

ETUDE DES PHENOMENES D'ONDES DE CHOC POUR LA PROPULSION AERONAUTIQUE ET SPATIALE



Etudiants :

Zoé BEBIN

Valentine BOUDAILLIEZ

Yanis DELAMARE

Manel DELFOSSE-OTMANI

Adam PIFFETEAU

Margaux ROUARD

Enseignant-responsable du projet :

Abdellah HADJADJ

Date de remise du rapport : 11/06/2022

Référence du projet : STPI/P6/2022 – 07

Intitulé du projet : ***Étude des phénomènes d'ondes de choc pour la propulsion aéronautique et spatiale***

Type de projet : ***Bibliographie***

Objectifs du projet :

L'objectif de notre projet est d'acquérir des bases sur les phénomènes d'ondes de choc et d'étudier leur rôle dans les cas particuliers de la propulsion aéronautique et spatiale. Pour bien comprendre notre sujet, nous nous sommes informés sur les différents moteurs aéronautiques et spatiaux, leurs composants ainsi que leur principe de fonctionnement. Les écoulements et les décollements dans les tuyères ont également été l'objet de nos recherches.

En rassemblant ces connaissances, nous avons pu déterminer les différentes manières dont les ondes de choc se manifestent dans les moteurs actuels comme futurs.

Mots-clefs du projet : ***Propulsion, Ondes de choc, Décollements, Écoulements***

TABLE DES MATIERES

1.	Introduction	10
2.	Méthodologie / Organisation du travail	11
3.	Generalités sur les ondes de choc	12
3.1.	Différents types d'ondes de choc.....	12
3.2.	Nombres importants en aérodynamique.....	13
3.3.	Lois et équations régissant les ondes de choc	14
3.3.1.	Formulation locale des équations d'Euler	14
3.3.2.	Relation de Rankine-Hugoniot.....	14
4.	Systèmes de propulsion aéronautique	15
4.1.	Principe de la propulsion et Turbomachines.....	15
4.1.1.	Turboréacteur	16
4.1.2.	Turbopropulseur.....	16
4.1.3.	Différents composants d'une turbomachine.....	16
4.1.4.	Cycle thermodynamique modélisant les turbomachines	16
5.	Système de propulsion spatial	17
5.1.	Les tuyères	17
5.1.1.	Tuyère de Laval :	17
5.2.	Décollements	18
5.3.	Écoulements et Différents types de réflexion.....	20
5.3.1.	Réflexion régulière (RR).....	20
5.3.2.	Réflexion de Mach (MR).....	20
5.3.3.	Cellules de choc.....	21
5.4.	Moteurs à Détonation Rotative	25
5.4.1.	Moteur à détonation pulsée (PDE)	25
5.4.2.	Moteur à détonation oblique (ODWE).....	25
5.4.3.	Moteur à détonation rotative (RDE).....	25
5.4.4.	Principe de fonctionnement.....	26
5.4.5.	Cycle de Fickett-Jacobs / cycle de Humphrey	26
6.	Expérimentation : strioscopie ou methode schlieren.....	28
6.1.	Principe théorique de la méthode Schlieren	28

6.2.	Dispositif expérimental	28
6.3.	Exploitation des résultats	29
7.	Conclusion	30
8.	Bibliographie	31
9.	Annexes.....	32
9.1.	Annexe 1 : Diagramme de GANTT	32
9.2.	<i>Annexe 2</i> : Théorie de Chapman-Jouguet	33
9.3.	<i>Annexe 3</i> : Formulation locale des équations d'Euler	34
9.4.	<i>Annexe 4</i> : Détermination de la ligne de Rayleigh et de la courbe de Hugoniot	36
9.5.	<i>Annexe 5</i> : Diagramme récapitulatif propulsion	38
9.6.	<i>Annexe 6</i> : Différents Turboréacteurs	39
9.7.	<i>Annexe 7</i> : Eléments d'une Turbomachine	40
9.8.	<i>Annexe 8</i> : Tableau explicitant les différentes relations thermodynamiques du cycle ouvert de Brayton	41
9.9.	<i>Annexe 9</i> : Tableau récapitulatif des différentes tuyères existantes.....	42
9.10.	<i>Annexe 10</i> : Différents types de moteurs à détonation rotative	43

