scheme. *Comput. Fluids*. 7 : 191-205.
- [39] Godunov S K. (1959). Finite-Difference Method for Numerical Computation of Discontinuous Solution of the Equations of Fluid Dynamics. *Matema. Sbornik.*, 47 : 271-306.
- [40] Osher S., Solomon F. (1982). Upwind Difference Schemes for Hyperbolic Systems of Conservation Laws. *Math. Comp.* 30 (158):339-374.
- [41] Roe P L. (1981). Approximate Riemann Solvers Parameter Vectors and Difference Scheme. *Journal of Computational Physics*. 43:357-372.
- [42] Roe P L. (1986). Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, 18:337-365.
- [43] Harten A. (1983). High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. *Journal of Comp. Phys.*, 49:357-393.
- [44] Enquist B., Osher S. (1980). Stable and Entropy Satisfying Approximation for Transonic Flow Calculations. *Journal of App. Math. and Comp.*, 34:45-74.
- [45] Boris J P., Book D L. (1973). Flux Corrected Transport: I. SHASTA. A Fluid Transport Algorithm that Works. *Journal of Comp. Phys.*, 11:38-69.
- [46] Van Leer B. (1974). Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme: II. Monotonic and Conservation Combined in a Second Order Scheme. *Journal of Comp. Phys.* 14:361-370.
- [47] Van Leer B. (1979). Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme: V. A Second Order Sequel to Godunov's Method. *Journal of Comp. Phys.* 32.
- [48] Harten A. (1983). High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. *Journal of Comp. Phys.*, 49:357-393.
- [49] Harten A. (1984). On a Class of High Resolution Total Variation Stable Finite Difference Schemes. *SIAM Journal of Num. Anal.*, 21:1-23.

-
- [50] Shalcravathy S., Osher S. (1985). A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. AIAA Paper 85-0363.
- [51] Sweby P K. (1984). High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation Laws. SIAM Journal of Num. Anal.. 21:995-1011.
- [52] Anderson W K., Thomas J L., Vanleer B. (1986). A Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations. AIAA Journal, 24(9): 1453-1460.
- [53] Barth T J., Jespersen D C. (1989). The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes. AIAA Paper 89-0366.
- [54] Venkatakrishnan V. (1993). On the Accuracy of Limiters and Convergence to Steady State Solutions. AIAA Paper 93-0880.
- [55] Aftosmis M., Gaitonde D., Sean Tavares T. (1994). On the Accuracy, Stability and Monotonicity of Various Reconstruction Algorithms for Unstructured Meshes. AIAA Paper 94-0415.
- [56] Trepanier J Y., Zhasg H., Reggio M., Parschivoiu. (1992). Periodic Euler and Navier-Stokes Solutions About Oscillating Airfoils. CASI Journal, 38(2):71-75.
- [57] Sells C C L. (1980). Solution of the Euler Equations for Transonic Flow Past Lifting Airfoil. Royal Aircraft Establishment. TR 80065.
- [58] Davis F S. (1984). A Rotationally Based Upwind Difference Scheme for the Euler Equations. Journal of Comp. Phys. 56:65-92.
- [59] Dadone A., Grossman B. (1992). Characteristic Based Rotated Upwind Scheme for the Euler Equations. AIAA Journal. 30(9):2219-2226.
- [61] Roe P L. (1986). Discrete Models for the Numerical Analysis of Time-Dependent Multidimensional Gas Dynamics. Journal of Comp. Phys. 63:458-476.
- [62] Paraschivoiu M. (1993). Une Méthode Adaptative pour la résolution Exacte des Ondes de Choc et des Discontinuités de Contact. Mémoire de Maitrise. École Polytechnique de Montréal.
- [63] Zhang X., Trépaner J Y., Camarero R. (1996). Revisiting the Streamwise Upwind Method for the Euler Equations. AIAA Paper 96-0765.
- [64] Hirsch C. (1990). Numerical Computation of Internal and External Flow. Vol. 2. John Wiley and Sons.
- [65] Johnston L J. (1991). Solution of the Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations for Transonic Aerofoil Flows. Aeronautical Journal. 95(948):253-273.

-
- [66] Swausan R C., Turkel E. (1987). Artificial Dissipation and Central Difference Schemes for the Euler and Navier-Stokes Equations. AIAA Paper 87-1107
- [67] Caughey D A., Turkel E. (1988) Effects of Numerical Dissipation on finite Volume Solutions of Compressible Flow Problems. AIAA Paper 88-06'21.
- [68] Hänel D. (1990). Computation of Compressible Viscous Flows. AGARD-R764.
- [69] Van Leer B., Thomas J L., Roe P L., Newsome R W. (1981). A Comparison of Numerical Flux Formulas for the Euler and Navier-Stokes Equations. AIAA Paper 87-1104.
- [70] Hänel D., Schwane R., Seider G. (1987). On the Accuracy of Upwind Schemes for the Solution of Navier-Stokes Equations. AIAA Paper 87-1105
- [71] Gustafson B., Sundström A. (1978). Incompletely Parabolic Problems in Fluid Dynamics. SIAM Journal of Appl. Math., 35:343-357.
- [72] Osher S., Sanders S. (1987). Numerical Approximation to Nonlinear Conservation Laws with Locally Varying Time and Space Grids. Math. of Comp., 41:331-336.
- [73] Berger M J. (1987). On Conservation Grid Interfaces. SIAM Journal of Num. Anal., 24(5):967-984.
- [74] Kleb W L., Batinat T., Williams M H. (1992). Temporal Adaptive Euler/Navier-Stokes -Algorithm Involving Unstructured Dynamic Meshes. AIAA Jurnal. 30(8): 1980- 1985.
- [76] Zhang X., Trépanier J Y., Camarero R. (1994). Time-Accurate Local Time Stepping Method Based on Flux Updating. AIAA Journal. 33(9):1926-1928.
- [76] Brandt A. (1981). Guide to Multigrid Development. Dans: Lecture Notes in Mathematics 960:220-312.
- [77] Nir H. (1982). A Multigrid Scheme for Solving the Euler Equations. AIAA Journal, 20(11):1565-1571.
- [78] Siclari M J., Del Guidie P., Jameson A. (1989). A Multigrid finite Volume Method for Solving the Euler and Navier-Stokes Equations for High Speed Flows. AIAA Paper 89-0283.
- [79] Mavriplis D J., Jameson A. (1990). Multigrid Solution of The Navier-Stokes Equations on Triangular Meshes. AIAA Journal. 28(8): 1415- 1425.

-
- [80] Lallemand L., Steve H., Dervielx A. (1992). Unstructured Multigrid by Volume Agglomeration: Current Status. *Computers and Fluids*. 21 (3):397-433.
- [81] Venkatarishnan V., Mavriplis D J. (1994). Agglomeration Multigrid for Three-Dimensional Euler Equations. *AIAA Paper 94-0069*.
- [82] Mavriplis D J., Venkatakrishnan V. (1994). Agglomeration Multigrid for Viscous Turbulent Flows. *AIAA Paper 94-9332*.
- [83] Mavriplis D J., Venkatakrishnan V. (1995). A 3D Agglomeration Multigrid Solver for the Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations on Unstructured Meshes. *AIAA Paper 95-0345*.
- [84] Jameson A. (1987). Successes and Challenges in Computational Aerodynamics. *AIAA Paper 87-1184*.
- [85] Dick E. (1983). The Calculation of Steady Transonic Flow by Euler Equations with Relaxation Method. Dans: *Computational Methods for Turbulent, Transonic and Viscous Flows*. Esser J. A. (Ed.): 291-350.
- [86] Côté F. (1996). Algorithmes d'Accélération de Convergence pour la Solution des Écoulements Compressibles sur des Maillages Non-Structurés. Mémoire de Maitrise. École polytechnique de Montréal.
- [87] Cfd Fastran User manual, version 2003, CFD Recherche Corporation, 2003.,
- [88] Cfd Fastran Theory manual, version 2003, CFD Recherche Corporation, 2003.
- [89] Cfd Fastran Demonstrations and validations, version 2003, CFD Recherche Corporation, 2003.

Chapitre

5

Résultats et interprétation

5.1 Introduction

Le problème d'interactions de chocs en présence de paroi fixe ou mobile présente un intérêt indéniable dans les applications aéronautiques et spatiales. Le domaine d'application couvre toute l'aviation supersonique et concerne particulièrement les écoulements dans des entrées d'air supersoniques, dans des tuyères propulsives en présence de décollement ou dans des écoulements externes le long du fuselage. Afin de bien mettre en évidence l'importance de tels phénomènes et leurs champs d'applications.

Une étude numérique a été entreprise afin d'apporter une contribution nouvelle à l'étude des réflexions d'ondes de choc et des phénomènes d'hystérésis associés. La diversité des méthodes numériques utilisée a permis d'étudier quatre phénomènes d'hystérésis distincts. Le premier a été observé, par variation du nombre de Mach, l'angle d'incidence des dièdres étant fixe. Le second, également à nombre de Mach constant, par variation de l'angle d'incidence des dièdres générateurs de chocs (cas asymétrique), le troisième a été étudié l'influence de variation des rapports de sur détente (le rapport entre la pression génératrice de la tuyère et la pression ambiante NPR). Enfin le phénomène d'interaction onde de choc / couche limite, et développement de la zone de recirculations de la couche limite turbulente.

5.2 Maillage

Tous les maillages ont été réalisés à l'aide du logiciel CFD-GEOM. On utilise pour nos calculs des maillages structurés à base de quadrilatères. Ce type de maillage permet en général d'obtenir une bonne résolution numérique. Il permet en outre un raffinement homogène au voisinage des parois pour les écoulements visqueux (turbulent ou laminaire), afin de résoudre la sous-couche laminaire de la couche limite turbulente. Celle-ci est généralement décrite en utilisant la variable réduite y^+ définissant la hauteur de la première maille adjacente à la paroi.

5.3 Phénomène d'hystérésis induit par la variation du nombre de Mach

Afin de valider les capacités de la méthode numérique utilisée à simuler un phénomène d'hystérésis, l'étude a été menée sur un cas test d'Chpoun & al. [1]. Les expériences ont été conduites dans la soufflerie hypersonique SH2 du laboratoire d'aérothermique du CNRS à Meudon.

Nous avons présenté les résultats numériques obtenus à l'aide d'un code de calcul CFD-FASTRAN, pour un écoulement plan compressible, visqueux, dans une tuyère convergente divergente montrée sur la figure 5-1. Pour l'intégration en temps, on a choisi un schéma complètement implicite avec un CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) maximum de 0.5. Concernant la discrétisation spatiale, le schéma décentré de Roe avec le limiteur min-mod de second ordre est choisi. L'écoulement est de gauche à droite, la limite supérieure est une paroi solide (condition de non-glissement) et la limite inférieure est l'axe de symétrie de la tuyère.

À la limite gauche ou bien à l'entrée, l'écoulement est supersonique, posant ainsi P_t et T_t comme des grandeurs totales. Le fluide utilisé est l'air, considéré comme gaz parfait. Les conditions d'admission (condition aux limites de l'écoulement) sont représentées dans le tableau 5-1. La densité est calculée par la loi des gaz parfaits (écoulement isentropique). La loi de Sutherland, Deck & al. [2] a été choisie pour calculer, la μ viscosité moléculaire qui décrit les variations de la viscosité par rapport à la température, parce que dans un écoulement supersonique, il existe des gradients de température importants.

$$\mu(T) = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1.5} \frac{T_0 + 110.56}{T + 110.56}$$

À la limite droite ou bien à la sortie, l'écoulement est à la pression atmosphérique (condition extrapolait).

Tableau 5-1 Paramètres physiques de l'écoulement à l'entrée

Définition	Valeur et unité
Nombre de courant local imposent CFL	0.5
Nombre de Mach a l'infini amont (gaz parfait)	Varie
Valeur de l'énergie a l'infini amont	1683 (Pa)
Valeur de température a l'infini amont	76.51 (K)

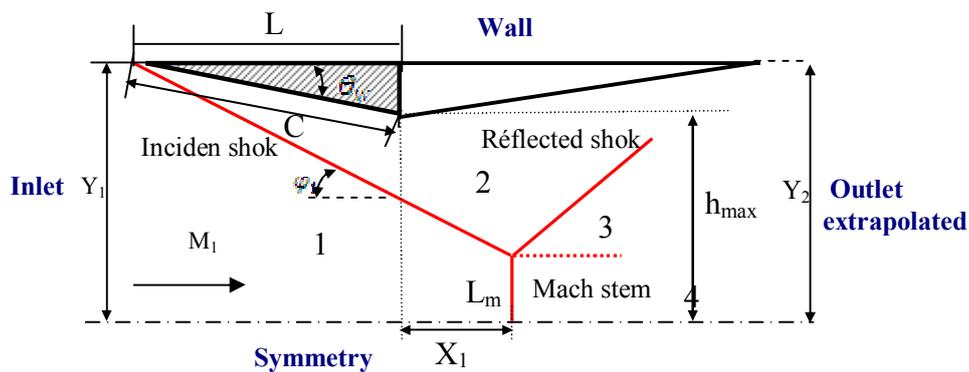


Fig 5-1 Géométrie de la tuyère 2D

5.3.1 Sensibilité au maillage

Afin de voir l'influence du maillage sur la solution numérique, nous avons effectué des calculs avec quatre maillages de tailles différentes. La figure 5-2, montre la distribution de pression le long de l'axe de symétrie pour les différents maillages. Nous avons examiné l'influence de différentes grilles sur la réflexion régulière, notamment l'impact du choc incident sur l'axe de symétrie de la tuyère. La réflexion de Mach en particulier la position

du disque de Mach. Que de 90511 cellules à presque la même distribution de la maille la plus raffinée. Il a été choisi pour des raisons d'économie du temps de calcul (temps CPU).

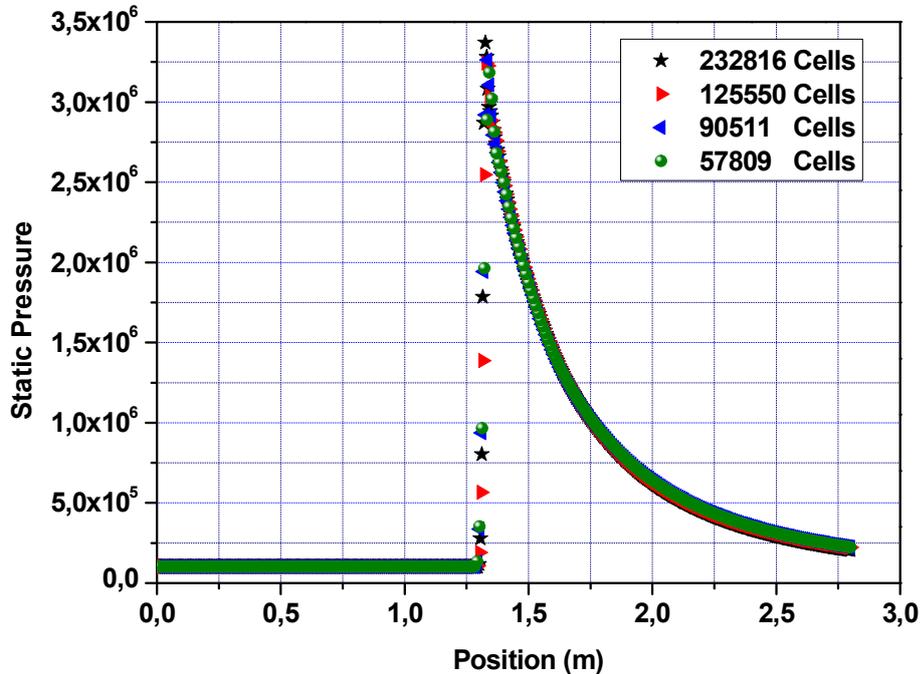


Fig 5-2 Distribution de pression le long de l'axe de symétrie pour les différents maillages.

5.3.2 Propriétés de la réflexion de Mach

L'objectif de ce problème est d'étudier l'interaction entre le système de chocs et le faisceau de détente se produisant par exemple dans une entrée d'air supersonique, dans le cas d'une réflexion de Mach. Un exemple de courbe d'iso-densités correspondant à la configuration retenue est représenté sur la figure 5-3. On observe clairement :

Les deux chocs obliques incidents, le disque de Mach, les chocs obliques réfléchis courbés par leur interaction avec les faisceaux de détente, les deux faisceaux de détente issus de l'arrière des dièdres, les lignes de glissement séparant l'écoulement ayant traversé le disque de Mach des écoulements ayant traversé les chocs obliques réfléchis, la zone subsonique en aval du disque de Mach ayant la forme d'une tuyère convergente, et le minimum de section où l'écoulement atteint les conditions critiques.

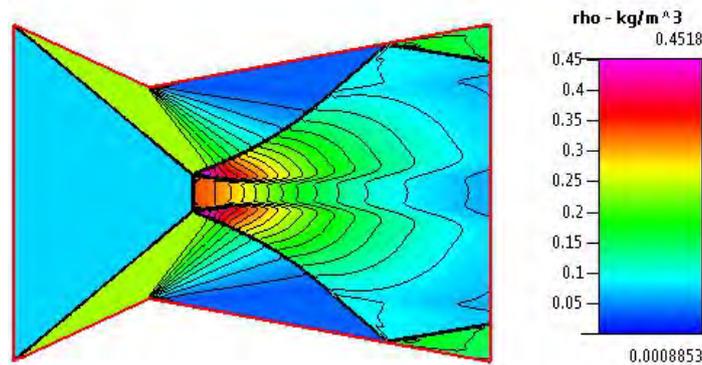


Fig 5-3 Exemple de contours d'iso-densité calculés pour $M_0 = 3.4$:
Systèmes d'interférence des ondes de choc et les faisceaux de détente.
(Réflexion de Mach)

Comme le fluide est supposé visqueux, la figure 5-4 est symétrique par rapport à l'axe Ox et il est possible de ne considérer que la moitié supérieure de l'écoulement, en remplaçant le plan horizontal contenant l'axe par une surface plane matérielle horizontale. L'extrémité supérieure du dièdre (point (A)) est située à la distance H de l'axe de symétrie et l'extrémité inférieure (point (R)) à la distance H_t . La présence du dièdre conduit à la formation d'un choc incident (i) qui sera supposé ici être un choc faible attaché au dièdre, formant un angle β_1 avec l'axe horizontal. L'interaction du choc incident (i) avec la paroi horizontale conduit à la présence d'un choc réfléchi (r). Suivant les valeurs du couple (M_0, θ_w) , la réflexion peut être régulière ou irrégulière. Dans la suite, nous nous placerons dans le cas d'une réflexion irrégulière dite réflexion de Mach. Dans ce cas, il se forme un système à trois chocs : le choc incident (i), le choc réfléchi (r) et le disque de Mach (m). Ces trois chocs se rencontrent au point triple (T). En aval du disque de Mach, l'écoulement est subsonique et non uniforme. Le disque de Mach forme un angle β_3 avec la direction initiale de l'écoulement au niveau du point triple, et un angle $(\pi/2)$ au niveau de l'axe de symétrie (point (G)). En aval du dièdre, il se produit un faisceau de détente centré autour du point (R) . Comme le montre la figure 5-3, et la figure 5-4, ce faisceau interagit avec le choc réfléchi, puis rencontre la ligne de glissement séparant l'écoulement ayant traversé le disque de Mach, de l'écoulement ayant traversé le choc réfléchi. L'interaction entre le faisceau de détente et la ligne de glissement conduit à une diminution progressive de la pression statique le long de l'axe horizontal Ox . Cette diminution s'accompagne d'une diminution de la section occupée par l'écoulement subsonique en aval du disque de Mach

De plus, on définit les surfaces particulières suivantes :

- Le choc incident (i),
- Le choc réfléchi avant interaction avec le faisceau de détente (r),
- Le disque de Mach (m),
- Le choc réfléchi après interaction avec le faisceau de détente (r'),
- La surface de glissement (s) séparant l'écoulement ayant traversé le disque de Mach de l'écoulement ayant traversé le choc réfléchi.

Et les points suivants :

- L'origine du repère (O),
- Le point triple (T),
- Le point d'intersection entre le disque de Mach et l'axe de symétrie (G),
- L'origine du faisceau de détente centré attaché à l'extrémité en aval du dièdre (R),
- Le point d'intersection entre la caractéristique amont du faisceau de détente et le choc réfléchi (B),
- Le point d'intersection entre le caractéristique aval du faisceau de détente et le choc réfléchi (Q),
- Le point d'intersection entre la caractéristique amont du faisceau de détente et la surface de glissement (F),
- Le point d'intersection entre le caractéristique aval du faisceau de détente et la surface de glissement (J),
- Le point d'intersection entre la caractéristique correspondant au col et la surface de glissement (E),
- Le point d'intersection (C) entre la caractéristique du faisceau de détente correspondant au point (E) et le choc réfléchi, en amont du choc,
- Le point d'intersection (C') entre la caractéristique du faisceau de détente correspondant au point (E) et le choc réfléchi, en aval du choc,
- Les points (D) et (P) correspondant respectivement aux caractéristiques passant par les points (E) et (J).

Dans le plan de la figure 5-4, les différentes surfaces se classent en deux catégories, suivant que leur projection constitue une portion de droite ou une ligne courbe.

Les lignes suivantes correspondent à des portions de droites :

- Le choc incident,
- Le choc réfléchi entre les points (T) et (B),
- chaque caractéristique du faisceau de détente entre les points (R) et (B) d'une part et les points (R) et (Q) d'autre part,
- Le choc réfléchi au-delà du point (Q),
- chaque caractéristique du faisceau de détente au-delà de la zone d'interaction c'est-à-dire entre les points (B) et (F), (D) et (E), et (P) et (J),
- La ligne de glissement entre les points (T) et (F).