TABLE DES ILLUSTRATIONS

Figure 3.1 : Exemple de superposition de deux ondes planes progressives $f(x)=\sin(x)$ (courbe verte) ; $g(x)=1.5*\cos(x+1)$ (courbe rouge) et $h(x)=f(x)+g(x)$ (courbe grise).....	12
Figure 3.2 : Exemple de superposition de deux ondes planes progressives $f(x)=\sin(x+1)$ (courbe verte) ; $g(x)=1.5*\cos(x+1)$ (courbe rouge) et $h(x)=f(x)+g(x)$ (courbe grise).....	12
Figure 3.3 : Exemple d'onde de choc droite créée par un flux supersonique sortant d'un convergent.	12
Figure 3.4 : Exemple d'onde de choc oblique créée par un flux supersonique contre une pente.	12
Figure 3.5 : Onde de choc oblique (schéma gauche) et onde de choc courbe (schéma droite).	12
Figure 3.6 : Cône de Mach créé par un avion en vitesse supersonique.....	13
Figure 3.7 : Récapitulatif des caractéristiques des écoulements laminaires et turbulents.	13
Figure 4.1 : Principe d'action-réaction.....	15
Figure 4.2: Photo d'un Turboréacteur	16
Figure 4.3: Photo d'un Turbopropulseur	16
Figure 4.4: Schéma des différentes transformations survenant dans une turbomachine	16
Figure 4.5: Diagrammes P-V et T-S du cycle idéal de Brayton	16
Figure 5.1 : Principe d'une tuyère de Laval.....	17
Figure 5.2 : Régimes de fonctionnement d'une tuyère de moteur-fusée en fonction de l'écart entre la pression des gaz en sortie du divergent et la pression extérieure ambiante.	18
Figure 5.3 : Schéma du jet aux différents régimes : à gauche en régime sous-détendu, au milieu en régime adapté, à droite en régime sur-détendu.....	19
Figure 5.4 : Schéma de la formation des disques de Mach dans le jet.	19
Figure 5.5 : Strioscopie d'une réflexion régulière à Mach égal à 1,95 et 10 (Source : l'ONERA)	20
Figure 5.6 : Strioscopie d'une réflexion de Mach (Source : l'ONERA).....	20
Figure 5.7 : Schéma d'une réflexion régulière.....	20
Figure 5.8 : Schéma d'une réflexion de Mach.....	20
Figure 5.9 : configurations de réflexion de Mach pour des mêmes conditions initiales.....	21
Figure 5.10 : Structure de cellules de chocs pour un jet supersonique.	21
Figure 5.11 : Différents types de réflexions de Mach.	21

Figure 5.12 : Transition de la couche limite laminaire à turbulente	22
Figure 5.13 : Étude du choc quand la couche limite ne se décolle pas	22
Figure 5.14 : Étude du choc quand la couche limite se décolle	22
Figure 5.15 : Schéma des différents types de décollement observés en tuyère TOC : à gauche FSS, à droite RSS (d'après Shams[13]).	23
Figure 5.16 : Représentation de la distribution de pression dans un décollement FSS (d'après Ostlund).	24
Figure 5.17 : Représentation de la distribution de pression dans un décollement RSS (d'après Ostlund).	24
Figure 5.18 : Fonctionnement d'un moteur à détonation pulsée	25
Figure 5.19 : Fonctionnement d'un moteur à détonation oblique	25
Figure 5.20 : Fonctionnement d'un moteur à détonation rotative.	25
Figure 5.21 : Schéma d'un moteur à détonation rotative axial.	26
Figure 5.22 : Diagramme P-V du cycle de Humphrey (noir), de Brayton (bleu) et de Fickett-Jacobs (rouge).	26
Figure 6.1 : Photo du dispositif utilisé.	29
Figure 6.2 : Schéma de principe du montage Schlieren classique.	29

NOTATIONS, ACRONYMES

ODWE : Oblique Détonation Wave Engine (Moteur à Détonation Oblique)

PDE : Pulse Détonation Engine (Moteur à Détonation Pulsée)

RDE : Rotating Détonation Engine (Moteur à Détonation Rotative)

NPR : Nozzle Pressure Ratio (Rapport de pression en tuyère)

FSS : Décollement libre

RSS : Décollement restreint

a : Vitesse du son, $a = 340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 1224 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$

D : Dimension linéaire caractéristique, (longueur parcourue du fluide, diamètre hydraulique, etc.)

H, h : Respectivement enthalpie (J) et enthalpie massique (J/kg)

M : Nombre de Mach (sans unité)

n : Quantité de matière (mol)

P : Pression (Pa)

q : Transfert thermique massique (J/kg)

Q_m : Débit massique de l'air passant dans le moteur (kg/s)

R : Constante des gaz parfaits ($R = 8.314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

Re : Nombre de Reynolds (sans unité)

T : Température (K)

u_i : Vitesse de l'écoulement i (m/s)

V : Vitesse d'écoulement ou de l'objet étudié (m/s)

γ : Coefficient adiabatique (sans unité)

μ : Viscosité dynamique (Pa.s)

ρ : Densité du fluide (kg / m³)

ν : Viscosité cinématique (m² / s) ; $\nu = \frac{\mu}{\rho}$

REMERCIEMENTS

Avant toute chose, nous souhaiterions remercier toutes les personnes qui nous ont permis de mener à bien ce projet, à commencer par M. Abdellah HADJADJ qui nous a encadré durant toute la durée du projet. Ses conseils et ses remarques nous ont aidées à mieux cerner le sujet et à avancer dans nos recherches.

Un grand merci à M. Nabil MOKRANI et son groupe de projet qui nous ont laissés utiliser leur montage de Strioscopie. L'objectif était d'observer des ondes de choc, dans le but de rendre plus concrètes nos recherches. Merci en particulier à Mattéo LECOQ qui nous a présenté le dispositif et supervisé durant notre expérience.

Enfin, nous remercions M. Jérôme YON, responsable des projets P6 et M. David HONORE qui ont su répondre à nos interrogations lorsque nous les avons sollicités.

1. INTRODUCTION

Dans la cadre de notre projet physique portant sur l'étude des phénomènes d'ondes de choc dans la propulsion, nous avons entrepris toute une série de recherches bibliographiques.

Les **ondes de choc** sont des discontinuités spatiales dans un champ de fluide en mouvement, qui se propagent.

Bien que ces phénomènes soient invisibles à l'œil nu, ils sont présents dans de très nombreux domaines tels que l'astrophysique, l'aéronautique, l'aérospatial et le militaire.

Tout au long de ce projet Physique, nous nous sommes intéressés à la formation de ces ondes de choc et leurs caractéristiques.

Dans un premier temps, nous nous sommes familiarisés avec la notion de propulsion et les différents moteurs présents dans le domaine de l'aéronautique.

Dans une seconde partie, nous avons étudié les ondes de chocs relatives au domaine de l'aérospatial, et plus précisément leur création au niveau des tuyères de fusées. Nous avons alors abordé plusieurs notions importantes telles que celles d'écoulements, de décollements ou encore de couches limites.

Pour mener à bien ce projet, nos recherches se sont portées sur l'aérodynamique des fluides. Les écoulements et les décollements dans les tuyères forment une partie majeure de ce rapport. De manière plus générale, nous nous sommes informés sur les différents moteurs et leurs composants.

Enfin, notre attention s'est également portée sur de nouvelles technologies en cours de développement : les moteurs à détonation rotative. Ce modèle de moteur fusée innovant utilise les ondes de choc pour son fonctionnement.