Les lignes suivantes correspondent à des lignes courbes :

- Le disque de Mach entre les points (G) et (T),
- Le choc réfléchi entre les points (B) et (Q),
- Les caractéristiques du faisceau de détente dans la zone d'interaction délimitée par les points (B), (Q) et (P),
- Les lignes de courant dans la zone d'interaction délimitée par les points (B), (Q) et (P).

D'après Gao & al. [6]. Il est possible de déterminer les propriétés de l'écoulement dans les différentes régions en résolvant les équations d'Euler ou les équations de Navier-Stokes (sans et/ou avec prise en compte des effets dissipatifs). Un exemple de résultat de calcul numérique est présenté sur la figure 5-3.

5.3.3 Cycle hystérésis

Pour reproduire les séquences d'hystérésis, un angle d'inclinaison de dièdre de 25° a donc été fixé, et l'angle de choc incident a été diminué à partir d'une configuration régulière jusqu'à l'obtention d'une configuration de Mach, par variation du nombre de Mach amont dans les conditions aux limites avec le temps. Cette opération a été reproduite en sens inverse (décroissance, puis croissance), c'est-à-dire de la configuration de Mach jusqu'à la configuration régulière. Les séquences d'hystérésis ont été reproduites pour six valeurs du nombre de Mach égales à 3.4, 3.6, 3.8, 4, 4.2 et 4.4. Les points de transition ont été portés sur la figure 5-5. La figure montre les critères de transition théoriques, les différents domaines d'existence des interactions RR et MR ainsi que la zone duale. Cette

figure met en évidence non seulement le phénomène d'hystérésis prédit par Hornung & al. [7], mais de plus elle montre une très bonne concordance entre les niveaux de transition théoriques et les valeurs numérique.

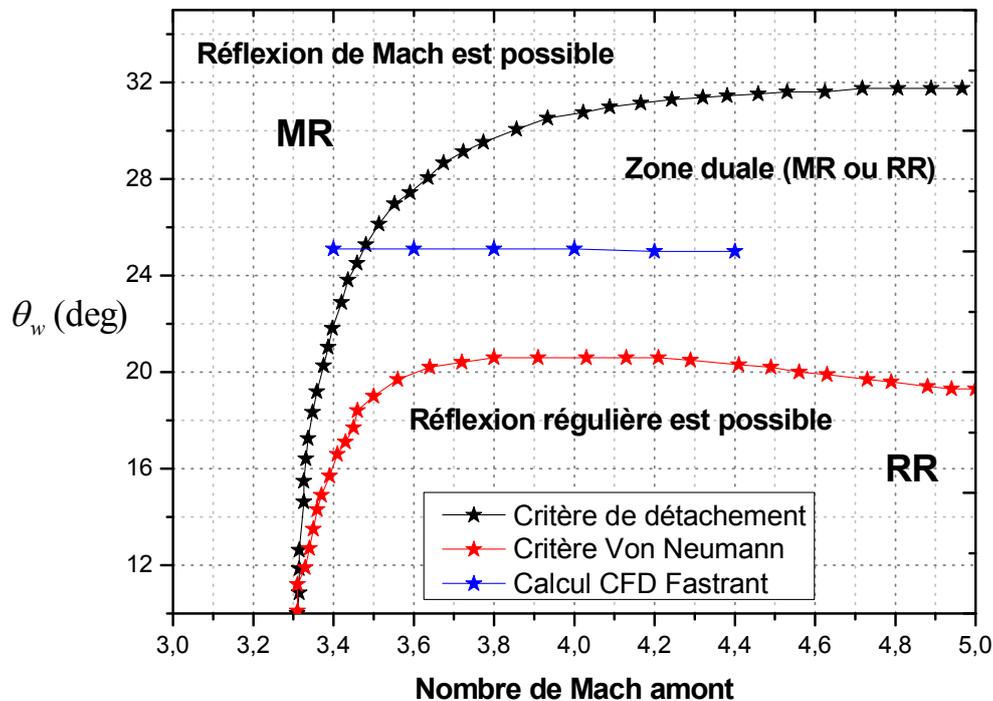


Fig 5-5 Domaines des différentes configurations possibles

La séquence, de la figure 5-6. Présente les courbes d'iso-densités. Dans un premier temps, une réflexion régulière (RR) a été obtenue. Cette configuration a été obtenue en partant d'un champ uniforme à Mach égale à 4,4. Ensuite, le nombre de Mach a été diminué et à chaque fois une solution stationnaire stable a été atteinte, à partir du champ initial convergé pour le nombre de Mach précédent.

Les calculs ont été effectués jusqu'à l'obtention d'une réflexion de Mach (MR), puis ils ont été répétés en sens inverse. La transition de la réflexion régulière vers la réflexion de Mach s'effectue pour un nombre de Mach égal à 3,4. Les figures montrent clairement l'apparition brutale d'un choc quasi normal. Une diminution supplémentaire du nombre de Mach ne ferait qu'accroître progressivement la hauteur de ce disque de Mach. En sens inverse, lorsque le nombre de Mach augmente, la configuration (MR) demeure

dans la zone duale, au-delà du critère de détachement. La hauteur du disque de Mach décroît progressivement mais ne s'annule pas puisque le critère de Von Neumann n'est jamais atteint.

Des solutions graphiques dans le plan (p, θ) sont utilisées afin d'illustrer et de mieux comprendre le phénomène d'interférence des ondes de choc et plus particulièrement le critère de transition d'une réflexion régulière à une réflexion de Mach et inversement (Phénomènes hystérésis). Elle est représentée sur la figure 5-7.

La figure représente huit combinaisons possibles de polaire de choc. Pour l'ensemble en fixant la déflection $\theta = 25^\circ$. Pour un nombre de Mach = 10, la configuration de choc est représentée par les polaires de choc de la figure 5-7a. Cette situation comporte également une interaction régulière et une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes. Les lignes de glissement issues des points triples forment alors une tuyère convergente à travers laquelle l'écoulement est accéléré jusqu'aux conditions supersoniques. Comme l'on peut voir, l'intersection des polaires P-I, P-R₁ et P-R₂ définit une zone duale et le critère de Von Neumann n'est jamais atteint. Lorsque l'on diminue le nombre de Mach (M = 5, M = 4, M = 4.2 et M = 4), l'intersection des polaires P-R₁ et P-R₂ reste toujours dans la zone duale. On notera que dans cette situation, les deux solutions correspondant à l'interaction régulière et à l'interaction de Mach sont possibles (figure 5-7b, 5-7c, 5-7d et 5-7e). Lorsque le nombre de Mach = 3.8, figure 5-7f, les polaires P-R₁ et P-R₂ deviennent tangents. Leur intersection définit alors une interaction régulière, dans cette situation il existe toujours une interaction de Mach. Cette situation limite est équivalente au critère de détachement. Lorsque le nombre de Mach atteint la valeur 3.6, la polaire P-R₁ et P-R₂ croise P-I sur l'axe des pressions. Il en résulte alors une réflexion de Mach directe DiMR. Le schéma correspondant à ce type d'interaction est représenté sur la figure 5-7g. La ligne de glissement issue de la réflexion est alors parallèle à la direction initiale de l'écoulement. Les deux lignes de glissement forment alors un tube de courant convergent.

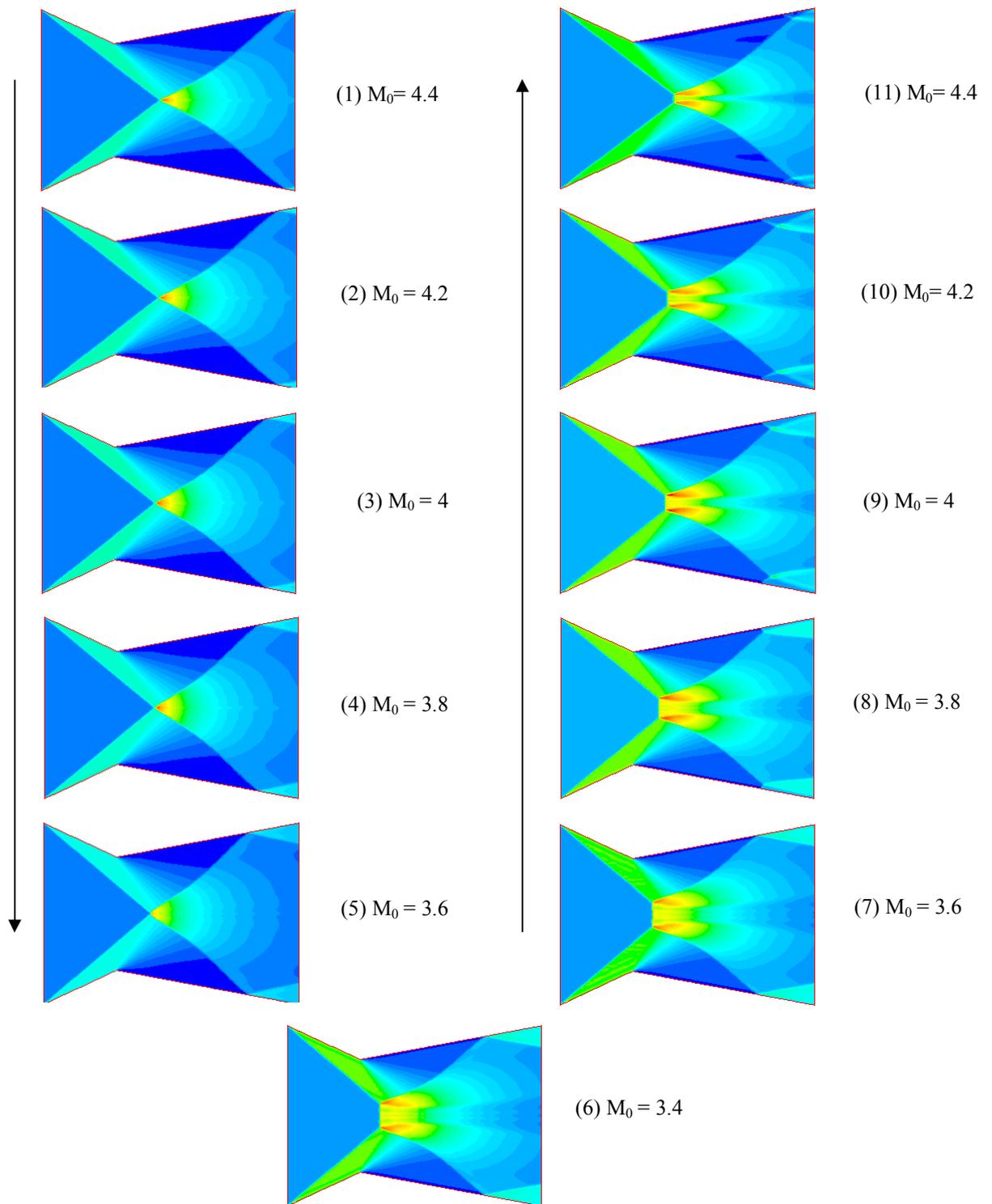


Fig5-6 Cycle d'hystérésis induit par la variation du nombre de mach, pour un angle $\theta = 25^\circ$

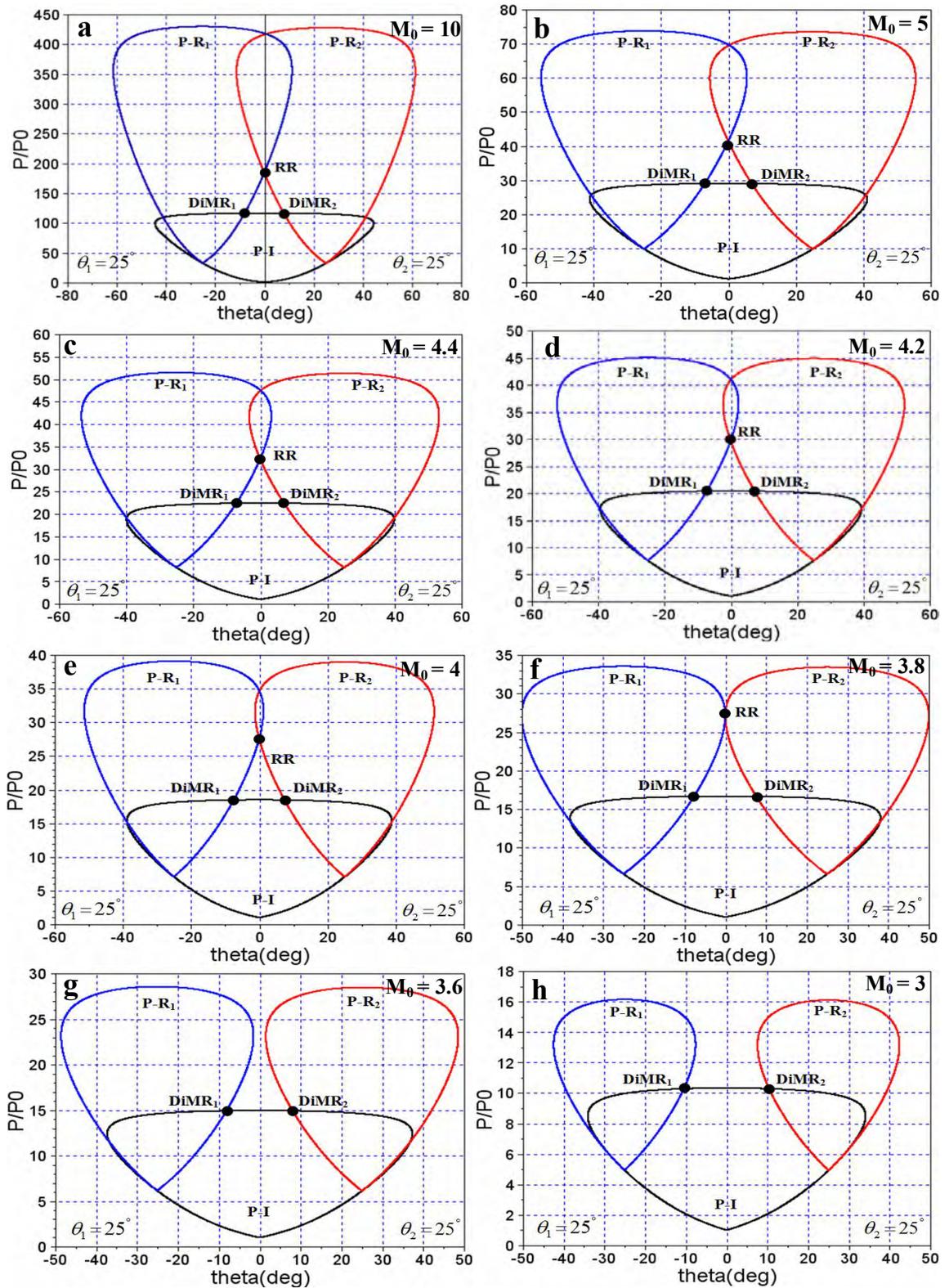


Fig 5-7 Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène d'hystérésis induit par la variation du nombre de Mach pour $\theta = 25^\circ$.

En comparant les résultats obtenus par le code CFD-FASTRAN avec d'autres d'Durand & al [8]. Azevedo & al. [9] [10]. Pour même nombre de Mach, on remarque que l'on obtient, suivant le sens de parcours, soit une réflexion régulière, soit une réflexion de Mach. Une confrontation des hauteurs et positions, des disques de Mach observés expérimentalement, numériquement et analytiquement, a été comparée. Les figures 5-8, 5-9. Présente l'évolution de ces grandeurs adimensionnées, en fonction du nombre de Mach amont. L'accord, entre les valeurs expérimentales, numériques, et analytique, est relativement bon.

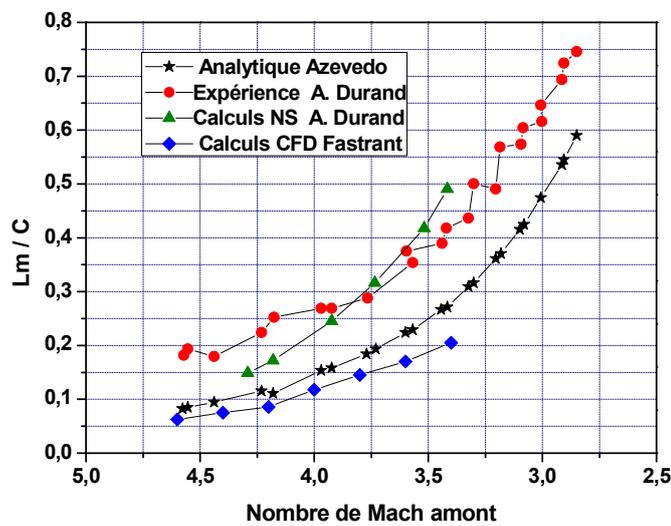


Fig 5-8 Comparaison des hauteurs de disque de Mach expérimentales, analytiques et numériques, obtenues pour un angle de déviation θ de 25° .

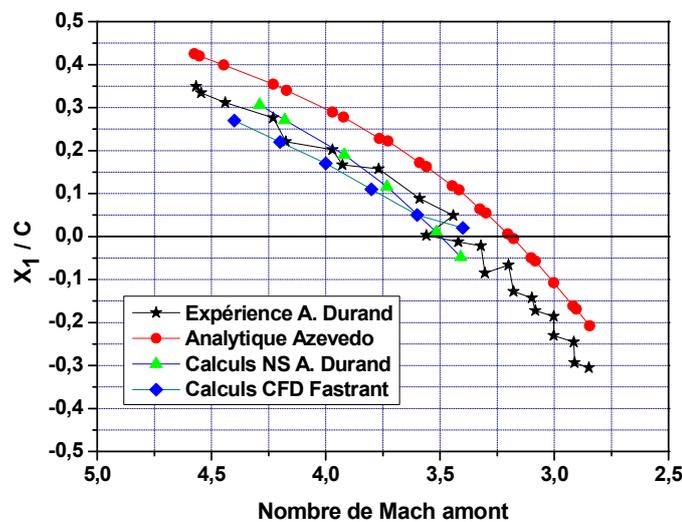


Fig 5-9 Comparaison des positions des disques de Mach obtenues expérimentalement, analytiquement et numériquement pour un angle $\theta = 25^\circ$.

5.4 Phénomène d'hystérésis induit par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateur de chocs : Le cas asymétrique.

L'hypothèse d'un phénomène d'hystérésis similaire à celui découvert récemment dans le cas d'une interaction impliquant deux chocs symétriques peut être formulée aussi bien dans le cas de l'interaction de deux chocs asymétriques.

5.4.1 Géométrie et paramètres de l'écoulement

La géométrie utilisée figure 5-10 pour reproduire L'hypothèse de l'hystérésis est similaire à celles utilisé expérimentalement dans la soufflerie SH2 du laboratoire d'Aérothermique du CNRS. C'est une configuration qui contient deux dièdres (générateur de choc) de sections droites sous forme d'une tuyère convergente, de 60 mm de longueur (l), la distance (h) entre les deux bords d'attaque des générateurs a été maintenue à 70 mm. Il est noté que ces dimensions conduisent à un rapport de forme (h/l) = 1.16 : Durand & al. [8], ce rapport est suffisamment important pour éviter que les effets de bord puissent affecter l'écoulement dans la partie centrale des plaques.

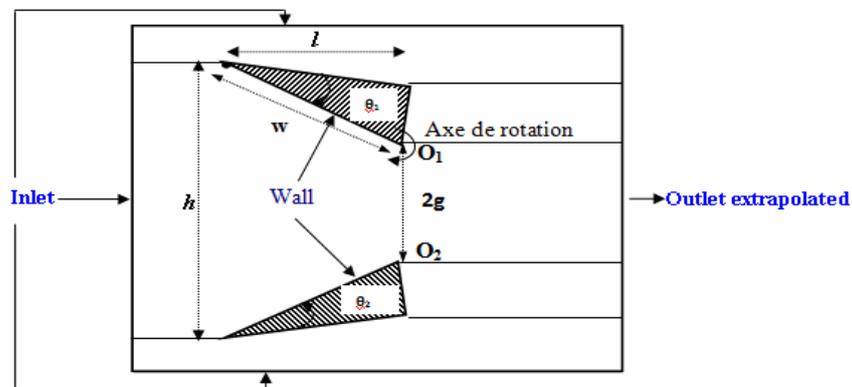


Fig 5-10 Géométrie et paramètres de l'écoulement du problème

Le générateur de choc supérieur est en mouvement de rotation par rapport à l'axe de rotation " O_1 ", en utilisant la technique du maillage mobile, par contre le générateur de choc inférieur est fixé. La solution numérique est toujours obtenue à l'aide d'un code de calcul CFD FASTRAN, pour un écoulement plan compressible, laminaire et supersonique avec des conditions à l'entrée représentées sur le Tableau 5- 2.

Tableau 5-2 : Paramètres physiques de l'écoulement à l'entrée.

Conditions de travail		
Fluide de travail	Air	
Number de Mach	4.96	
Température	76.5 K	
Pression	1683 Pa.	
CFL	0.5	
θ (deg)	θ_1 (deg)	Variable
	θ_2 (deg)	25°

5.4.2 Validation des résultats

La Figure 5-11 Représente les iso-contours des densités. Elle montre un cas de validation de notre calcul avec les résultats de Li & al [11]. On constate que les deux configurations presque sont les mêmes, en particulier les hauteurs des disques de Mach, et aussi la réflexion de Mach directe est bien marquée.



Fig 5-11 Comparaison de nos résultats ($\theta_1 = 28.44^\circ$, $\theta_2 = 24.14^\circ$) (à droite) avec les travaux de Li & al [11], ($\theta_1 = 28^\circ$, $\theta_2 = 24^\circ$), (à gauche), dans les mêmes conditions. $M = 4.96$.

5-5 La boucle d'hystérésis

Pour reproduire les séquences d'hystérésis, un angle θ_2 fixé, l'angle θ_1 a été diminué à partir d'une configuration de Mach jusqu'à l'obtention d'une configuration régulière. Cette opération a été reproduite en sens inverse, c'est-à-dire de la configuration régulière jusqu'à la configuration de Mach. Les séquences d'hystérésis ont été reproduites pour six valeurs de θ_1 égale à 12.5°, 15°, 20°, 26°, 30° et 36°.

La séquence de la figure -12 Présente les courbes d'iso-densités des résultats numériques obtenus. La figure montre Une séquence complète d'hystérésis, les angles de transition, les différents domaines d'existence des interactions RR et MR ainsi que la zone duale.

L'angle θ_2 est fixé à 25° pendant que l'angle θ_1 augmente de 12.5° à 36° puis diminue. On voit que la transition RR vers, MR (critère de détachement) a lieu d'une manière brutale entre 30° et 36° et qu'en revanche la transition MR vers, RR (critère de Von Neumann) s'effectue entre 15° et 12.5° . En d'autres termes, dans la zone duale, pour une même géométrie des plaques ($\theta_1 = 26^\circ$), les deux configurations d'interaction sont obtenues.

D'autre part l'étude analytique suggère l'existence d'une réflexion de Mach inverse en écoulement supersonique stationnaire. Cette configuration de chocs a été observée numériquement au cours de cette étude pour la première fois (Fig 12-6E). Cette configuration a suscité un regain d'intérêt pour ce problème et les recherches sur les différents aspects de ce phénomène sont en cours de par le monde.

La figure 5-13 Présente les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène d'hystérésis induit par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateur de chocs : cas où de l'interférence asymétrique. Les figures 5-13a à 5-13f représentent sept combinaisons possibles de polaire de choc. Pour l'ensemble le nombre de Mach est de $M_0 = 4.96$, et la polaire P-I est la même. De plus en fixant la déflection $\theta_2 = -25^\circ$, les polaires P-R₂ sont identiques. Il est à noter que les intersections de la polaire P-I et les P-R₂ prédisent une réflexion de Mach directe (DiMR) comme le montre la figure 5-13 (5-13a à 5-13f).

La figure 5-13a Montre la combinaison des polaires de choc pour une déflection $\theta_1 = 36^\circ$. Comme l'on peut voir, l'intersection des polaires P-I et P-R₁ définit encore une réflexion de Mach directe. En conséquence la configuration globale de l'interaction consiste en deux réflexions de Mach directes. Cette configuration de chocs est illustrée sur la figure 5-12A. Les lignes de glissement issues des points triples forment alors une tuyère convergente à travers laquelle l'écoulement est accéléré jusqu'aux conditions supersoniques.

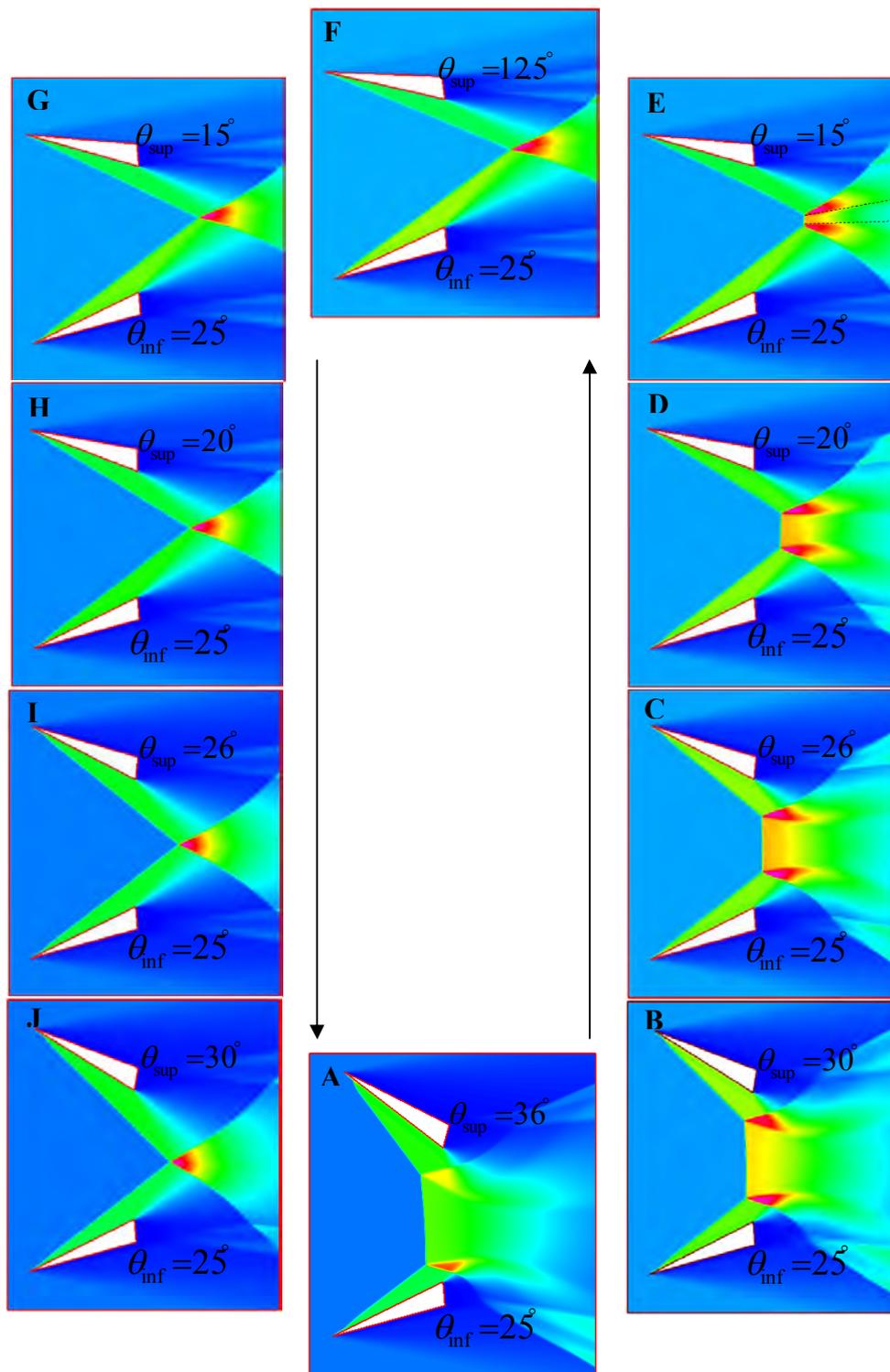


Fig 5-12 : Phénomène d'hystérésis induit par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateurs de chocs

Pour un angle $\theta_1 = 26^\circ$, la configuration de choc est représentée par les polaires de choc de la figure 5-13c. Cette situation comporte également une interaction régulière et une interaction de Mach formée de deux réflexions de Mach directes. Cette configuration de chocs est illustrée sur la figure 5-12C, et 5-12I.

Lorsque la déflexion θ_1 atteint 20° , la polaire P-R₁ croise P-I sur l'axe des pressions figure 5-13d. Il en résulte alors un point triple définissant une réflexion de Mach stationnaire StMR, alors que le deuxième point triple définit toujours une réflexion de Mach directe DiMR. Le schéma correspondant à ce type d'interaction est représenté sur la figure 5-12D. La ligne de glissement issue de la réflexion StRM₁ est alors parallèle à la direction initiale de l'écoulement. Les deux lignes de glissement formant alors un tube de courant convergent. Pour un angle θ_1 plus faible, par exemple $\theta_1 = 15^\circ$, on obtient une situation limite où les trois polaires se croisent en un même point figure 5-13e.

Dans cette situation, les deux solutions, c'est-à-dire, l'interaction régulière et l'interaction de Mach sont confondues. Cette situation est équivalente au critère de Von Neumann. Cependant, l'interaction de Mach est formée maintenant d'une réflexion de Mach inverse InMR et d'une réflexion de Mach directe DiMR. Le schéma de ce type d'interaction est représenté sur les figures 5-12E et 5-12G. On notera que la ligne de glissement issue de la réflexion InMR est orientée positivement par rapport à la direction de l'écoulement et le tube de courant en aval du choc fort reste convergent. Pour des angles de déflexion θ_1 plus faibles, par exemple 12.5° , on obtient une combinaison de polaires représentée sur la figure 5-13f, dont le schéma de l'interaction est donné sur la figure 5-12F. Ici, l'interaction est une interaction régulière.

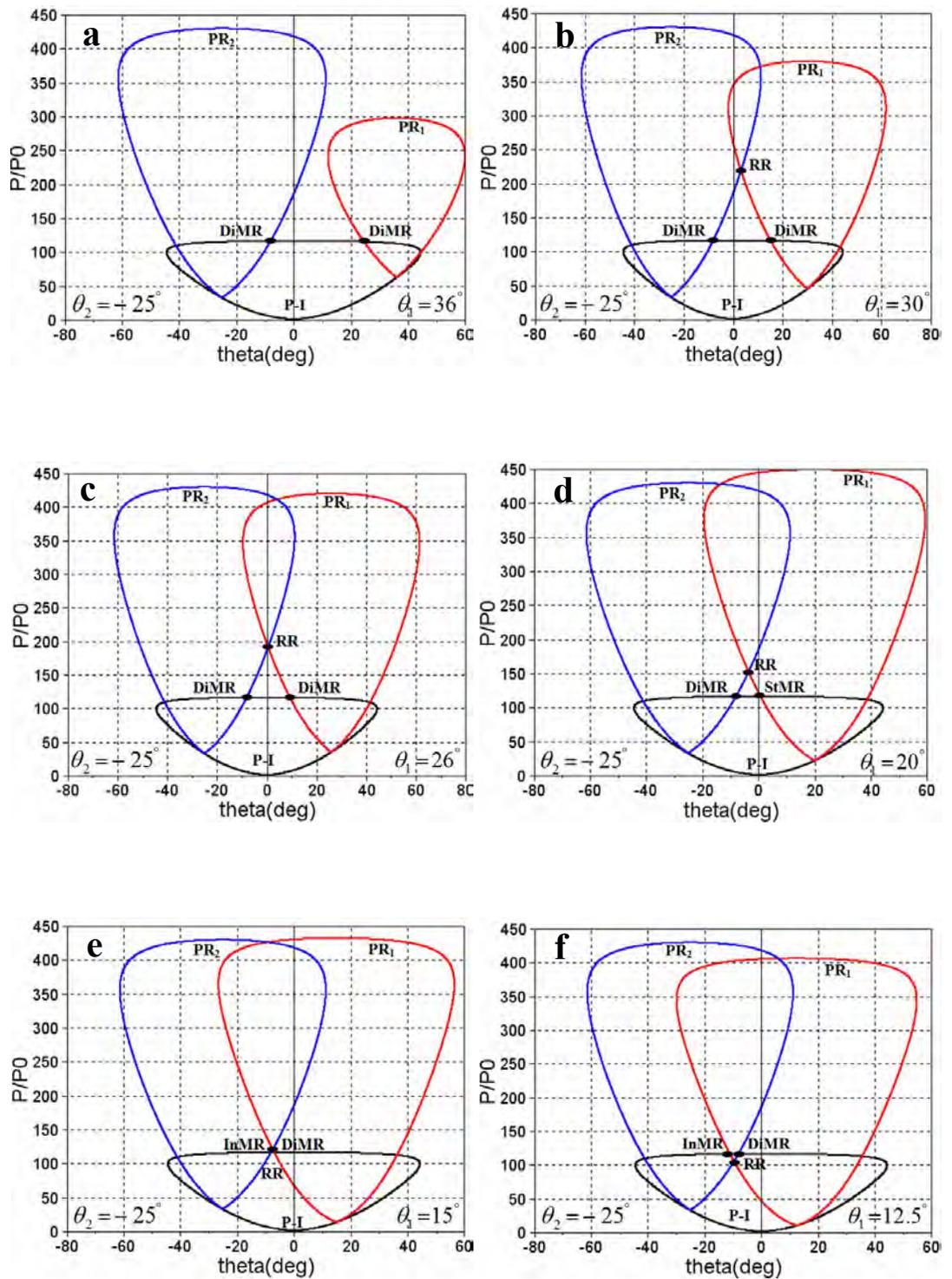


Fig 5-13 Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant le Phénomène d’hystérésis induit par variation de l’angle d’incidence de dièdre générateur de chocs : Le cas asymétrique. Pour $M_0 = 4.96$

Sur la figure 5-14 En comparant les points de transition numérique avec les domaines d'existence des différents types de configuration de choc théorique pour un nombre de Mach $M_0 = 4.96$. Les points de transition ont été portés sur la figure. Les triangles représentent les transitions MR vers RR, et les carrés correspondent aux transitions RR vers MR. On considère sur la figure, une interaction de Mach obtenue pour un angle θ_2 donné et un angle θ_1 suffisamment important pour être situé au-delà de la ligne de détachement. Lorsque l'on diminue θ_1 pendant que l'on maintient θ_2 constant, on atteint d'abord la ligne de détachement. Dans la zone duale, l'interaction de Mach doit se maintenir. Lorsque l'on arrive à la ligne de Von Neuman la transition vers l'interaction régulière doit s'effectuer puisque au-delà de cette ligne il n'y a plus de solution théorique pour une interaction de Mach. Dans l'autre direction, lorsqu'on augmente θ_1 la ligne de Von Neuman est atteinte en premier. La configuration régulière doit se maintenir dans la zone duale et la transition vers la configuration de Mach doit s'opérer à la ligne de détachement puisque au-delà de cette ligne il n'y a plus de solution pour une interaction régulière.

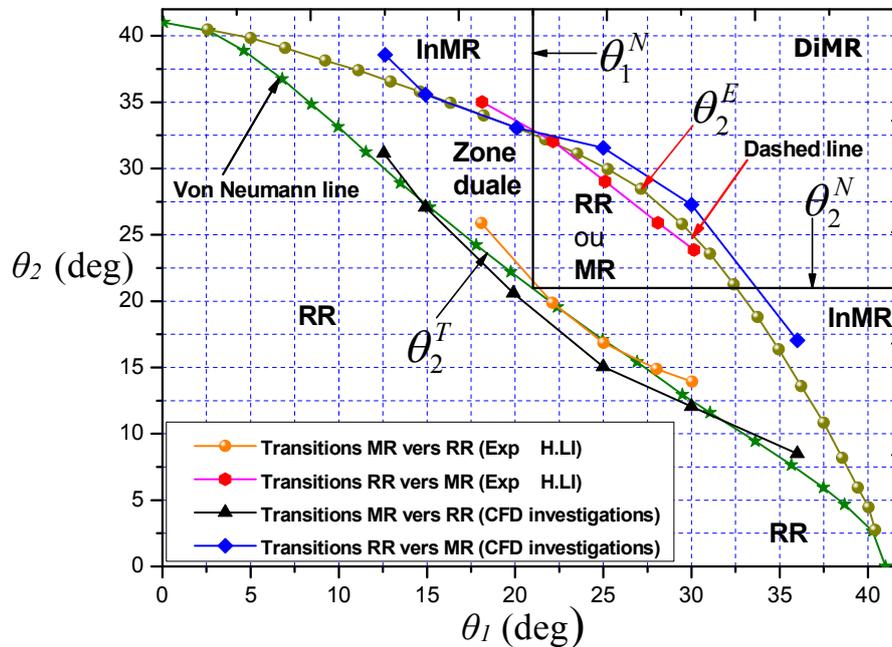


Fig 5-14 Les domaines d'existence des différents types de configuration de choc et les points de transition numérique pour un nombre de Mach ($M_0 = 4.96$).

Les différents domaines d'existence des diverses configurations d'interactions sont représentés, sur la figure 5-15 Dans le plan (M_0, θ_1) pour un angle de déflexion $\theta_2 = 25^\circ$. Sur cette figure, la ligne θ_1^T représente le critère de Von Neumann étendu au cas dissymétrique. La ligne θ_1^N représente le critère de détachement étendu au cas dissymétrique. Le critère de Von Neumann, dans le cas symétrique, est représenté par la ligne pointillée θ_1^N . La ligne θ_1^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_1 il est clairement possible d'obtenir différentes configurations de réflexions. Pour $0 < \theta_1 < \theta_1^T$, on obtient une réflexion régulière (RR), pour $\theta_1^T < \theta_1 < \theta_1^N$, on obtient soit une réflexion régulière (RR), soit une réflexion de Mach inverse (InMR), pour $\theta_1^N < \theta_1 < \theta_1^E$, on a une réflexion régulière (RR) ou une réflexion de Mach directe (DiMR), et enfin pour $\theta_1^E < \theta_1 < \theta_1^D$, on a soit une réflexion de Mach inverse (InMR), soit une réflexion de Mach directe (DiMR).

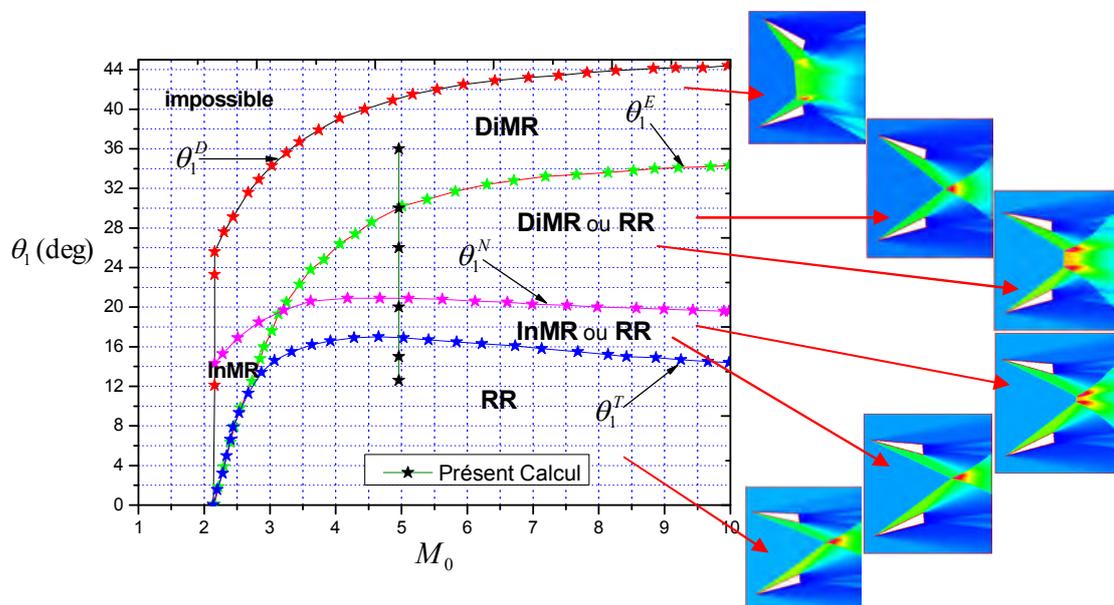


Fig 5-15 : Domaines des différentes réflexions théoriquement possibles dans le plan (M_0, θ_1) , pour un angle $\theta_2 = 25^\circ$ fixé

5.6 Phénomène d'hystérésis induit par variation des rapports de sur détente NPR dans les tuyères

Cette partie est consacrée essentiellement à l'exploitation des résultats des simulations numériques. Ces résultats seront confrontés aux résultats expérimentaux existants dans la littérature. Les performances de chaque configuration seront ensuite analysées. Les résultats pour une tuyère bidimensionnelle sont analysés dans un premier temps. On abordera dans la suite le sujet principal de notre étude : interférence des ondes de choc et phénomène d'hystérésis. L'étude et le profil de la tuyère utilisés a été menée sur un cas teste dans la veine C de la soufflerie S8 dans le cadre du projet ATAC (Aérodynamique des Tuyères et des Arrières-Corps) : Girard [12].

5.6.1 Optimisation de la simulation numérique

L'étude a été menée sur un cas test du projet ATAC. La tuyère simulée est une tuyère convergente divergente 2D, figure 5-16 avec un rapport de section de 1.7, un nombre de Mach en sortie est supérieur à 2, et un demi-angle de divergence de 10° .

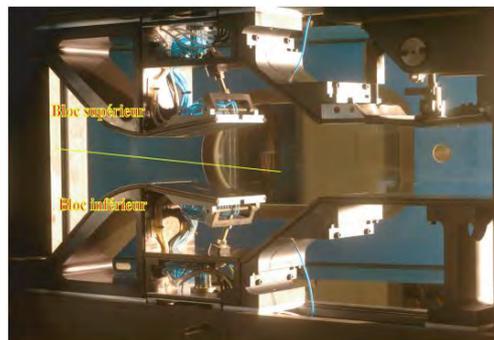


Fig 5-16 Vue du montage en veine d'essai [12].

5.6.2 Maillage et conditions aux limites

La Figure 5-17 Présente le profil de la tuyère utilisée dans les calculs 2D. On utilise le maillage structuré par blocs, est composé de quatre blocs respectivement pour des calculs sur une tuyère complète. Les figures 5-18a, et 5-18b représentent les maillages utilisés pour les calculs numériques avec les conditions aux limites associées.

Une première zone maillant l'intérieur de la tuyère (1), elle contient le nombre de cellules le plus important. La zone (2) couvre le champ externe en aval de la tuyère. Les zones (3) et (4) situées en haut et en bas de la tuyère respectivement. Le raffinement du maillage est également pris en compte au voisinage des parois afin de mieux simuler les couches limites.