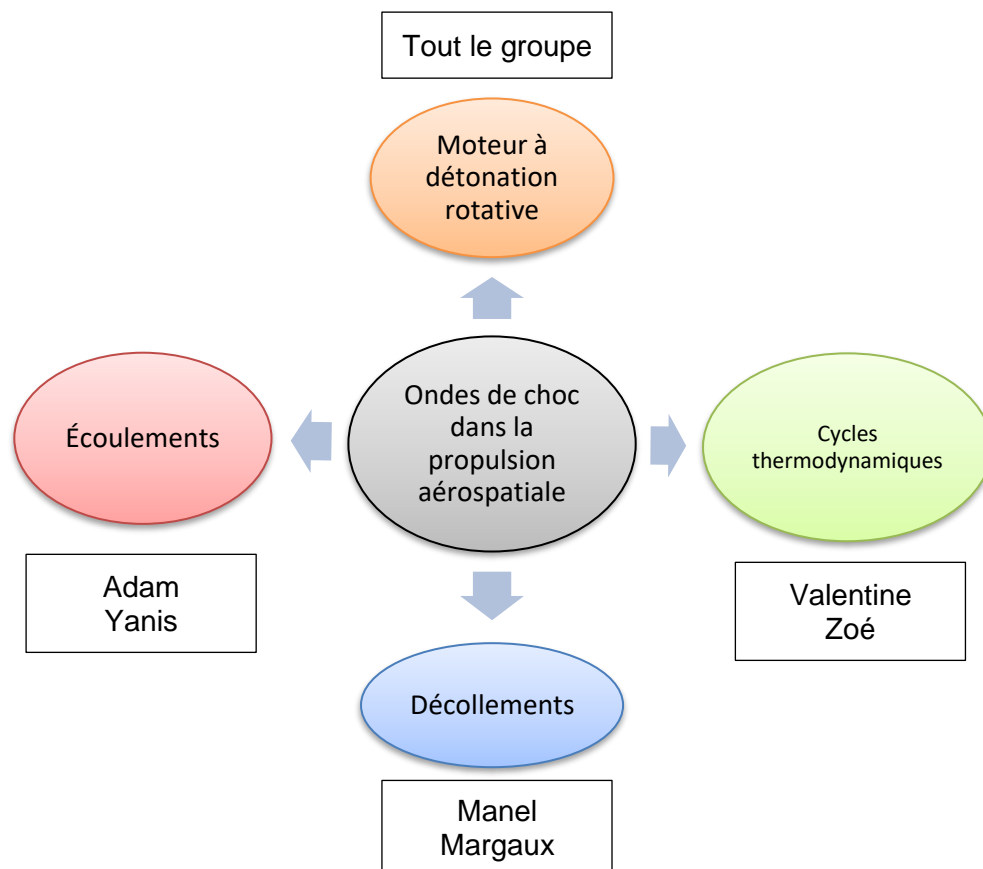
Pour mener à bien ce projet, nos recherches se sont accompagnées d'études sur l'aérodynamiques des fluides ainsi que des études thermodynamiques.

2. METHODOLOGIE / ORGANISATION DU TRAVAIL

Afin de nous répartir les différentes tâches à accomplir, nous avons réalisé un **diagramme de GANTT**¹ pour l'organisation de notre travail.

Dès le commencement du projet, nous avons remarqué qu'il était primordial d'allier le travail de recherche bibliographique individuel au travail en équipe. Ainsi, nous avons établi une rencontre chaque mercredi après-midi en groupe. Ce rendez-vous hebdomadaire nous a permis de mettre en commun nos recherches mais aussi de faire le point sur les aspects théoriques plus compliqués à comprendre que l'on pouvait alors s'expliquer mutuellement. Tous les jeudis, nous pouvions donc arriver à notre séance de P6 avec une présentation de nos nouvelles recherches, nos nouveaux objectifs renseignés dans le diagramme de Gantt et nos questions à poser au professeur référent.

Arrivant sur la fin du projet, nous avons décidé d'une organisation en binômes afin de nous concentrer de manière plus précise et plus efficace sur certains points clés de notre sujet. En faisant cela, nous avons donc pu gagner du temps sur nos recherches en se concentrant sur des points précis et donc, selon nous, une qualité de recherche optimale. Durant cette phase de travail en petit groupe, nous avons poursuivi nos rencontres en groupe entier afin de rester au fait sur chaque branche que constitue le sujet mais aussi pour ne pas perdre de vue nos objectifs fixés.



¹ Cf **Annexe 9.1** : Diagramme de GANTT

3. GENERALITES SUR LES ONDES DE CHOC

3.1. Différents types d'ondes de choc

→ Ondes stationnaires

Soient deux ondes planes et progressives : une onde incidente et son onde réfléchie contre un plan vertical, orthogonal à la trajectoire de propagation de l'onde. L'onde réfléchie a donc la même trajectoire que l'onde incidente, mais dans le sens inverse. En superposant ces deux ondes sur leur trajectoire, la résultante des deux est dite stationnaire. En effet, en observant les variations de cette onde résultante (lorsque les ondes initiales se déplacent) celle-ci ne translate pas, n'est pas en mouvement. Seule son amplitude est modifiée en fonction du temps.