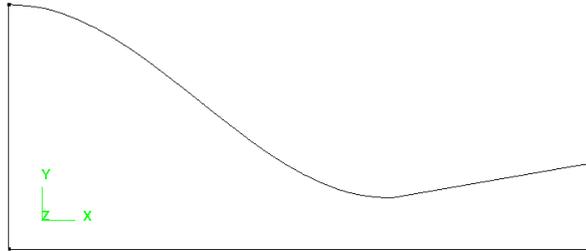


Fig 5-17 Profils de la tuyère utilisée dans les calculs 2D.

Les calculs numériques sont réalisés pour un écoulement turbulent et stationnaire. Une condition d'entrée subsonique est imposée à l'entrée de la tuyère où les conditions génératrices et la direction de la vitesse sont imposées. Les parois de la tuyère et des domaines extérieurs amont sont adhérentes et adiabatiques. Les frontières supérieures et inférieures sont pourvues de conditions de non-réflexions. Enfin, une condition de sortie subsonique est imposée à la frontière aval du domaine. Cette dernière condition nécessite une extension longitudinale importante pour permettre au jet de devenir subsonique par diffusion de la quantité de mouvement par la viscosité.

5.6.3 Influence des modèles de turbulence

Dans les calculs numériques, le choix du modèle de turbulence affecte notablement les résultats. Plusieurs modèles ont été testés : le modèle algébrique de Baldwin_Lomax, le modèle à une équation de Spalart_Allmaras et les modèles à deux équations de transports ($k-\varepsilon$ et $k-\omega$). La Figure 5-19 montre l'influence des modèles de turbulence sur la répartition de la pression pariétale le long du divergent de la tuyère. Les calculs numériques sont réalisés à $NPR = 6$. On remarque que tous les modèles utilisés, par exemple le cas du modèle $k-\varepsilon$. Le modèle de Spalart Allmaras, Baldwin_Lomax et de $k-\omega$ reproduit convenablement la zone de décollement par rapport à l'expérience. Compte tenu de ces résultats, le modèle $k-\omega$ sera utilisé dans la suite des calculs 2D.

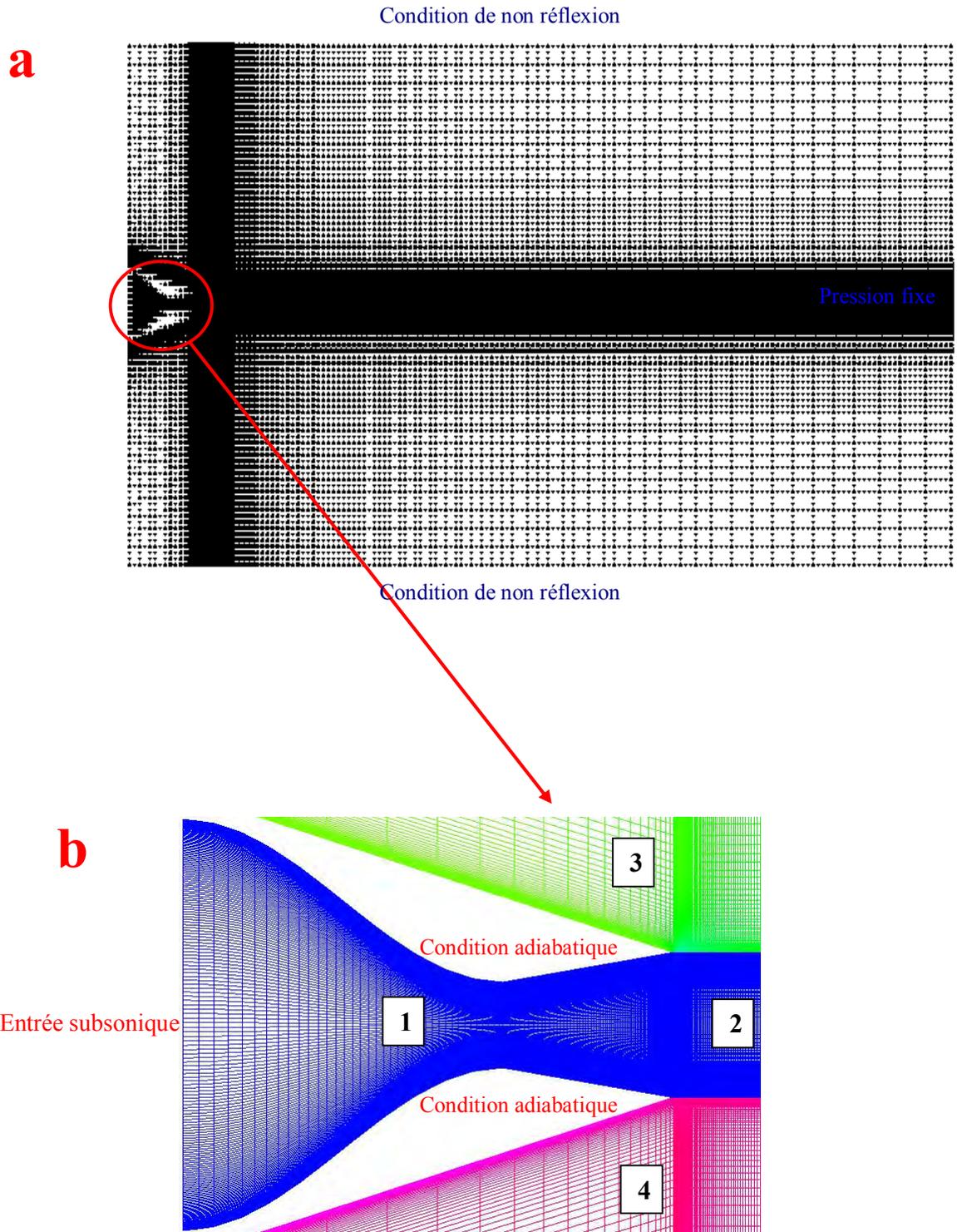


Fig 5-18 Maillage structuré de la tuyère

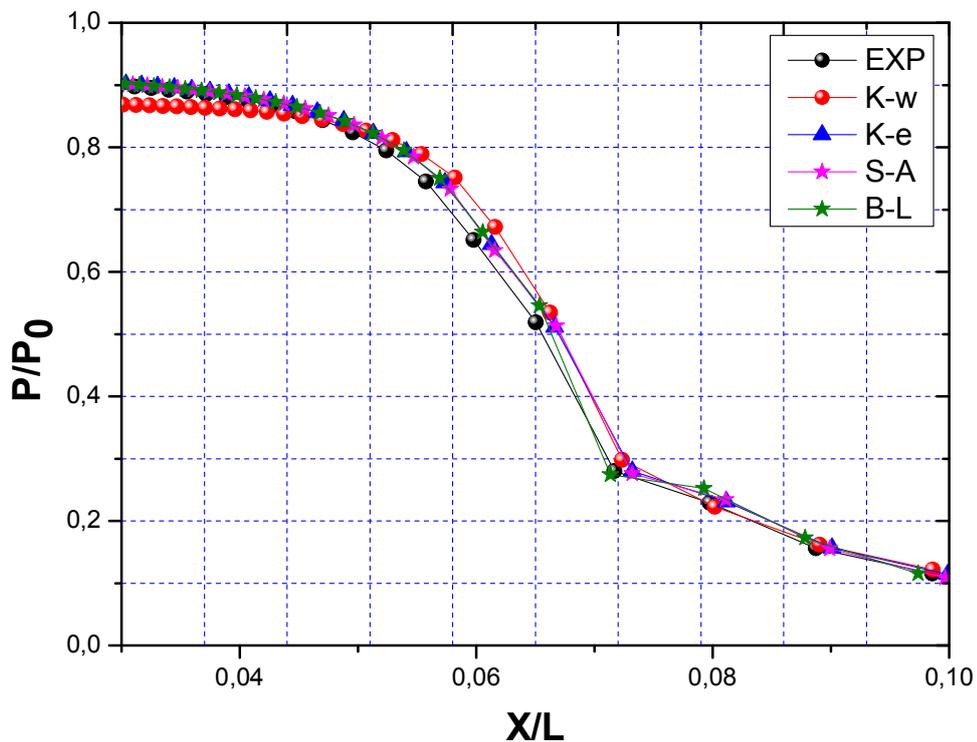


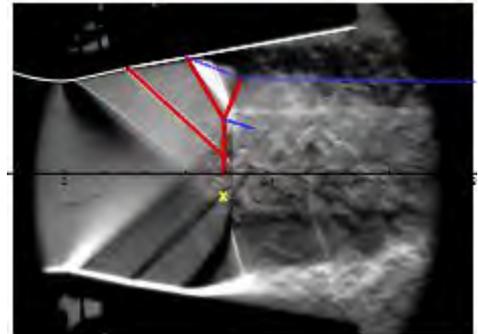
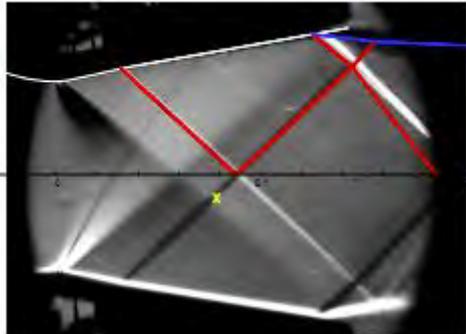
Fig 5-19 Influence du modèle de turbulence sur la répartition de la pression à NPR = 6.

5.6.4 Validation des résultats

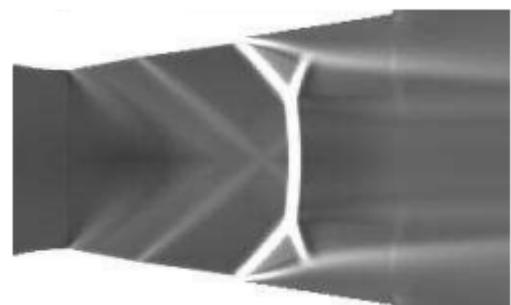
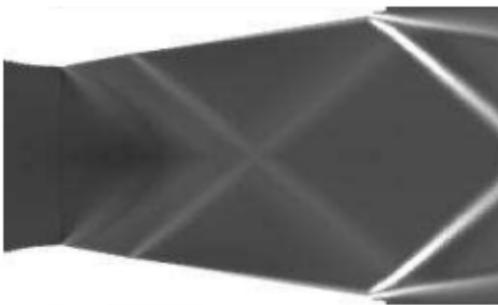
La figure 5-20 Représente les iso-contours de nombre de Mach. Elle montre un cas de validation de notre calcul avec les résultats expérimental, analytique Girard [12], et numérique, Sellam et al. [13]. On constate que les trois configurations presque sont les mêmes. Les structures de type choc ou onde de détente sont visibles dans l'écoulement aval, et les structures observées numériquement sont similaires à celles de l'expérience. On montre aussi sur la Figure 5-21 Une comparaison de la distribution de la pression pariétale des parois supérieure, entre l'expérience, et la simulation numérique pour le régime de sur détente, NPR = 3.80. On remarque un bon accord entre les résultats de calcul et les valeurs expérimentales, et qu'ils ont la même distribution sauf que le plateau de pression après point de décollement est un peu écarté.

NPR = 3.80

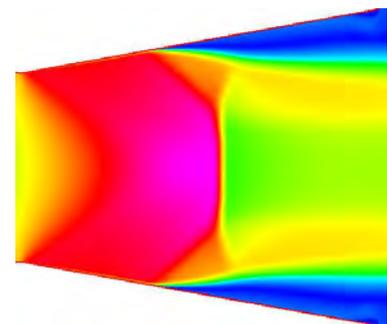
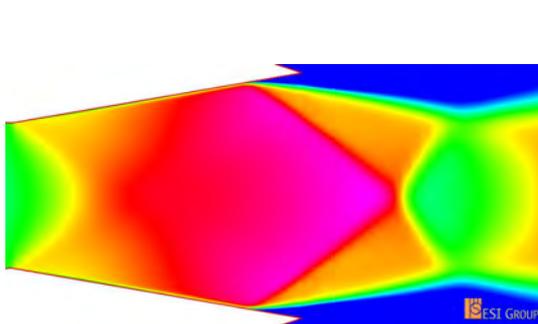
NPR = 2.02



Théoriques Girard [12], et expérimentales Sellam et al [13].



Calcul numérique Sellam et al [13].



Présent calcul CFD-FASTRANT

Fig 5-20 Comparaison des structures théoriques, expérimentales, et numériques.

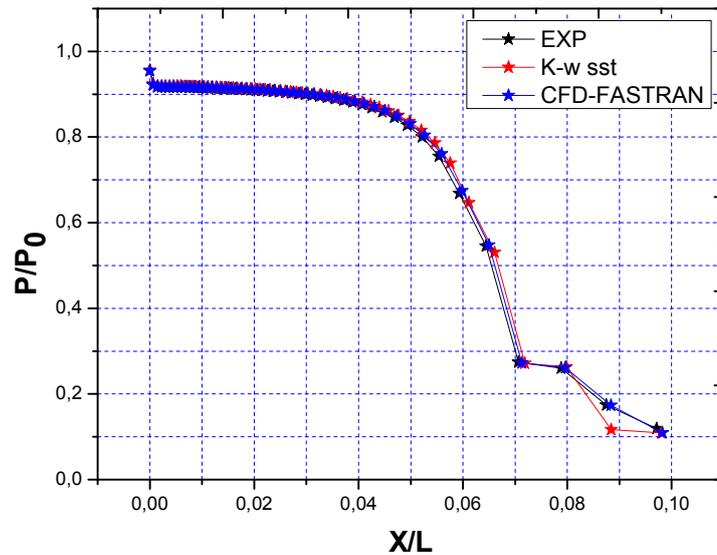


Fig 5-21 Distribution de la pression pariétale des parois supérieures, NPR = 3.80. Comparaison de nos résultats avec les travaux Sellam et al. [13]

5.7. Résultats

5-7-1 Calcul du régime de Sur détente pour NRP = 3.00 (quelques propriétés)

La figure 5-20 précédente montre la topologie numérique obtenue de l'écoulement pour un rapport de sur détente NPR = 3.00. Ces résultats numériques sont comparés qualitativement avec l'image strioscopique d'une expérience réalisée dans la veine C de la soufflerie S8 dans le cadre du projet (ATAC) Girard [12]. Ces résultats numériques et expérimentaux quasi semblables qualitativement, renferment plusieurs phénomènes physiques qui sont détectés et décomposés comme suite.

5-7-1-1 Décollement de la couche limite et choc oblique de décollement

La couche limite s'épaissit le long des parois du divergent et décolle. Ce décollement induit des ondes de compression qui se focalisent pour former le choc oblique de décollement au travers duquel l'écoulement est dévié voir figure 5-22

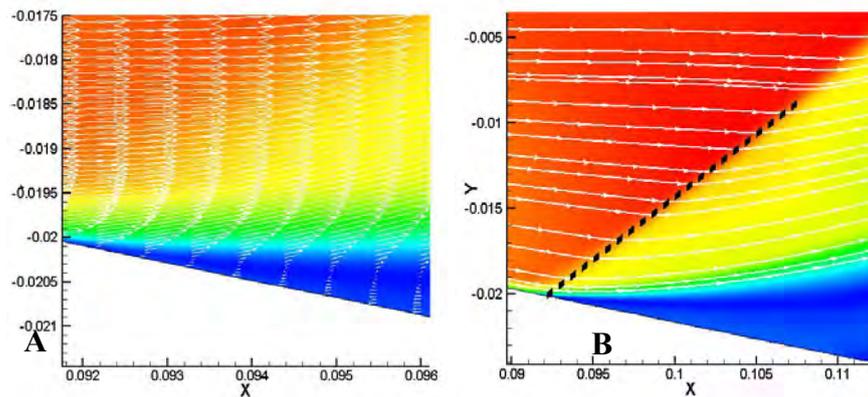


Fig 5-22 (A)- Décollement de la couche limite.
(B)- Le choc oblique de décollement (choc de compression).

5-7-1-2 Retour de l'écoulement

Lorsque le jet supersonique décolle de la paroi de tuyère, il s'organise un écoulement de recirculation du fluide externe qui vient remplir la région de la tuyère après le point de décollement. Ainsi le fluide du milieu externe est aspiré à l'intérieur de la tuyère sous l'effet d'entraînement puis évacué à l'extérieur voir figure 5-23.

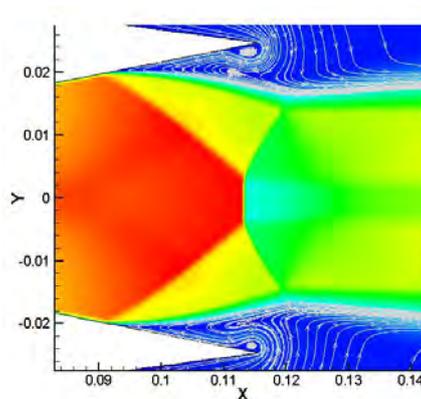


Fig 5-23 Retour de l'écoulement

5-7-1-3 Interaction d'ondes de choc

Le choc incident se réfléchit sur l'axe de la tuyère de façon singulière en formant un choc normal à l'axe appelé disque de Mach. Ainsi apparaît un point triple, point de rencontre du choc de décollement, du choc réfléchi et du disque de Mach. Du point triple émane une ligne de glissement. Cette discontinuité isobare sépare la poche subsonique en aval du choc fort de la région supersonique en aval du choc réfléchi voir figure 5-24 La

ligne verte présente la région sonique ou le nombre de Mach est égal à 1. Cette ligne délimite les régions subsoniques des régions supersoniques.

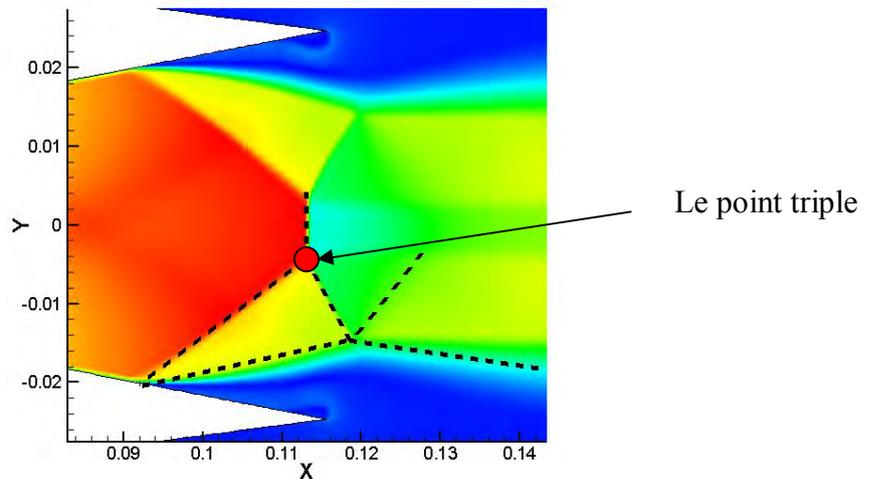


Fig 5-24 Interaction d'onde de choc.

5-8 Configuration asymétriques de l'écoulement et phénomène d'hystérésis

Les cycles d'hystérésis précédemment observée sont clairement induits par variation du nombre de Mach dans la condition aux limites, et par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateurs de chocs. Pour reproduire le phénomène d'hystérésis dans les tuyères supersoniques, nous utilisons le taux de détente NPR (le rapport entre la pression génératrice de la tuyère et la pression ambiante), défini par le rapport P_{i0}/P_a pour paramétrer les calculs. Ce rapport entre la pression génératrice de la tuyère et la pression ambiante est à l'origine de la formation d'un choc de recompression. L'inconvénient majeur de l'existence de ce choc est qu'il peut rentrer à l'intérieur de la tuyère, favorisant le décollement de la couche limite. Dans certains cas, la couche limite décolle sans recoller, et dans d'autres cas le décollement est suivi d'un recollement de la couche limite en aval induisant la création d'un bulbe de recirculation. Ces deux configurations sont respectivement nommées : FSS (Free Shock Separation) et RSS (Restricted Shock Separation). L'instationnarité de cette interaction est la source de charges mécaniques oscillantes importantes et d'intense variation des flux thermiques sur la paroi de la tuyère. Ce phénomène a été mis en évidence expérimentalement, puis numériquement pour la première fois, par Sellam & al. [13].

Plusieurs NPRs, variant de $\text{NPR}=1.8$ à $\text{NPR}=5.42$, a été étudié par simulation numérique RANS 2D réalisés sur une tuyère complète, afin d'observer les différentes configurations (décollement asymétriques et recollement symétriques, phénomène d'hystérésis). Il apparaît alors (Figure 5-25) que sous un NPR critique, l'écoulement dans la tuyère devient asymétrique par rapport à l'axe de la tuyère. Cette observation est en accord avec des expériences. Cette configuration asymétrique a également trouvé aussi pour d'autres géométries, par exemple Lawrence & al. [14], Bourgoing & al. [15] Reijasse & al [16], Pilinski & al. [17], et Shimshi & al. [18].

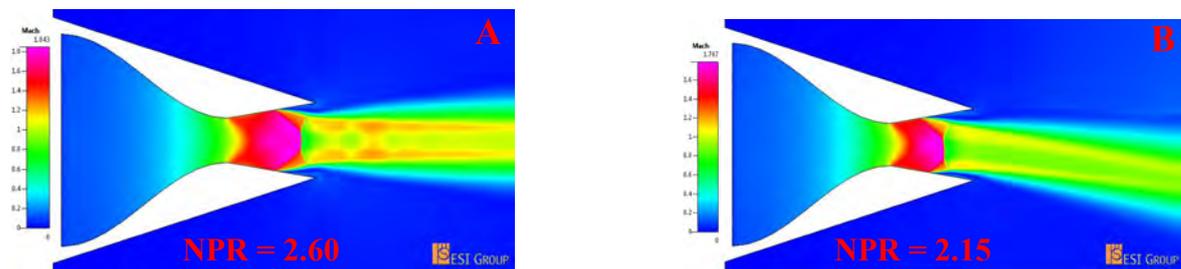


Fig 5-25 Visualisation numérique de la configuration d'écoulement à deux NPRs différent.
 A : Configuration symétrique pour $\text{NPR} = 2.02$
 B : Configuration asymétrique pour $\text{NPR} = 1.67$.

La figure 5.26 montrent de la même façon des séquences où trois régimes sont présents: recollement symétrique, décollement dissymétrique sur la paroi supérieur, et décollement dissymétrique sur la paroi inférieure. Ce phénomène est particulièrement présent pour des taux de détente faibles à très faibles avant le recollement quasi-continu de la couche limite.

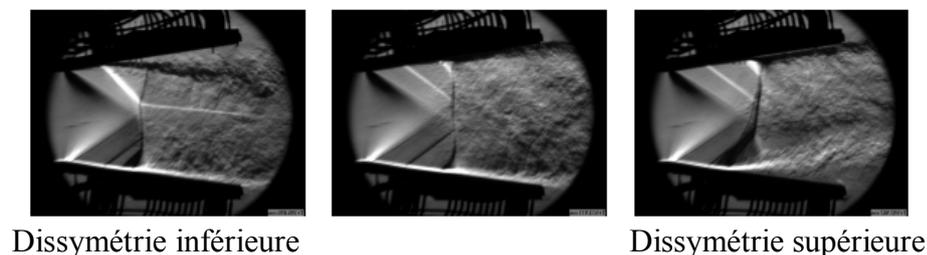


Fig 5-26 Apparition de dissymétrie [12].

Afin d'étudier si l' NPR critique a la même valeur lorsque l' NPR croissante et/ou décroissante, la simulation a été initialisée pour $\text{NPR} = 5.42$, et le rapport de sur détente a été diminué progressivement jusqu'à $\text{NPR} = 1.8$, la convergence a été atteinte à chaque étape pour une solution stationnaire stable, à partir du champ initial convergé pour le NPR

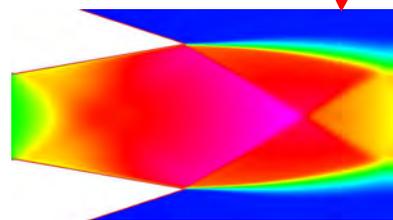
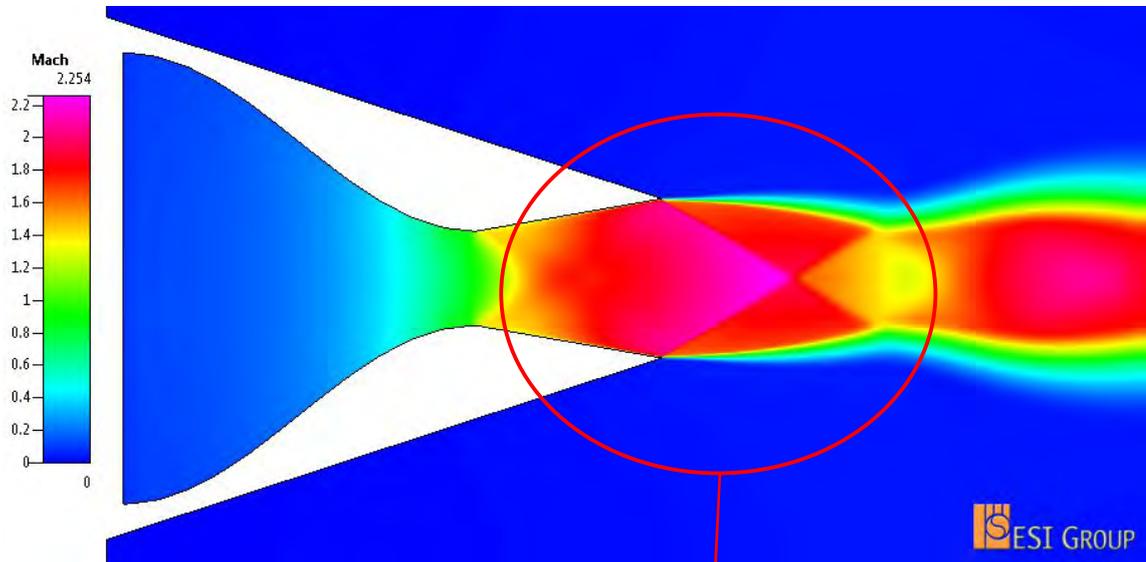
précédent. Les résultats de simulation numérique à plusieurs étapes sont illustrés sur la figure 5 -27. Il est clair que l'écoulement est initialement symétrique. A $NPR = 1.90$ (cas de NPR critique) l'écoulement devient asymétrique et l'asymétrie persiste lorsque le NPR diminue encore. Ensuite le rapport de sur détente a été augmenté progressivement, on remarque que l'écoulement devient soudainement symétrique et l'asymétrie persiste encore lorsque le NPR augmente beaucoup plus qu'un NPR critique (cas où croissant), ce qui montre que c'est l'écoulement initialisé avec une configuration asymétrique que le NPR doit être augmenté beaucoup plus qu'un NPR critique afin de récupérer la symétrie, et le NPR critique est légèrement différent de celui obtenu dans le cas croissant.

En revanche lorsque la valeur de l' NPR diminue encore, le cas où $NPR = 1.90$ l'asymétrie commence de se produire pour laquelle au-dessous de cette valeur la configuration symétrique n'existe plus, et lorsque la valeur de l' NPR augmente, le cas où $NPR = 2.50$, l'écoulement récupère la symétrie par rapport à l'axe de symétrie de la tuyère et au-delà de cette valeur, la configuration reste symétrique. Entre ces deux valeurs l'existence d'une double zone de NPR où les deux configurations sont possibles en témoigne (association d'un phénomène d'hystérésis).

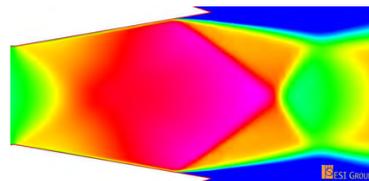
On remarque aussi que pour des taux de détente importants, $NPR = 5.42$, et $NPR = 3.80$, la réflexion du choc de sur détente se fait de façon régulière. La baisse du taux de détente entraîne l'apparition d'une réflexion de Mach, ainsi que la remontée du point de décollement. Dans tous ces cas, le décollement est libre et l'interaction entre le choc interne réfléchi et le choc de sur détente est mise en évidence. Dans le cas où $NPR = 2.02$ c'est le choc interne incident qui vient intersecter le disque de Mach, comportement cohérent avec l'expérience. Le point de décollement se situe de la même façon très en amont. On voit aussi pour notre cas qu'un décollement libre de la couche limite induit la déformation du disque de Mach vers la paroi basse, paroi sur laquelle se produit le recollement. Naturellement cette tendance se traduit sur l'allure des courbes de pressions qui comportent sur la paroi basse un point d'inflexion correspondant à la bulle de recirculation.

Le calcul à des NPR s inférieurs de 1.8 ne change rien. Les résultats ne sont pas présentés pour les faibles taux de détente. Pour conclure cette partie, l'étude a montré clairement que la nature symétrique de l'écoulement est très dépendante par la variation de

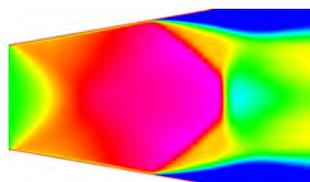
l' NPR dans la tuyère, qui est d'un grand intérêt industriel par rapport à la l'intégrité structurelle de la tuyère lors du lancement des roquettes et/ou des vaisseaux spatiaux.



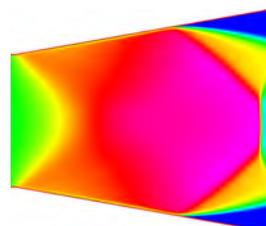
NPR = 5.42



NPR = 3.80



NPR = 3.10



NPR = 2.83

1

2

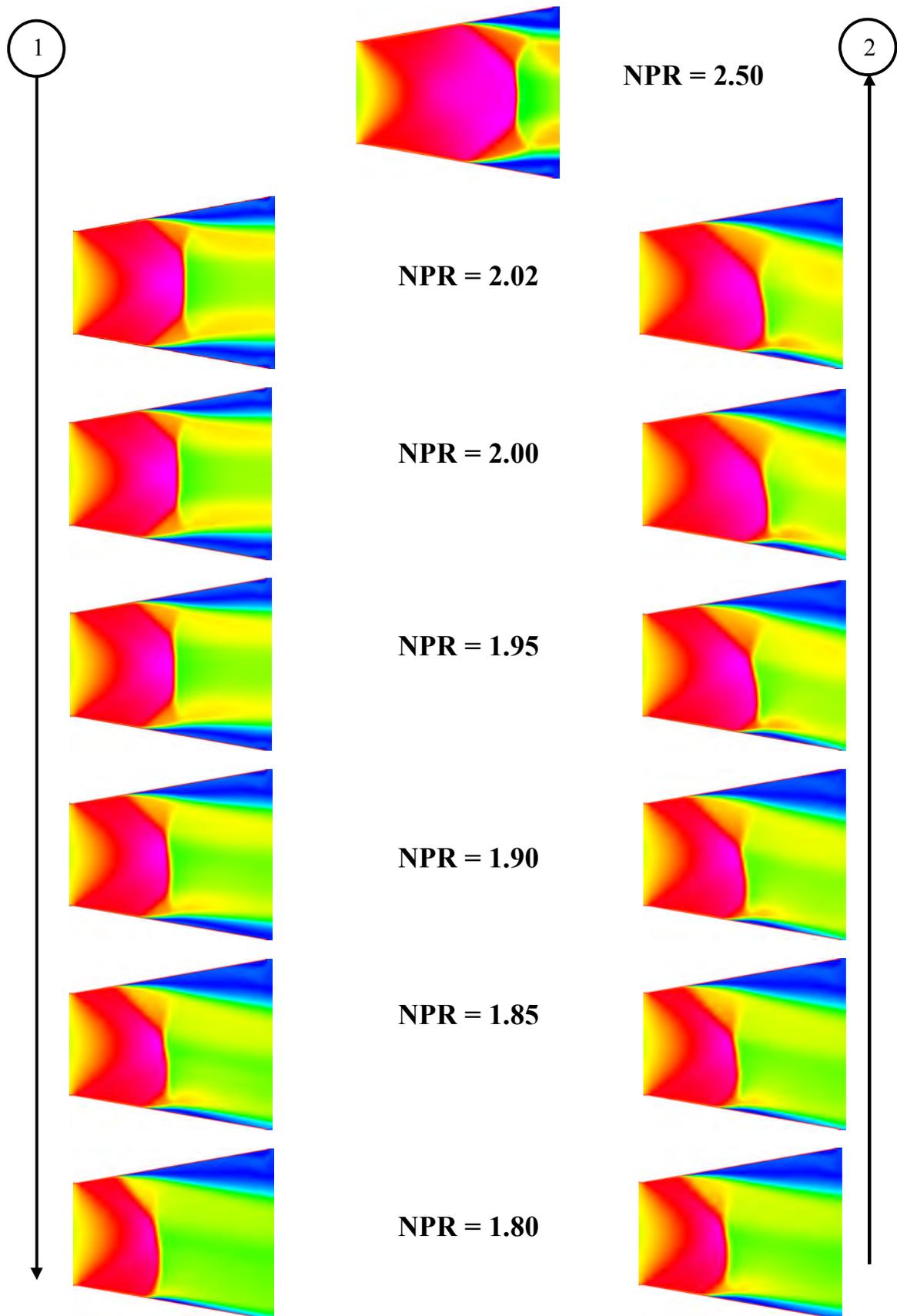


Fig 5-27 Phénomène d'hystérésis induit par variation des rapports de sur détente NPR.

5.8.1 Influence de décollement sur les rapports des pressions

Les rapports de pression pariétale supérieure et inférieure sont présentés respectivement figure 5-28A (le cas croissant le nombre de détente), et figure 5-28B (le cas décroissant le nombre de détente). Ils mettent en évidence un écart sur la position du point de décollement qui est plus important pour des NPR < 3.80. Cet écart diminue avec la baisse du taux de détente. Le décollement se produit plus en aval dans les simulations numériques. Le plateau de pression après le décollement est très bien reproduit, ainsi que le saut de pression dû au choc interne. Différents facteurs peuvent expliquer les écarts de rapport de pression et de la position du point de décollement dans le calcul numérique en 2D :

- Choix ou paramétrage du modèle de turbulence.
- Maillage proche paroi.
- Mauvaise évaluation de l'épaisseur de déplacement de la couche limite qui se développe sur les deux parois de la tuyère.

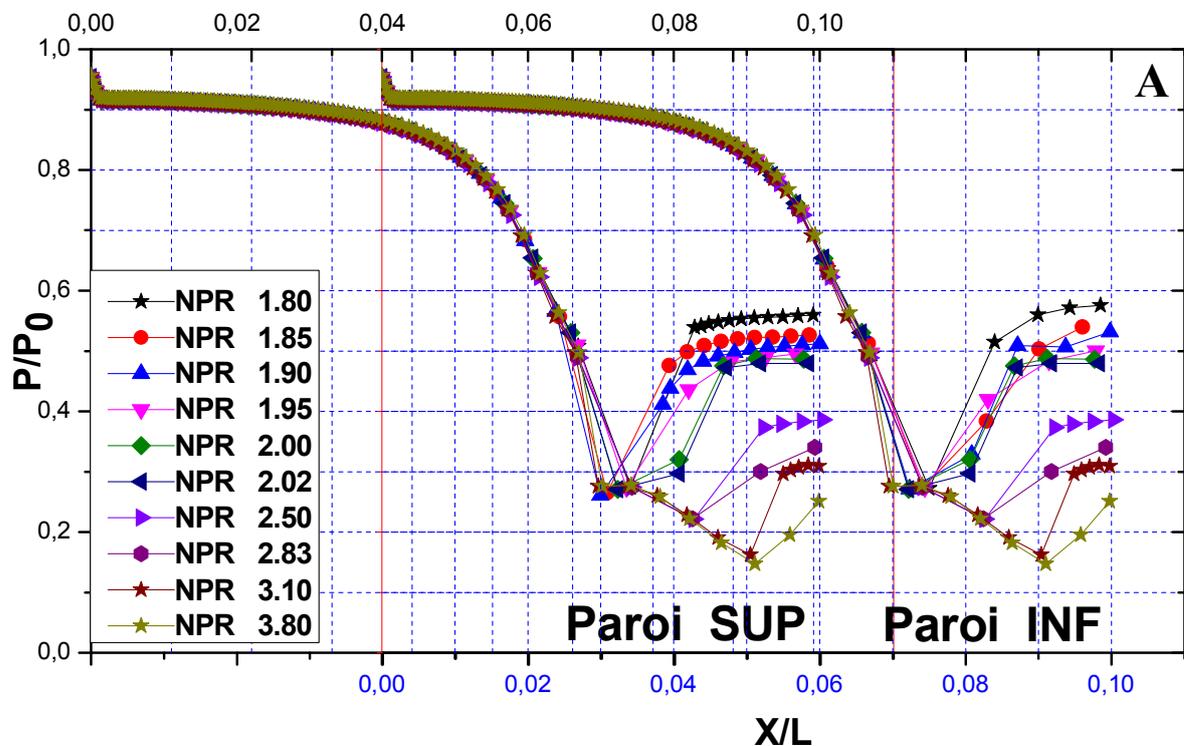


Fig 5-28A Comparaison des rapports de pression (NPR croissant)

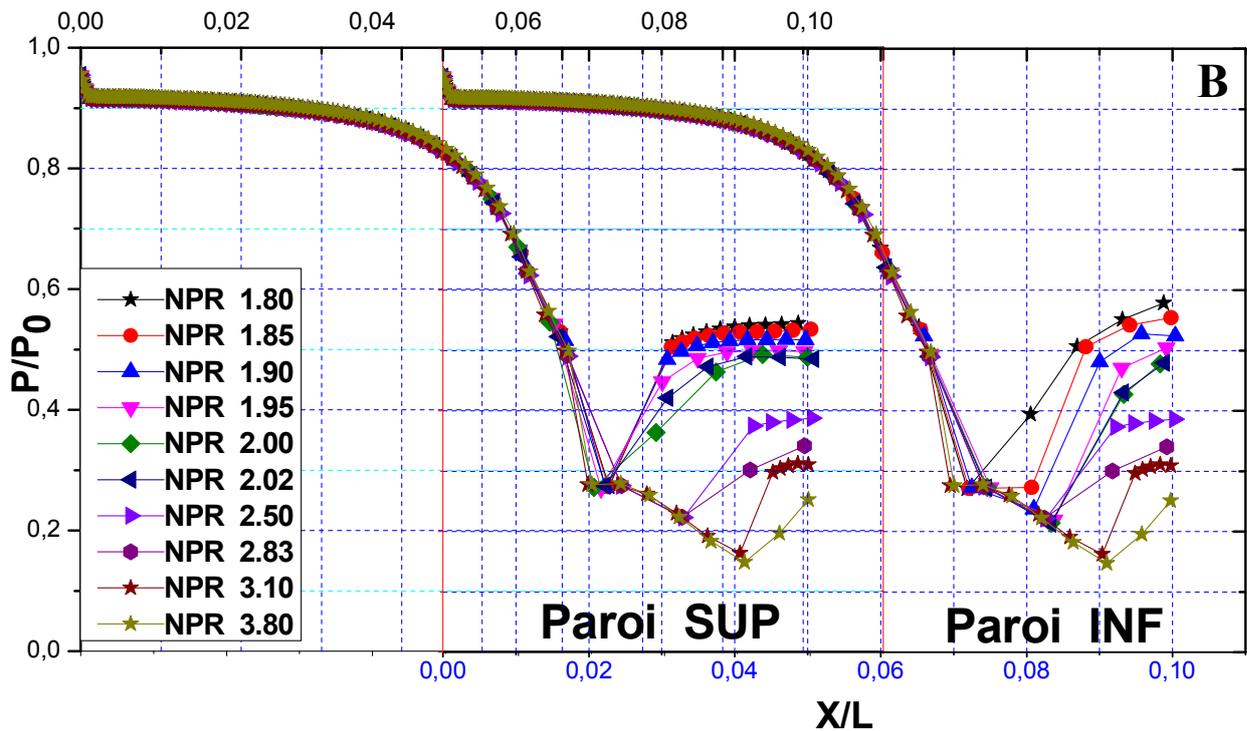


Fig 5-28B Comparaison des rapports de pression (NPR décroissant)

5. 9 Phénomène d'hystérésis induite par interaction onde de choc / couche limite

La présente étude s'intéresse à la fois au développement de la couche limite turbulente en écoulement supersonique sur une plaque plane, à la distance requise pour qu'elle envahisse toute la section de la plaque, ainsi qu'aux effets de la taille de la zone d'interaction sur le développement de la même couche limite, à travers l'augmentation de la force de l'interaction est une augmentation de la taille des zones d'interactions conduisant à la formation d'une bulle de re-circulation qui est une zone des pertes de charge importantes. Pour cette raison, on peut diminuer puis augmenter le nombre de Mach pour voir une réflexion de Mach qui s'explique l'impact de l'onde de choc incident forte avec la couche limite. L'augmentation et la diminution du nombre de Mach a causé d'apparaître un cycle d'hystérésis. Ces études sont bien adaptées par rapport l'essai qui a

été présenté par Détery & al. [19], qu'on a donné une autre contribution et des investigations logiques du phénomène de l'interaction onde de choc/couche limite turbulente. Le modèle utilisé dans cette étude est le modèle $K\omega - SST$, qui on considéré comme étant le plus approprié pour se genre de problème, avec un traitement spécial de la zone proche de la paroi.

Généralement la perturbation de la couche limite est sous l'effet des plusieurs variantes, en particulier le nombre de Reynolds, la température de paroi. L'interaction entre une onde de choc oblique avec une couche limite, est défini un autre aspect de perturbation. Ce phénomène est d'une grande importance en aérodynamique. On le rencontre notamment au niveau des prises d'air, les voilures des avions et sur les lanceurs supersoniques... etc. Ce processus de l'interaction, permet de définir les caractéristiques de la structure de la couche limite. La zone d'interaction est perturbée (instable), causée par l'intensité d'onde de choc, qui déterminé la structure de la zone interne de la couche limite. Elle est changée. La dynamique de l'interaction entre onde de choc-couche limite turbulente sur une plaque adiabatique, permet d'introduire une zone de séparation de l'écoulement avec la paroi, qui provoque une autre onde de choc oblique. Cette zone traduit l'apparition d'un bulbe de recirculation avec le phénomène des interférences des ondes de chocs (RR - MR) figure 5-29 Les études qu'ont été effectuées, donnent une grande importance en aérodynamique, aux caractéristiques de la couche limite. Telles que les expériences de Détery & al. [19], Deleuze & al. [20], Laurent & al. [21], Dolling & al. [22], et les simulations de Hadjadj & al. [23], Deck & al. [24], Sinha & al. [25], Edwards [26], Choi & al. [27], Pirozzoli & al. [28], Toubert & al. [29], Teramoto [30], Morgan & al. [31], Lagha & al. [32], Shahab & al. [33], Dubos [34], Hadad [35]. Ils ont montré que la zone d'interaction ainsi que la partie externe de la couche limite est perturbée (instables).