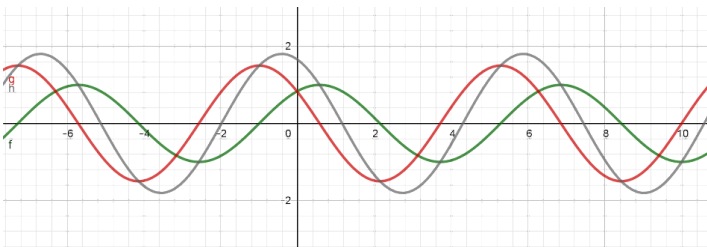


Figure 3.2 : Exemple de superposition de deux ondes planes progressives $f(x)=\sin(x+1)$ (courbe verte) ; $g(x)=1.5*\cos(x+1)$ (courbe rouge) et $h(x)=f(x)+g(x)$ (courbe grise)

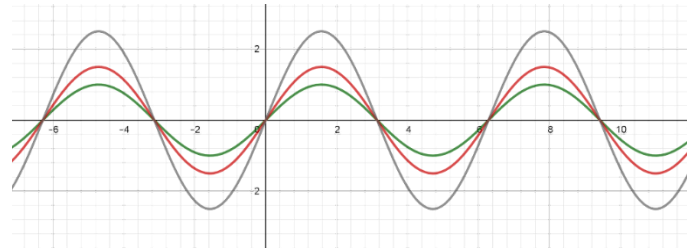


Figure 3.1 : Exemple de superposition de deux ondes planes progressives $f(x)=\sin(x)$ (courbe verte) ; $g(x)=1.5*\cos(x+1)$ (courbe rouge) et $h(x)=f(x)+g(x)$ (courbe grise)

→ Ondes de choc droites

Une onde de choc est dite droite (*normal shock wave* en anglais) si elle est normale à la direction de propagation du fluide. Le fluide en amont doit nécessairement avoir une vitesse supersonique, mais peut avoir une vitesse subsonique en aval (cette propriété est valable pour tous types d'ondes de choc).

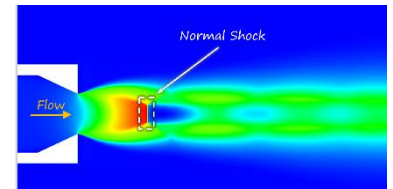


Figure 3.3 : Exemple d'onde de choc droite créée par un flux supersonique sortant d'un convergent.

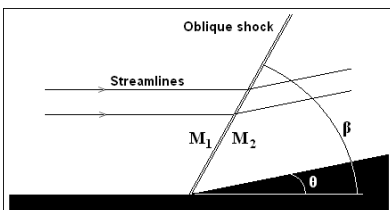


Figure 3.4 : Exemple d'onde de choc oblique créée par un flux supersonique contre une pente.

→ Ondes de choc obliques

Une onde de choc est dite oblique (*oblique shock wave* en anglais) si elle forme un angle avec la direction de propagation du fluide. Elle est créée en perturbant le trajet d'un écoulement supersonique avec un obstacle sur sa trajectoire (exemple : ajout d'une pente). Une onde de choc droite est un cas particulier d'une onde de choc oblique.

→ Ondes de choc courbes

Une onde de choc est dite courbe (*detached shock wave* en anglais) lorsque sa direction de propagation est courbe. Elle est associée à une onde de choc oblique qui se détache de l'obstacle lorsque celui-ci forme un angle trop important avec la direction de propagation du fluide.

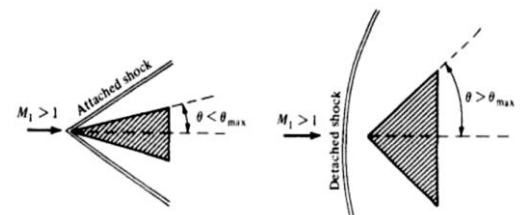


Figure 3.5 : Onde de choc oblique (schéma gauche) et onde de choc courbe (schéma droite).

3.2. Nombres importants en aérodynamique

Dans le domaine de l'aérodynamique, deux nombres sont très souvent utilisés pour caractériser des fluides.