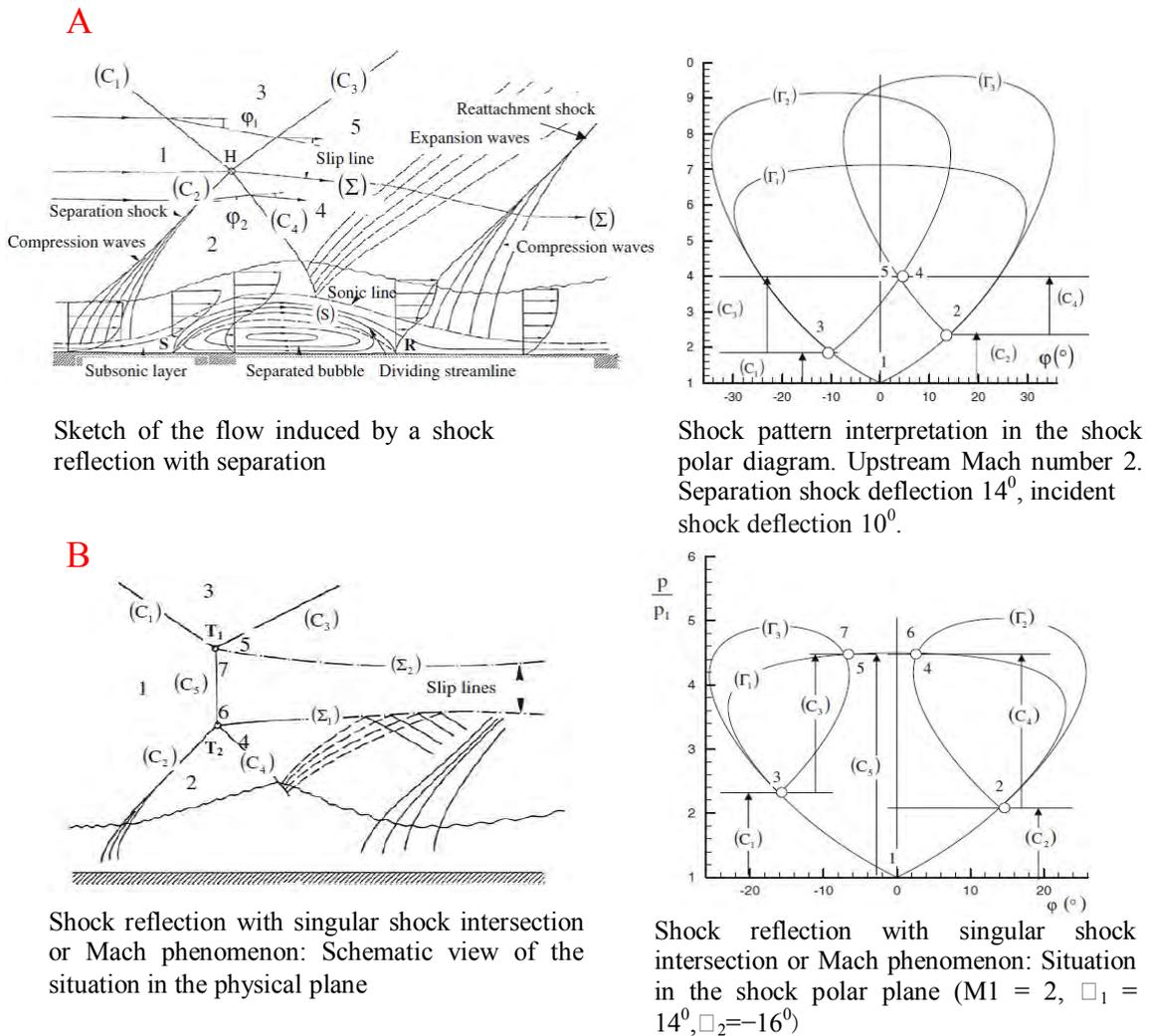


Fig 5-29 Schématisation des interférences onde de choc /couche limite [19].

(A) : Cas d'une réflexion régulière (RR)

(B) : Cas d'une réflexion de Mach (MR)

5.9.1 Géométrie et paramètres de l'écoulement

5.9.1.1 Création de la géométrie et maillage

La création de la géométrie ainsi que le maillage se font grâce au progiciel CFD-GEOM figure 5-30. Plusieurs méthodes permet la création de cette géométrie, soit on se base sur des géométries pré définies, soit il suffit d'entrer les coordonnées des différents

points (x, y) en 2D, de créer les limites et enfin de créer la surface. Cependant, pour notre cas, deux choix principaux du maillage se sont posés. En l'occurrence, un maillage soit à base de cellules quadrilatères, soit à base de cellules triangulaires. L'utilisation d'un maillage triangulaire induirait un sur plus du nombre de cellules par rapport aux cellules quadrilatères, d'où le besoin de plus de ressources et de temps de calcul. Cependant, notre géométrie est assez simple où l'écoulement suit pratiquement la forme de cette géométrie. Donc, en utilisant un maillage à cellules quadrilatères, nous aurons un alignement de l'écoulement avec notre maillage, alors que ça ne sera jamais le cas avec des cellules triangulaires. Une attention particulière doit être portée sur la vérification a posteriori du raffinement du maillage près des parois afin de s'assurer que tous les phénomènes sont capturés. CFD-FASTAN propose trois méthodes pour traiter la turbulence près des parois : la fonction standard de parois (Standard Wall-Functions), les fonctions de parois non équilibrées (Non-equilibrium wall - function) et un traitement amélioré des lois de parois (Enhanced wall treatment). Dans chacun de ces cas, une vérification a posteriori doit être faite afin de vérifier le maillage. Cela se fait en regardant les valeurs que prend y^+ . Nous allons utiliser la première méthode qui est la plus simple. Pour cette méthode il faut que chaque centre de cellules soit situé dans la région logarithmique c'est-à-dire $30 < y^+ < 300$. Il est préférable de s'approcher de la limite inférieure : $y^+ = 30$.

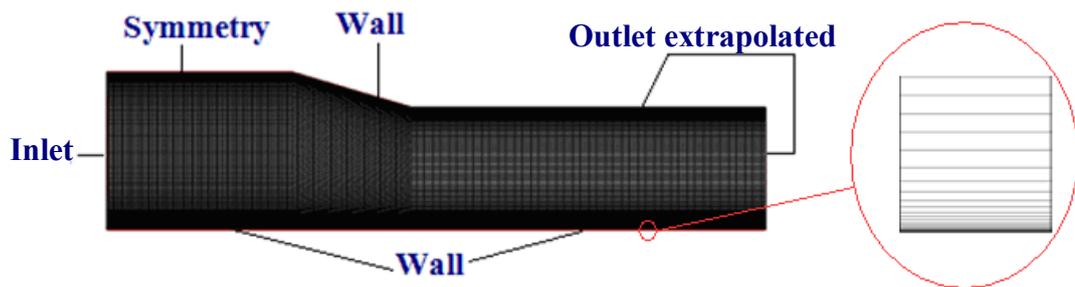


Fig 5-30 Géométrie et maillage du problème

5.9.1.2 Contrôle du maillage

Pour vérifier qu' y^+ est compris en 30 et 300, on obtient le résultat suivant qui confirme bien que nous sommes dans cette fourchette-là. Notons que nous avons dû effectuer une adaptation du maillage pour diminuer les valeurs de y^+ puisque notre

maillage n'était pas assez fin près de parois. On peut voir qu' y^+ est compris entre 30 et 44. La résolution du maillage est donc très bonne pour le problème étudié figure 5-31.

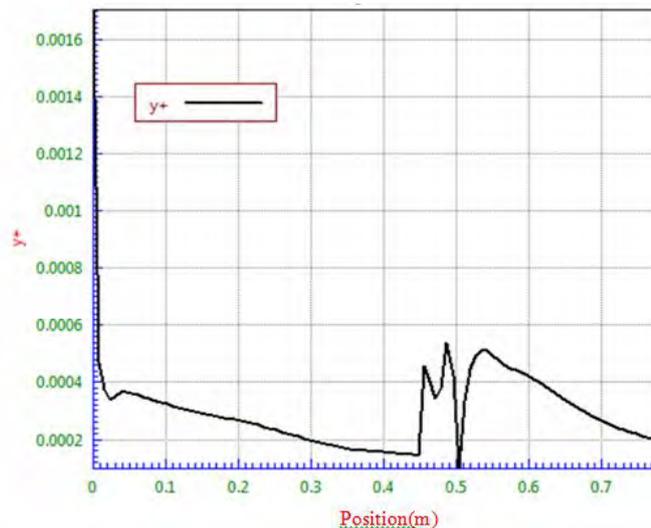


Fig 5-31 Évolution de y^+ le long de paroi pour le modèle $k\omega$ -SST.

5.9.2 Modélisation et Solution numérique

On utilise dans cette étude le modèle de turbulence URANS, $k\omega$ -SST qui donne les propriétés quantitatives de la turbulence, dans tout l'écoulement. Le code de calcul utilisé, a permis de résoudre les équations de Navier-Stokes de Reynolds moyennés à formulations explicites en deuxième ordre et instantanées. Ces équations, de quantité de mouvements, de l'énergie et du modèle de turbulence sont discrétisées par la méthode des volumes finis.). Pour l'intégration en temps, on a choisi un schéma complètement implicite avec un CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) maximum de 0.5. Concernant la discrétisation spatiale, le schéma décentré de Roe avec le limiteur min-mod de second ordre est choisi. Le fluide utilisé est l'air, considéré comme gaz parfait. Les conditions d'admission (condition initiale de l'écoulement) sont représentées dans le tableau 5-3. La densité est calculée par la loi des gaz parfaits (écoulement isentropique). La loi de Sutherland a été choisie pour calculer, le μ viscosité moléculaire qui décrit les variations de la viscosité par rapport à la température.

Tableau 5-3 : Paramètres physiques de l'écoulement à l'entrée.

Definition	Valeur et unite
Nombre de courant local imposent CFL	0.5
Nombre de Mach a l'infini amont (gaz parfait)	Vari
Valeur de l'énergie a l'infini amont	1683 (Pa)
Valeur de température a l'infini amont	76.5 (K)

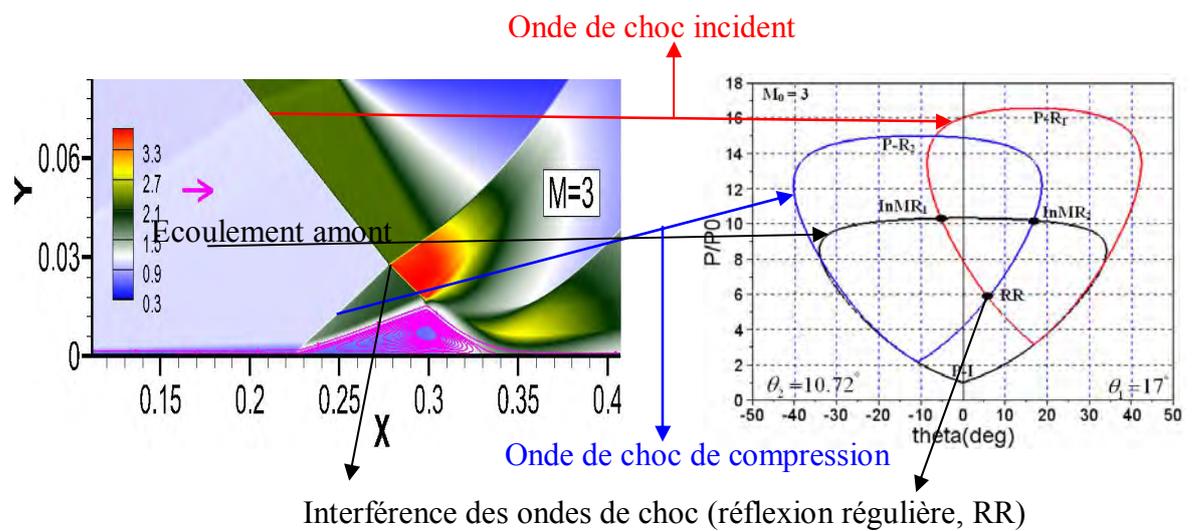
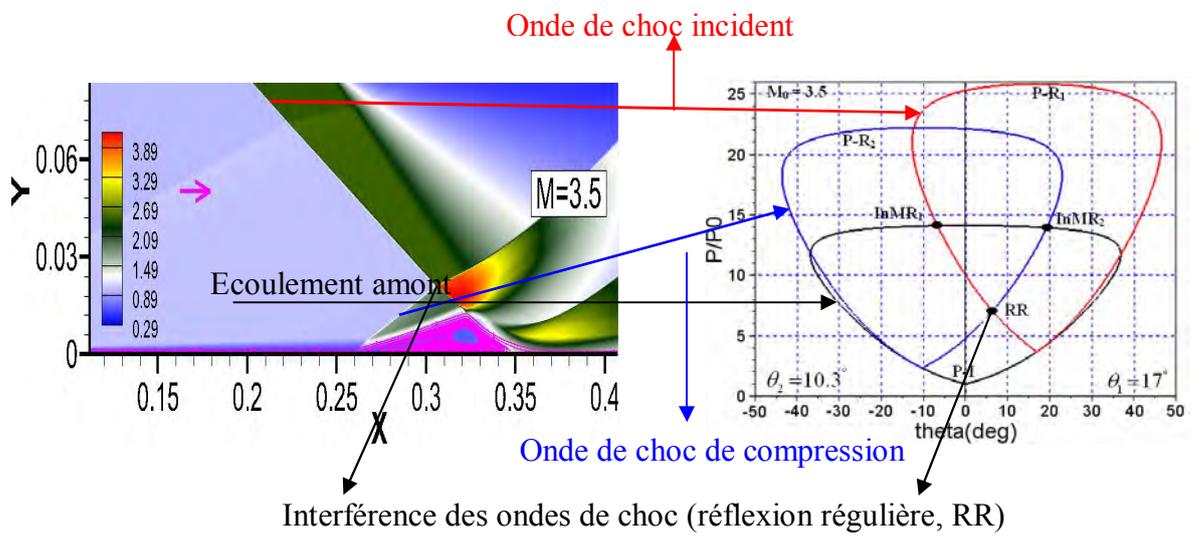
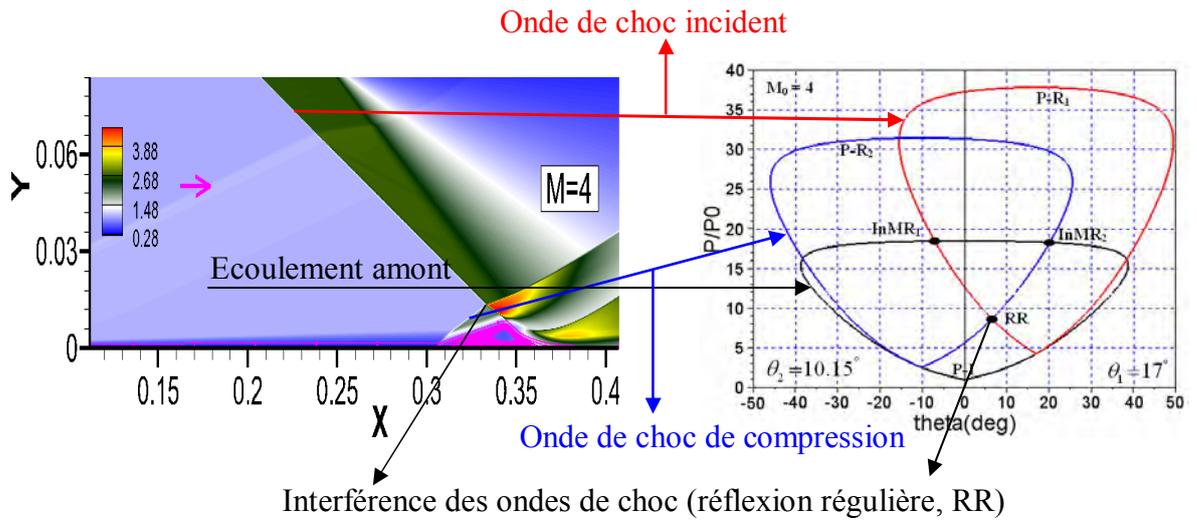
5.10 Résultats

Les résultats des calculs ont été obtenus sur une machine cluster avec un temps CPU d'environ 20 heures pour une convergence totale. Un angle d'inclinaison de dièdre (générateur de choc), de 17° a été fixé, et l'angle des chocs incidents a varié par croissance, puis décroissance du nombre de Mach amont dans les conditions aux limites. La séquence, de la figure 5-32. Présente les contours d'iso densités et leurs combinaisons des polaires de choc de la forme de la zone d'interaction (bulle de re-circulation). Le décollement de la sous-couche visqueuse de la couche limite turbulente sous l'effet de l'impact de l'onde de choc sur une plaque adiabatique, permet d'introduire une zone de séparation de l'écoulement avec la paroi qui provoque un choc de compression (chocs incidents). On aura donc le phénomène des interférences des ondes de choc RR-MR, (onde de choc/ choc de compression).

L'intensité de ce choc (choc de compression) étant reliée à la déviation de l'écoulement imposé par le gradient de pression, elle dépend donc de l'intensité du choc incident. Notons qu'en aval du point d'impact, l'épaisseur de la couche limite diminue, l'existence de la détente traduit la déflexion négative associée au recollement de l'écoulement. Pour une interaction de type décollement naissant, la détente vient rapidement rejoindre le choc réfléchi. Lorsque l'intensité du choc incident augmente, le gradient de pression qu'il crée à la paroi devient plus intense, induisant ainsi une déflexion de l'écoulement en amont beaucoup plus importante, il se crée alors une zone de recirculation, comme illustrée sur la figure 5-32. Ce type de réflexion de choc est qualifié de pleinement décollé. Le gradient de vitesse existant entre la zone décollée et l'écoulement extérieur produit une couche de cisaillement. Celle-ci est la source de structures tourbillonnaires très vraisemblablement de type Kelvin-Helmholtz, qui sont documentées

dans le cas d'une couche de mélange, cette dernière produite par une réflexion de choc juste en amont du point de recollement, la couche de mélange se courbe vers la paroi, et les structures tourbillonnaires sont éjectées dans l'écoulement aval. Le retour à un écoulement parallèle se fait à travers une dernière zone de compression. La géométrie du décollement en fonction de l'intensité de choc incident a été documentée en détail par Green [36]. Il a remarqué que lorsque l'intensité du choc incident est faible, l'angle de déviation est lui aussi petit. Une augmentation de l'intensité du choc incident entraîne un accroissement de l'angle de déviation.

Donc en remarque sur la figure 5-32. Dans un premier temps, une réflexion régulière (RR). Cette configuration a été obtenue en partant d'un champ uniforme à Mach égale à 4. Ensuite, le nombre de Mach a été diminué et à chaque fois une solution stationnaire stable a été atteinte, à partir du champ initial convergé pour le nombre de Mach précédent. Les calculs ont été effectués jusqu'à l'obtention d'une réflexion de Mach (MR), la transition de la réflexion régulière vers la réflexion de Mach s'effectue pour un nombre de Mach égal à 2. La figure montre clairement l'apparition brutale d'un choc quasi normal et la bulle de re-circulation devient instable. Les différentes combinaisons des polaires de choc montrant l'association d'un phénomène d'hystérésis induit par interaction d'onde de choc/couche limite. Ce phénomène est similaires à celle dans le cas d'un phénomène d'hystérésis induit par variation de l'angle d'incidence de dièdre générateur de chocs (le cas asymétrique), et le nombre de Mach. Par ce que dans ce cas l'angle d'incidence de dièdre générateur de choc est fixe à 17° , et l'angle générateur de choc de compression est variable suivante la taille de la bulle de la zone de re-circulation et le nombre de Mach.



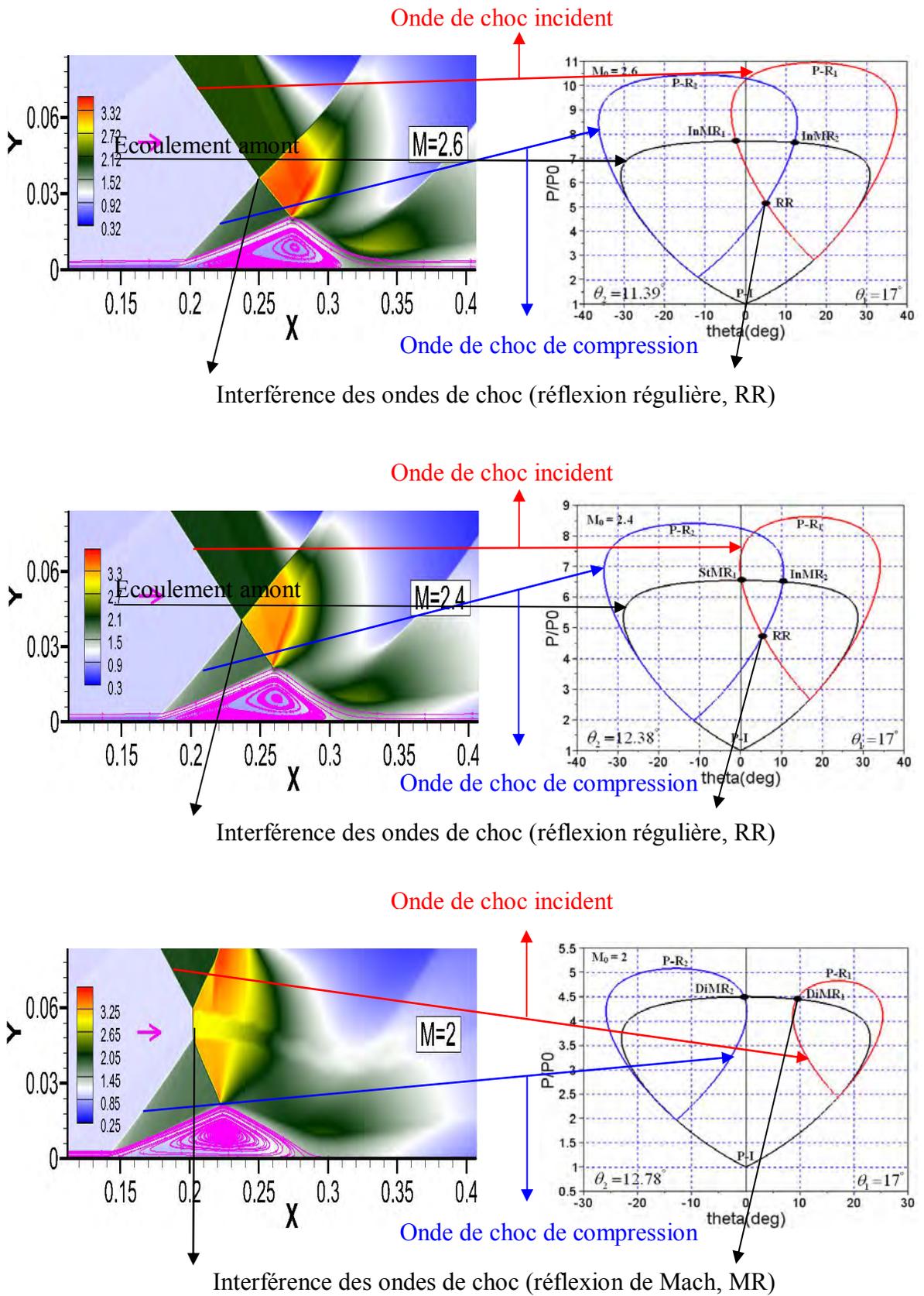


Fig 5-32 Iso contours des champs de la masse volumique de la zone d'interaction (Bulle de re-circulation) pour différents nombres de Mach et leurs polaires de choc.