Nombre de Mach et cône de Mach

Le nombre de Mach est le rapport de la vitesse locale de l'objet étudié sur la célérité du son dans l'air à 15°C, au niveau de la mer. On note :

$$M = \frac{a}{v}$$

On a donc 3 cas différents :

→ Si $M < 1$ alors la vitesse locale de l'objet est inférieure à la célérité du son. C'est donc un **écoulement subsonique**.

→ Si $M = 1$ alors la vitesse locale de l'objet est égale à la célérité du son. C'est donc un **état sonique**

→ Si $M > 1$ alors la vitesse locale de l'objet est supérieure à la célérité du son. C'est donc un **écoulement supersonique**.

Dans le cas d'un écoulement supersonique, on peut voir apparaître des **cônes de Mach** dus à des changements brusques de pression au niveau des ondes de choc créées. Ces singularités provoquent une condensation de la vapeur d'eau.



Figure 3.6 : Cône de Mach créé par un avion en vitesse supersonique.

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, c'est un nombre sans dimension. Il permet de prédire si une condition d'écoulement est laminaire² ou turbulente³. On note :

$$Re = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de viscosité}} = \frac{\rho V D}{\mu}$$

On peut en déduire que lorsque les forces visqueuses sont dominantes (flux lent, Re faible), alors le flux sera laminaire. A l'inverse, lorsque les forces d'inertie dominent sur les forces visqueuses, l'écoulement sera turbulent. En d'autres termes, un nombre de Reynolds croissant indique une turbulence croissante de l'écoulement.

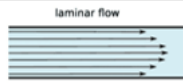
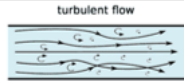
Re < 2000 : Écoulement laminaire	Re > 2000 : Écoulement turbulent
<p>vitesse "faible" </p>	<p>Vitesse "élevée" </p>
Les particules se déplacent de manière rectiligne	Les particules se déplacent de manière irrégulière
Les couches d'eau s'écoulent les unes sur les autres à différentes vitesses sans aucun mélange entre les couches	Le mouvement moyen est dans le sens de l'écoulement
La vitesse d'écoulement moyenne correspond environ à la moitié de la vitesse maximale	La vitesse d'écoulement moyenne est approximativement égale à la vitesse au centre du tuyau. C'est le type d'écoulement le plus courant

Figure 3.7 : Récapitulatif des caractéristiques des écoulements laminaires et turbulents.

² Un écoulement est dit laminaire lorsque le mouvement des particules du fluide est régulier (peu de variations spatiales ou temporelles).

³ Un écoulement est dit turbulent lorsque le mouvement des particules du fluide est irrégulier.

3.3. Lois et équations régissant les ondes de choc

Pour exprimer l'ensemble de ces équations nous les écrivons de **manière locale**⁴

3.3.1. Formulation locale des équations d'Euler

L'objectif de cette partie est de simplifier le problème dans le cas d'un écoulement permanent unidirectionnel. On considérera les écoulements dans un cylindre quelconque de base A. Ses deux faces extérieures étant notées A₁ et A₂ et sa face latérale A_{lat}.

Masse

On pose u₁ et ρ₁ respectivement la vitesse et la densité de la surface A₁. On pose u₂ et ρ₂ respectivement la vitesse et la densité de la surface A₂. On a l'équation suivante :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$$

Quantité de mouvement

Cette fois-ci nous posons P₁ et P₂ respectivement la pression à la surface A₁ et A₂.

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_2 + \rho_2 u_2^2$$

Énergie

Nous posons q, h₁ et h₂ respectivement le transfert thermique massique et l'enthalpie à la surface A₁ et A₂.

$$q + h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2}$$

3.3.2. Relation de Rankine-Hugoniot

Nous allons maintenant énoncer les différentes relations de Rankine-Hugoniot. Ces équations permettent de déterminer différents rapports en fonction du nombre de Mach tel que : $\frac{u_2}{u_1}$; $\frac{P_2}{P_1}$; $\frac{\rho_2}{\rho_1}$; $\frac{T_2}{T_1}$ et $\frac{M_2}{M_1}$

Pour cela nous allons partir des relations suivantes :

- Loi des gaz parfaits : $PV = nRT$ soit $P = \rho RT$
- Premier principe de la thermodynamique : $C_p = \left(\frac{\delta H}{\delta T}\right)_{p,v}$
- $a = \sqrt{\gamma RT} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\gamma Pv}$

Vous trouverez la démonstration des équations suivantes en **Annexe 9.4** :

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma + \frac{1}{M_1^2}}{\gamma + 1} ; \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{\gamma + 1} ; \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma + \frac{1}{M_1^2}} ; \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma + \frac{1}{M_1^2} + (\gamma M_1)^2}{(\gamma + 1)^2} ; \quad \frac{M_2}{M_1} = \frac{1}{M_1}$$

Cette dernière équation impose que $M_2 = 1$ c'est-à-dire que la vitesse finale après détonation est égale à la vitesse du son dans le milieu $u_2 = c_2$.

⁴ Cf **Annexe 9.30** pour les démonstrations.

4. SYSTEMES DE PROPULSION AERONAUTIQUE

Dans cette seconde partie, nous allons nous intéresser au domaine de l'aéronautique et au principe de propulsion.

4.1. Principe de la propulsion et Turbomachines

On définit la **propulsion** comme étant la mise en mouvement d'un corps grâce à la production d'une force de poussée.

La propulsion est le principe utilisé pour les **turbomachines** dans l'aéronautique. La propulsion d'un avion est obtenue en créant une **force de poussée**⁵ provenant de l'accélération d'une masse d'air dans le sens opposé au déplacement de l'avion. Cette force de poussée permet de mettre en mouvement l'aéronef et ainsi le faire voler.

Cette accélération s'appuie sur le **principe d'action-réaction** provenant de la troisième loi de Newton : "**Tout corps A exerçant une force sur un corps B subit une force d'intensité égale, mais de sens opposé, exercée par le corps B.**" Il résulte de ce principe la relation liant la force (F) et l'accélération (a) transmise à la masse (m) donnée par : $F = m \times a$

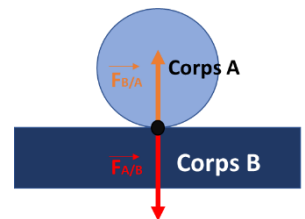


Figure 4.1 : Principe d'action-réaction.

Calcul de la poussée d'un turboréacteur

La poussée d'un turboréacteur **résulte de l'accélération de l'air entre l'entrée** (manche à air) **et la sortie** (tuyère). Le débit du carburant étant négligeable, la poussée d'un turboréacteur peut être calculée approximativement à partir de l'équation :

$$F_{poussée} = Q_m \times (V_{sortie} - V_{entrée})$$

Une **turbomachine** est un mécanisme dans lequel a lieu un transfert d'énergie entre une partie rotative (compresseur) et un fluide (air). Ce mécanisme se base sur le principe de récupération de l'énergie calorifique des gaz (issue d'une combustion) afin d'entraîner un compresseur et les accessoires nécessaires au bon fonctionnement de la machine.

Une turbomachine permet donc de transformer l'énergie potentielle (issue du carburant et de l'air) en énergie cinétique ou/et mécanique grâce à la combustion du mélange air/carburant.

On distingue deux types de propulsion sur lesquels s'appuient le fonctionnement des turbomachines : la propulsion par **réaction directe** ou par **réaction indirecte**.

→ Propulsion à réaction directe : l'entièreté de l'énergie cinétique du gaz est utilisée pour la propulsion (statoréacteurs, fusées) / l'énergie cinétique est utilisée en partie seulement, l'autre partie est transformée en énergie mécanique (turboréacteurs)

→ Propulsion à réaction indirecte : la quasi-totalité de l'énergie cinétique du gaz est transformée en énergie mécanique (turbopropulseurs, turbomoteurs)
(cf diagramme récapitulatif : **Annexe 9.5**)

⁵ La **Force de poussée** est la force délivrée par un moteur-fusée, résultant de l'éjection par la tuyère d'une certaine masse de gaz à vitesse élevée.

Le terme **TURBOMACHINE** est un terme générique qui regroupe différentes catégories. Les turbomachines les plus connues que nous avons étudiées durant ce projet sont les **turboréacteurs** et les **turbopropulseurs**.

4.1.1. Turboréacteur

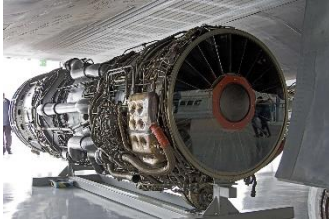


Figure 4.2: Photo d'un Turboréacteur

Le turboréacteur est un système de propulsion faisant partie de l'ensemble des Turbomachines comme énoncé précédemment. Celui-ci transforme le potentiel d'énergie chimique contenu dans un carburant, associé à un comburant (air ambiant), en énergie cinétique permettant de générer une force de réaction en milieu compressible dans le sens opposé à l'éjection.