La figure 5-33A. Présente les évolutions de la pression pariétale qui subit une brusque croissance, aux traversées de l'interaction, due aux ondes de compression, présentes en dessous du choc réfléchi. Puis le niveau de pression de l'écoulement diminué. Cette diminution est causée par l'intensité des faisceaux de détente de bord de fuite de générateur du choc incident. La figure a montré qu'il y a une approximation similaire de la pression pariétale que celle de fluide parfait, mais elle décale vers l'amont du point d'impact du choc incident. Elle est causée par l'intensité de choc incident. Les résultats présentés, montrent que la simulation des URANS par kw-SST prédit de façon correcte la montée de pression, ainsi que les niveaux en aval de l'interaction. Cette remarque a été observée par J. Deleuze & all [20] et A. Hadjadj & all [23]. La séquence de La figure 5.33B. Représente la distribution du coefficient de frottement le long de la tuyère. Cette figure montre que la présence de la paroi solide provoque un ralentissement des particules. Ce ralentissement est dû à l'effet de la viscosité qui tend à le produire par frottement visqueux entre la paroi et l'écoulement. Par l'action de ces frottements, la vitesse de l'écoulement près de la paroi décroît. Par conséquent, l'épaisseur de la couche limite augmente au fur et à mesure que l'écoulement se développe jusqu'à envahir toute la section de la tuyère. Cette figure montre qu'à l'entrée de la tuyère, le coefficient de frottement dans la zone près de la paroi diminue jusqu'à la zone d'interaction, au niveau de l'impact de l'onde de choc avec la couche limite, puis augmente dans la région à près la zone de re-circulation mais reste toujours positif. Juste au point de naissance de décollement de la zone d'interaction. Le coefficient de frottement devient négatif le long de toute la zone jusqu'au point de recollement. Ce phénomène accompagne le développement de la couche limite à la paroi où les niveaux de turbulence sont importants. Après cette distance, l'écoulement continue son développement jusqu'à atteindre l'établissement final vers des valeurs constantes. L'allure de cette courbe montre qu'il y a une perturbation dans la région de la zone d'interaction (bulle de re-circulation).

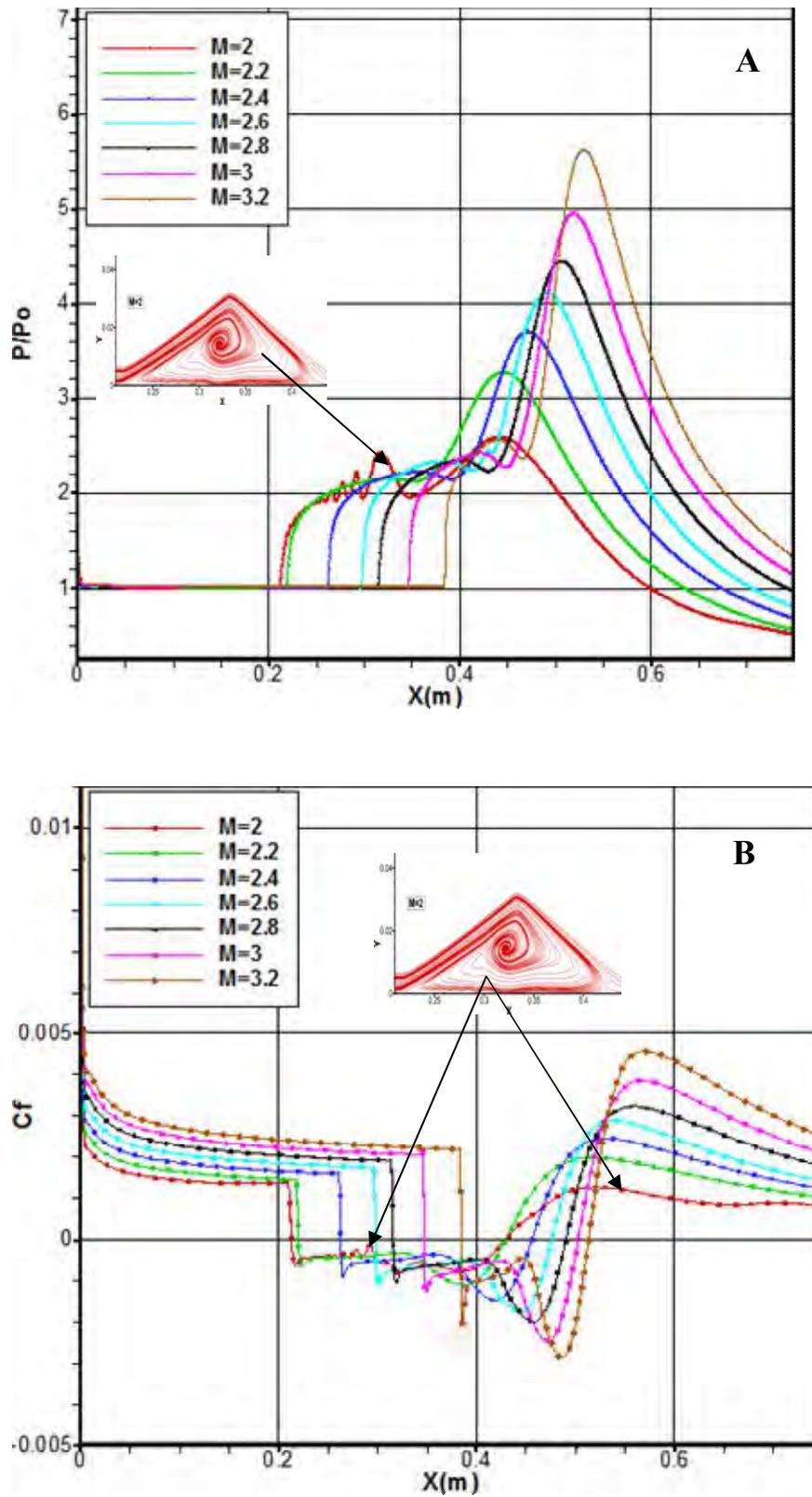


Figure 5.33 : A - Evolutions longitudinales des pressions pariétales.
 B - Evolutions longitudinales des coefficients de frottement.

5.10.1 L'effet de nombre de Mach sur le décollement/recollement, et la hauteur de la zone d'interaction

Les Figures 5-34 et 5-35. Représentent respectivement l'évolution des points de décollement/recollement, et la hauteur 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 re-circulation c.-à-d., la distance entre le décollement / recollement est plus grande que celle si l'onde de choc est forte.

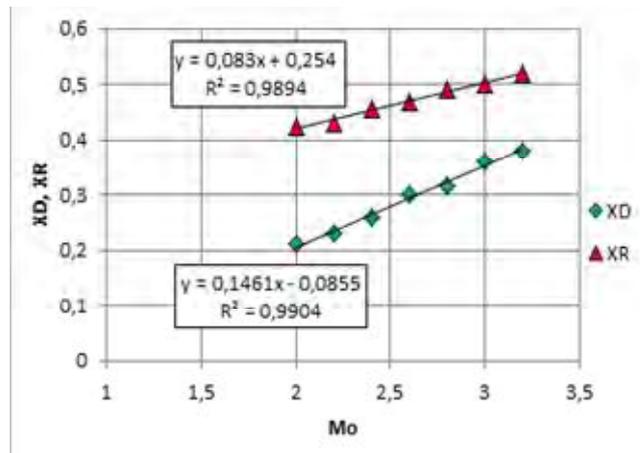


Fig 5-34 Évolutions des points de décollement et de recollement en fonction du nombre amont

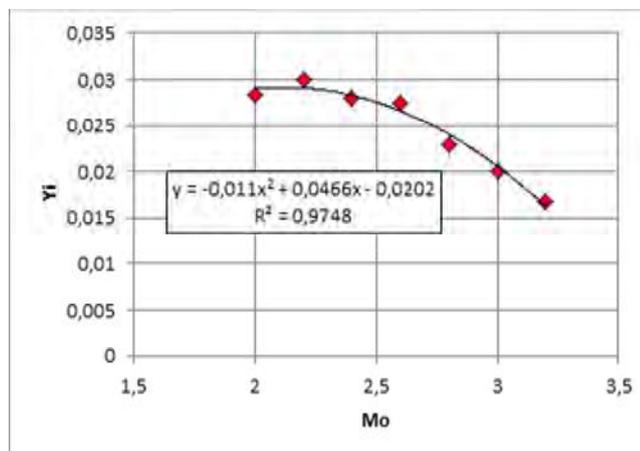


Fig 5-35 Hauteur de la zone d'interaction en fonction du nombre de Mach amont

Reference

- [1] Chpoun A. Passerel D. H.Li, Ben-Dor G. (1995). Reconsideration of oblique shock wave reflection in steady flows. Part 1: Experimental investigation. *J. Fluid Mech*, 301:19-35.
- [2] Deck S, Duvaeu P, d’Espincy P, Philippe G. (2002). Development and application of Spalart-Allmaras one equation turbulence model to three-dimensional supersonic complex configurations, *Aerospace Science and Technology*, 171-183.
- [3] Azevedo D.J., Liu C.C. (1993). Engineering approach to the prediction of shock patterns in bounded high-speed flows. *AIAA Journal*, Vol. 31, n°1.
- [4] Li H, Ben-Dor G. (1997). A parametric study of Mach reflection in steady flows. *J. Fluid Mech*. 341: 101–125.
- [5] Mouton C. A, Hornung H. G. (2007). Mach stem height and growth rate predictions. *AIAA J*.45, 1977–1987.
- [6] Gao B, Wu Z. N. (2010). A study of the flow structure for Mach reflection in steady supersonic flow. *J. Fluid Mech*. 656: 29–50.
- [7] Hornung, H. G, Oertel H, Sandeman R. J. (1979). Transition to Mach reflection of shock waves in steady and pseudo-steady flows with and without relaxation. *J. Fluid Mech*. 90: 541–560.
- [8] Durand A, Chanetz B., Benay R, A. (2003). Chpoun. Investigation of shock waves interference and associated hysteresis effect at variable-Mach-number upstream flow. *Shock Waves* 12: 469–477.
- [9] Azevedo D.J. (1989). Analytic prediction of the shock patterns in high-speed, wedge-bounded duct. Ph.D Thesis, Dept. Mech & Aero. Eng., State Univ. N.Y. Buffalo, N.Y.
- [10] Azevedo D.J., Liu C.C. (1993). Engineering approach to the prediction of shock patterns in bounded high-speed flows. *AIAA Journal*, Vol. 31, n°1.
- [11] Li H., Chpoun A., Ben-Dor G. (1999). Analytical and experimental investigations of the reflection shock wave in steady flows. *J. Fluid Mech*, 390: 25-43.
- [12] Girard S. (2009) Etude des Interférences de Choc dans les tuyères sur détendues a choc interne. Thèse de doctorat de l’Université Pierre et Marie Curie, ONERA-Meudon.
- [13] Sellam M ; Fournier G, ; Chpoun A. (2014). Numerical investigation of over expanded nozzle flows, *Shock Waves* January, Volume 24, Issue 1, pp 33-39.
- [14] Lawrence R.A. (1967) Symmetrical and asymmetrical flow separation in supersonic nozzles. Research Report, No. 67-1, Southern Methodist University.

-
- [15] Bourgoing A. and Reijasse Ph. (2005) Experimental analysis of unsteady separated flows in a supersonic planar nozzle. *Shock Waves*, Volume 14, Number 4, pp 251-258.
- [16] Reijasse P., Corbel B. and Soulevant D. (1999) Unsteadiness and asymmetry of shock-induced separation in a planar two-dimensional nozzle, A flow description. *AIAA Paper*, No. 99-3694.
- [17] Pilinski C. and Nebbache A. (2003) Unsteady Separated Two-Throat Nozzle Flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, Volume 71, pp 247259.
- [18] Shimshi E., Ben-Dor G., Levy A. and Krothapalli A. (2011) Experimental investigation of asymmetric and unsteady flow separation in high Mach number planar nozzles. 28th International Symposium on Shock Waves, Manchester, UK, 17-22 July 2011.
- [19] Détery J. and Dussauge J. P. (2009). Some physical aspects of shock wave/boundary layer interactions, *Shock wave* , N° 19 453-468.
- [20] Deleuze J. (1995). Structure d'une couche limite turbulente soumise à une onde de choc incident. Thèse doctorat. Université Aix-Marseille II, N° 2079588.
- [21] Laurent H. (1996). Turbulence d'une interaction onde de choc/couche limite sur une paroi plane adiabatique ou chauffée, thèse de Doctorat, Université Aix-Marseille II.
- [22] Dolling D. S. (2001). Fifty years of shock-wave/boundary layer interaction research: *AIAA Journal*, Vol. 39, n°8.
- [23] Hadjadj A. Larsson J. Morgan B. E. Nichols J. W. et Lele S. K. (Program 2010). Large-eddy simulation of shock/boundary layer interaction. Center for turbulence research-proceeding of the Summer .
- [24] Deck S., Weiss P. E., Pamiès M. And Garnier E. (2011). Zonal detached Eddy Simulation of spatially developing flat plate turbulent boundary layer, *Computer\$ Fluids* No. 48 1-15.
- [25] Sinha K, Mahesh K. and Candler G. (2004). Modeling the effect of shock unsteadiness in shock-wave/turbulent boundary layer interactions, *AIAA*.
- [26] Edwards J. R. (2008). Numerical simulations of shock/boundary layer interactions using time-dependent modeling techniques: A survey of recent results, *Progress in Aerospace Sciences* N° 44 447-765.
- [27] Choi J. Y; Jeung I. S. and Yoon Y. (1998). Scaling effect of the combustion induced by shock-wave boundary layer interaction in premixed Gas, *Twenty-seventh symposium (international) on combustion* 2181-2188.
- [28] Pirozzoli S. and Grasso F. (2006). Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$, *Physics of fluids* N° 18 065113.

-
- [29] Toubert E; Sandham D. (2009). Large-eddy simulation of low-frequency unsteadiness in a turbulent shock-induced separation bubble, *Theor. Comput. Fluid Dyn.* No. 23 79-107.
- [30] Teramoto S. (2005). Large-Eddy simulation of shock wave/Boundary layer interaction, *Trans. Japan Soc. Aero. Space sci.* Vol. 47, No. 158 268-275.
- [31] Morgan B; Kawai S and Lele S. K. (2010). Large-Eddy simulation of an oblique shock wave impinging on a turbulent boundary layer, 10th fluid dynamics conference and exhibit, AIAA No. 4467 28 june-1 july Chicago, Illinois.
- [32] Lagha ; Kim J; Eldredge J. D. and Zhong X. (2011). A numerical study of compressible turbulent boundary layers, *Physics of fluids* No°23 015106.
- [33] Shahab M. F., Lehnasch G., Gatski T. B. and Comte P. (2009). DNS of a spatially developing, supersonic turbulent boundary layer flow over a cooled wall, *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 6.
- [34] Dubois S. (2005). Simulation des grandes échelles d'écoulement turbulent supersoniques, Thèse Doctorat, INSA de Rouen.
- [35] Hadad C. (2005). Stationnarités, mouvements d'onde de choc et tourbillons à grandes échelles dans une interaction onde de choc/couche limite avec décollement, Thèse Doctorat Université de Provence Aix-Marseille I.
- [36] Green, J. (1970). Reflexion of an oblique shock wave by a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 40, 81-95.

Conclusion générale

Durant sa rentrée dans l'atmosphère, un engin traverse différents domaines de vol allant du régime hypersonique jusqu'au régime subsonique. Les problèmes aérodynamiques posés durant la trajectoire de vol impliquant différents phénomènes physiques qui sont la raréfaction, la très haute enthalpie, l'ionisation, la dissociation, la transition laminaire/ turbulent, l'interaction et l'interférence de choc, etc.

L'objectif principal de cette thèse était d'examiner, par simulations numériques, et études analytiques les interférences et les interactions des ondes de choc dans les écoulements compressibles dans un but de compréhension physique des différents facteurs qui gouvernent ces écoulements. Tout au long de ce travail, nous avons pu montrer l'intérêt, la portée et l'importance de cette étude à travers des exemples d'application pratique. En effet, les écoulements dans les tuyères engendrent un ensemble de phénomènes physiques parmi les plus compliqués de la mécanique des fluides : interaction choc/choc et choc/ couche limite, décollement de la couche limite, formation de phénomène de Mach, dissymétrie du décollement...

Les problèmes dus aux interférences de chocs étant omniprésents dans les écoulements à grand nombre de Mach, et leurs effets pouvant être néfastes, il est important de pouvoir prédire correctement la configuration de choc attendue. Dans cette optique, nous avons précisé d'étudier les conditions d'existence des interférences de choc de types I et II, et les phénomènes d'hystérésis associés aux passages d'un type de réflexion à l'autre. Pour ce faire, une étude analytique, et numérique, concernant l'interaction de deux chocs obliques, a été mise en œuvre.

L'étude analytique a permis l'identification des critères de transition entre la configuration de choc régulière et celle de Mach. Une zone duale où les deux configurations de choc peuvent se reproduire a été mise en évidence. L'étude analytique suggère l'existence d'une réflexion de Mach inverse. Les zones d'existence de ce type d'interaction ont été identifiées analytiquement. L'hypothèse de l'existence d'un phénomène d'hystérésis analogue à celui existant en interaction de choc symétrique a été formulée et vérifiée numériquement.

Une étude numérique a également été menée. Les simulations numériques réalisées dans cette étude et corroborées par les récents résultats expérimentaux ont abouti aux conclusions suivantes:

1. Phénomène d'hystérésis existe lors des transitions (RR / MR), l'obtention de l'une ou l'autre de ces réflexions dépend fortement des facteurs géométriques, ou des conditions d'écoulements.
2. Hystérésis de la transition (RR / MR), due à l'effet de mémoire de l'écoulement.
3. La transition (MR, vers RR) se produit au critère de détachement, alors que la transition inverse (MR vers RR) s'effectue quelque part dans la zone duale proche du critère de Von Neumann.
4. Il est plus facile de transformer une réflexion régulière en une réflexion de Mach que l'inverse.
5. En conformité avec l'expérience, la solution MR est plus stable que la solution RR.
6. En présence de l'influence du faisceau de détente, la transition de la réflexion de Mach vers la réflexion régulière se produit d'autant plus tôt que le choc incident est affaibli.
7. Réflexion de Mach inverse a été mise en évidence numériquement et se reproduire pour la première fois.
8. Aucune influence de la vitesse de rotation des dièdres (générateur de choc), sur la largeur de la zone duale.
9. Influence des conditions initiales sur la transition MR/RR.
10. Existence d'un Phénomène d'hystérésis associé à l'interaction onde de choc / couche limite. Ce type d'interaction, elle est présente dans de nombreux domaines de l'aéronautique tel que : l'aéro-dynamique interne (prises d'air, scramjet), externe (présence de choc d'extrados en transsonique, écoulements en tuyère surdétendue). La présence de cette interaction dans ces systèmes mécaniques est un véritable problème pratique car elle est à l'origine de fortes contraintes instationnaires, pouvant conduire à la fatigue des structures et à leurs destructions. Elle peut aussi conduire à des instabilités dans le fonctionnement des moteurs (pompages de compresseurs, instabilité de combustion en scramjet ...).

Afin d'améliorer l'étude sur l'interaction des ondes de choc, les résultats laissent entrevoir de nouveaux axes de recherche. En particulier, la stabilité de la réflexion régulière et de la réflexion de Mach dans le domaine dual reste une question ouverte. Les aspects tridimensionnels des réflexions régulières et de Mach doivent être pris en considération. Les aspects tridimensionnels dans le cas des interactions onde de choc/couche limite c'est un sujet d'actualités. La courbure du disque de Mach et la configuration de l'écoulement en aval de la zone subsonique constituent un sujet à eux seuls. L'étude est en cours (A. Hadjadj, D. Vandromme, and G. Ben-Dor, Theoretical and numerical study of Mach stem shape in 2D supersonic jet, In preparation).

ANNEXE A

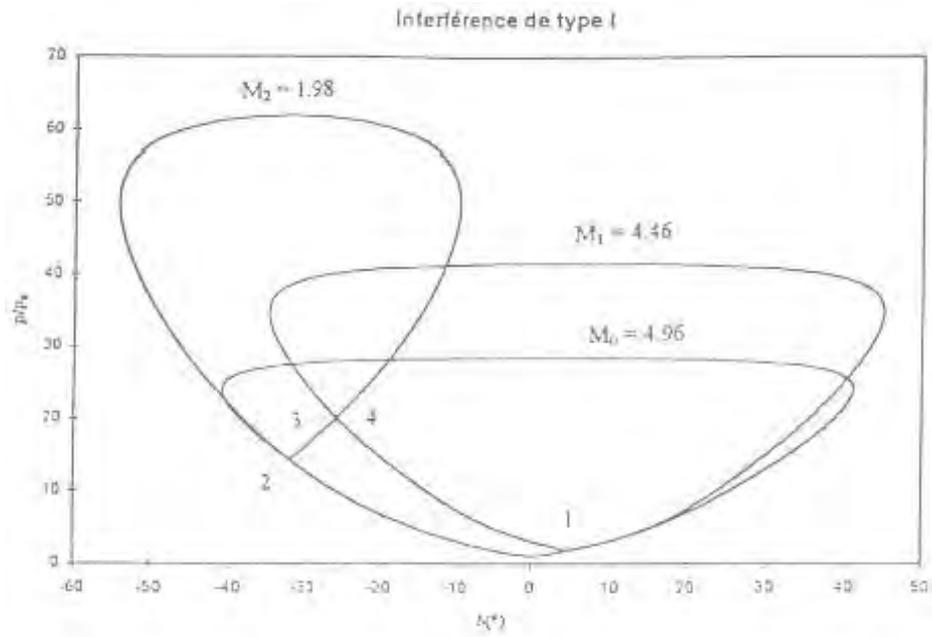


Fig.1 Diagramme pression-déflexion pour $\theta = 5^{\circ}$, $M_0 = 4.96$

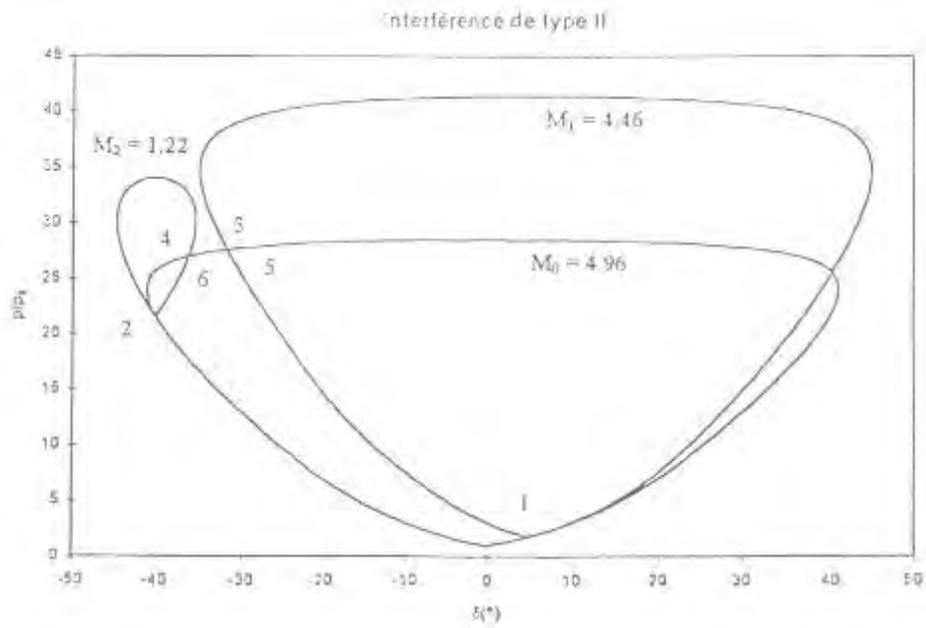


Fig.2 Diagramme pression-déflexion pour $\theta = 5^{\circ}$, $M_0 = 4.96$

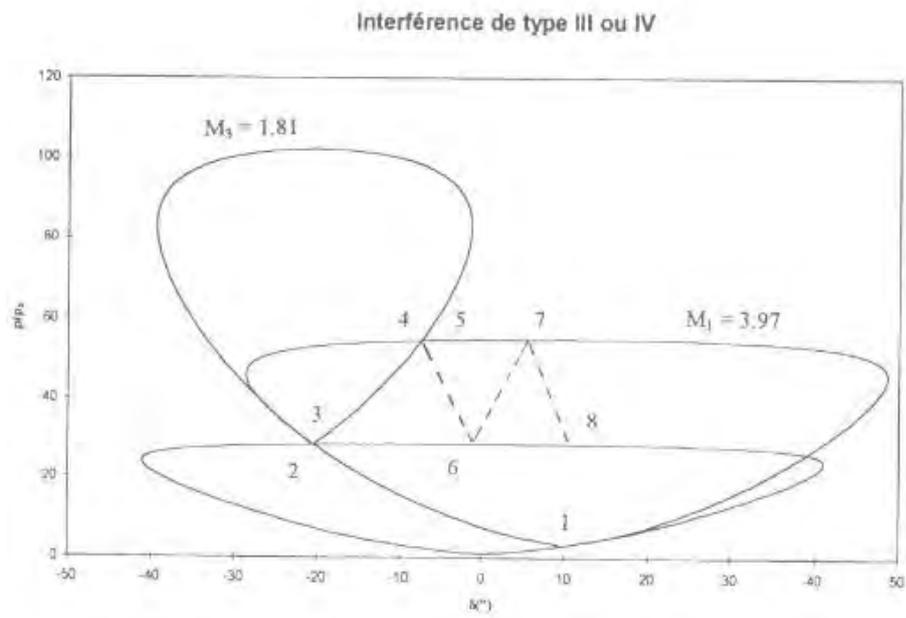


Fig.3 Diagramme pression-déflexion pour $\theta = 10^\circ$, $M_0 = 4.96$

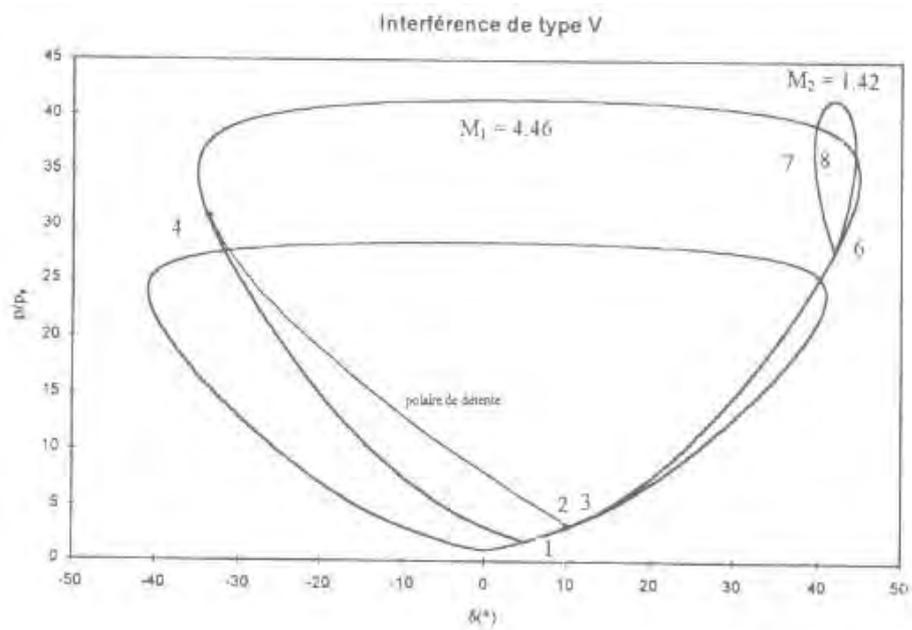


Fig.4 Diagramme pression-déflexion pour $\theta = 5^\circ$, $M_0 = 4.96$

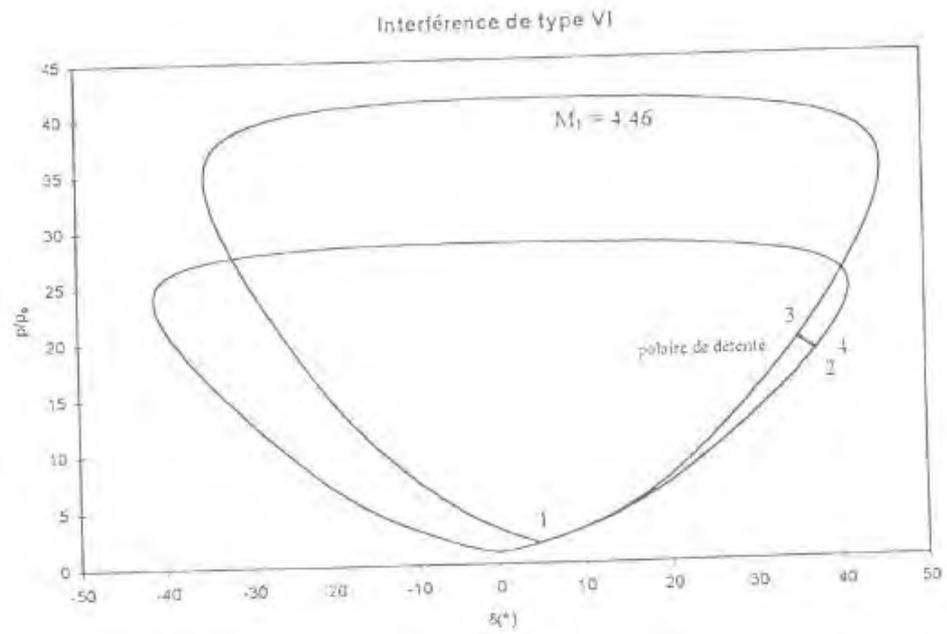


Fig.5 Diagramme pression-déflexion pour $\theta = 5^{\circ}$, $M_0 = 4.96$

ANNEXE B**CFD-FASTRAN Flow Solver**

CFD-FASTRAN est un solveur volumes finis, basé sur la densité compressible, 3D avec plus de différenciation de l'ordre et de méthodes de répartition de flux. Il peut gérer gamme complète de conditions d'écoulement y compris incompressible / compressible, stable / instable, non visqueux / laminaire / turbulent et peut importer différents types de réseaux comme les réseaux multi-blocs structuré, non structurés, des grilles tétraédriques chimères grilles en excès et les réseaux hybrides. Les équations régissant sont discrétisées et numériquement intégrée basée sur une approche de volume fini. Cette méthode divise le domaine de flux en points discrets à partir de laquelle les volumes de commande sont construits. Les informations de débit sont stockées au niveau de chaque centre de la cellule et l'écoulement d'une cellule à la cellule suivante est déterminé en évaluant les flux à travers la face commune entre les cellules adjacentes. La figure 1 montre l'interface utilisateur graphique CFD-FASTRANs (GUI). Le CFD-FASTRAN GUI guide l'utilisateur à travers la spécification correcte d'un modèle CFD. Mode modèle spécifie les descriptions physiques et résoudre mode spécifie les aspects numériques de la procédure de solution. GUI permet de fournir tous les éléments nécessaires pour compléter la description physique d'un modèle CFD. Un processus de préparation du modèle typique suivie en CFD-FASTRAN est donné dans un organigramme (Figure 2).

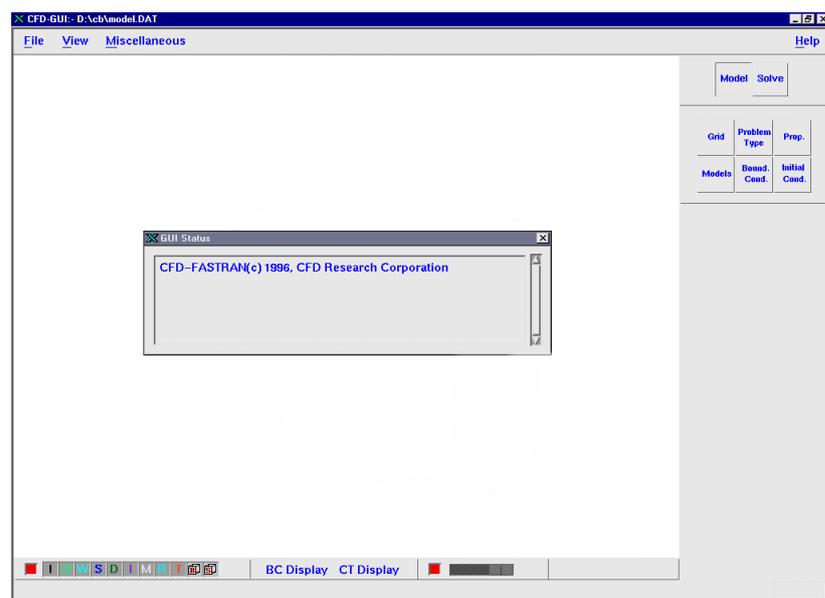


Figure 1 CFD-FASTRAN Graphical User Interface.

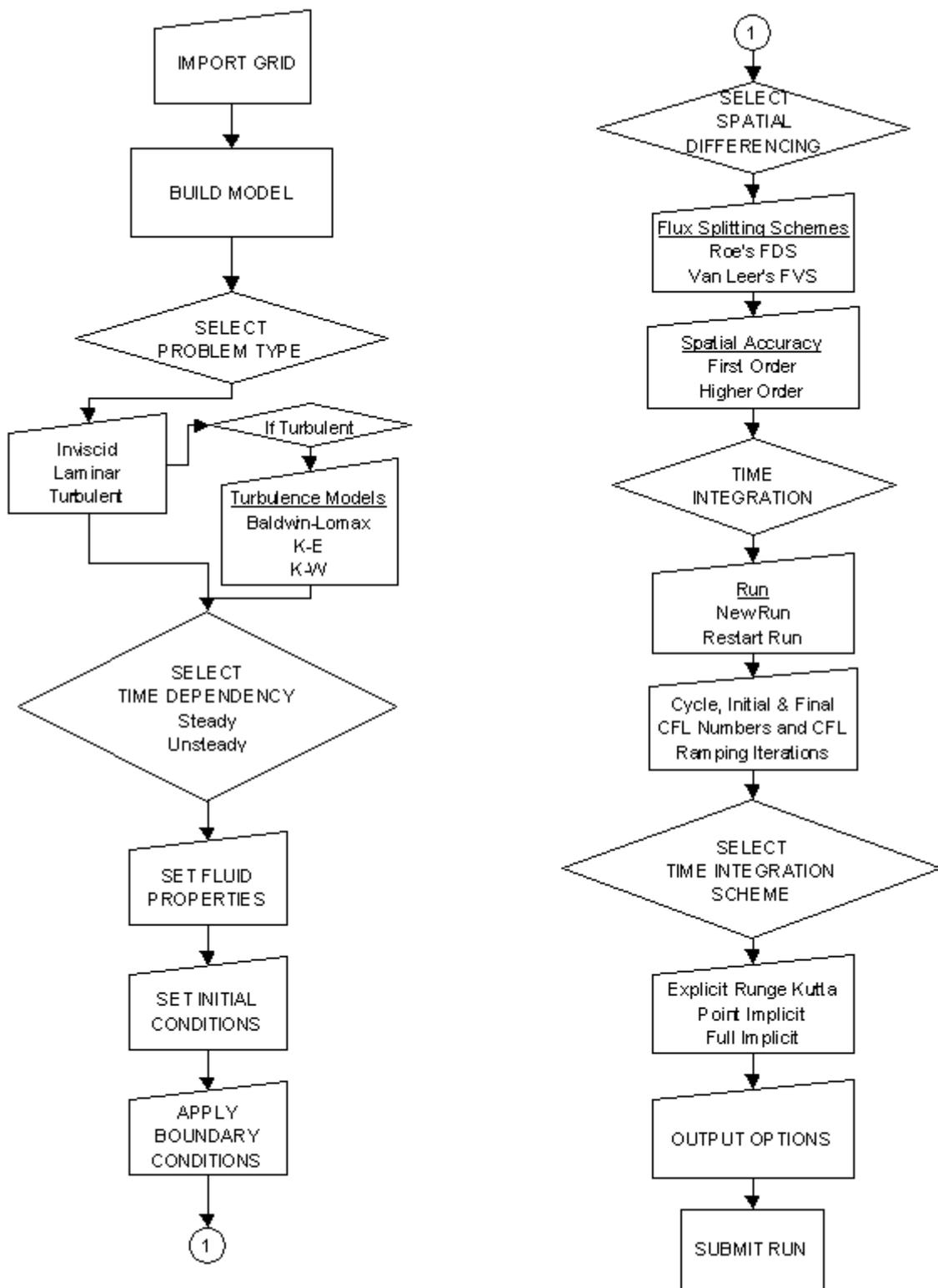


Figure 2 A typical model preparation processes in CFD-FASTRAN.

Résumé

Quand une onde de choc oblique vient frapper une paroi plane, deux types de réflexions sont possibles. Suivant l'inclinaison relative des chocs par rapport à la direction de l'écoulement amont, on obtient, soit une réflexion régulière (RR), soit une réflexion de Mach (MR). A des nombres de Mach supérieurs à 2,2, il existe une gamme d'angles d'incidence pour lesquels ces deux types de réflexions sont conjointement possibles. C'est le domaine de solutions duales, qui a conduit à l'hypothèse de l'existence d'un effet d'hystérésis dans la transition RR-MR. Le but de ce travail est de retrouver numériquement le phénomène d'hystérésis observé lors des études expérimentales dans l'interférence des ondes de choc, plus particulièrement les interactions régulières et de Mach. Il est alors question de traiter ce problème par une étude numérique conçue sur le principe de schéma de capture de choc. Le calcul est fait à l'aide d'un code CFD-FASTRAN, basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis. La diversité des méthodes numériques utilisée a permis d'étudier quatre phénomènes d'hystérésis distincts. Le premier a été observé, par variation du nombre de Mach, l'angle d'incidence des dièdres étant fixe. Le second, également à nombre de Mach constant, par variation de l'angle d'incidence des dièdres générateurs de chocs (cas asymétrique), le troisième a été étudié l'influence de variation des rapports de sur détente (NPR). Enfin le phénomène d'interaction onde de choc / couche limite, et développement de la zone de recirculations de la couche limite turbulente.

Mots-clés : Onde de choc, Réflexion régulière, Réflexion de Mach, Polaire de choc. Phénomènes hystérésis.

Abstract

When an oblique shock wave strikes a flat wall, two types of reflections are possible. Next, the relative inclination shocks relative to the direction of the upstream flow is obtained, a regular reflection (RR), a Mach reflection (MR). At Mach numbers higher than 2.2, there is a range of angles of incidence for which the two types of reflections are possible in conjunction. This is the area of dual solutions, which led to the hypothesis of the existence of a hysteresis effect in the transition RR-MR. The purpose of this work is to find numerically the hysteresis observed in experimental studies in the interference of shock waves, especially regular interactions and Mach. This addresses the problem of dealing with a numerical study designed on the principle of shock capturing scheme. The calculation is done using a CFD-FASTRAN code based on the resolution of the Navier-Stokes equations by the finite volume method. The variety of numerical methods used allowed to study four separate hysteresis phenomena. The first was observed by varying the Mach number, the incident angle of the dihedral being fixed. The second, also on a constant Mach, by varying the angle of incidence shock generators dihedral (asymmetric case), the third was studied the influence of variation of relaxing on Reports (NPR). Finally the wave interaction phenomenon of shock / boundary layer, and development of the recirculation zone of the turbulent boundary layer.

Keywords: shockwave. regular reflection .Mach réflexion . choc polaire. Hysteresis phenomenon

ملخص

عندما تضرب موجة صدم مائلة مستوي مائل هناك نوعان من الانعكاسات المحتملة حسب الميل النسبي للصدمة بالنسبة لجهة الجريان الابتدائي (amont). يتم الحصول اما على انعكاس منتظم او انعكاس ماخ، من اجل اعداد ماخ اكبر من 2.2 هناك مجال من زوايا الورود التي يكون من اجلها هاذان النوعان من الانعكاسات ممكنان معا (متلازمان). و هو مجال الحلول المزدوج مما أدى إلى فرضية تواجد ظاهرة التداخل المضطرب (التواجب) في الانتقال من إنعكاس منتظم RR إلى إنعكاس ماخ. من الضروري معالجة هذه المسألة باستخدام دراسة عددية بالاعتماد على مخطط التقاط موجة الصدمة. محاكاة الصدمة اجريت باستخدام برنامج فاستران، الذي يعتمد على حل معادلات نايفي- سطوكس احادية البعد بالاعتماد على طريقة الحجوم المنتهية. سمح تنوع الطرق العددية المستعملة بدراسة اربع ضواهر مختلفة للتداخل المضطرب. الأول تم ملاحظته من خلال تغيير عدد ماخ، مع تثبيت زاوية الورود للصدمة. الثاني تثبيت عدد ماخ و تغيير زاوية توليد الصدمات (حالة غير المتماثلة). الثالث يدرس تاثير تغيير انخفاض الضغط الخلفي عند مخرج منفث ملتئم منفرج (NPR). أخيرا ظاهرة التداخل المضطرب بين صدمة و طبقة نهائية وتنمية منطقة إعادة تدوير طبقة الحدود المضطربة.

الكلمات المفتاحية : موجة صدمة. إنعكاس منتظم. إنعكاس ماخ. التداخل المضطرب