Pour un turboréacteur, il s'agit d'accélérer une masse d'air afin de créer une force de poussée qui, par réaction, va propulser l'avion. Il existe différents types de turboréacteurs : turboréacteur simple ou double flux, simple ou double corps... Nous avons réalisé une

brève présentation de ces différents types de turboréacteurs dans un tableau en annexe (cf **Annexe 9.6**).

4.1.2. Turbopropulseur

Le fonctionnement d'un turbopropulseur est sensiblement le même que celui du turboréacteur, cependant, sa poussée est quant à elle obtenue par la rotation d'une hélice multipales.



Figure 4.3: Photo d'un Turbopropulseur

4.1.3. Différents composants d'une turbomachine

Nous avons étudié plus en détail les différents composants des turbomachines afin de mieux comprendre leur fonctionnement. Chaque composant est présenté dans un tableau en Annexe. (cf **Annexe 9.7**)

4.1.4. Cycle thermodynamique modélisant les turbomachines

Pour compléter nos recherches sur les turbomachines, nous avons entrepris une étude thermodynamique de celles-ci (étude des cycles thermodynamiques, calculs de rendement, de travail...).

Les moteurs fonctionnant sur le principe de propulsion à réaction comme les turbomachines suivent généralement le modèle thermodynamique décrit par le **cycle ouvert de Brayton** (cycle ouvert signifie que les gaz sont directement rejetés dans l'atmosphère).

Le cycle ouvert de Brayton est un cycle **réversible** composé de 4 transformations :

- compression isentropique 1-2** (compression dans le compresseur)
- combustion isobare 2-3** (apport de chaleur dans la chambre de combustion)
- détente isentropique 3-4** (expansion réalisée dans la turbine)
- échappement isobare 4-1** (échappement des gaz brûlés au travers de la tuyère)

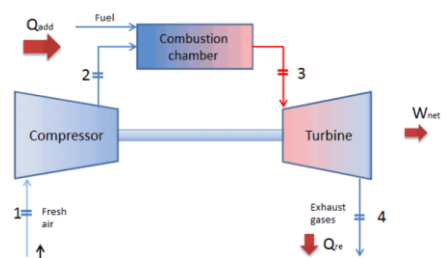


Figure 4.4: Schéma des différentes transformations survenant dans une turbomachine

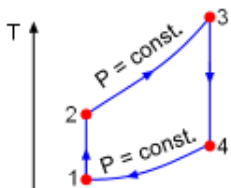
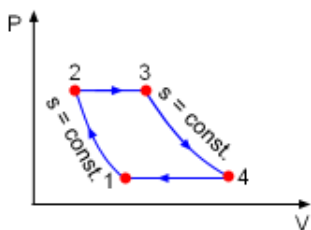


Figure 4.5: Diagrammes P-V et T-S du cycle idéal de Brayton

Nous avons réalisé en Annexe (cf **Annexe 9.8**) une étude thermodynamique plus poussée reprenant les calculs de travaux, de chaleur ainsi que le rendement de ce cycle.

5. SYSTEME DE PROPULSION SPATIAL

Dans cette partie nous allons nous intéresser aux écoulements en sortie de fusée, c'est-à-dire la manière dont sont accélérés les gaz dans une tuyère.

5.1. Les tuyères

Tout d'abord une tuyère⁶ est un conduit de section droite variable placé à la sortie d'un propulseur. Pour les moteurs aéronautiques, son rôle est d'évacuer les gaz chauds sous pression sortant des turbines. Pour les moteurs-fusées, elle est située directement en sortie de la chambre de combustion. Elle sert à transformer l'énergie des gaz de combustion (gaz chaud) en énergie cinétique. C'est cet élément qui contribue à la création de la poussée. La majorité de ces tuyères sont du type "Tuyères de Laval".

5.1.1. Tuyère de Laval :

La conception d'une tuyère de Laval se base sur une propriété provenant du théorème d'Hugoniot représenté par l'équation suivante :

$$\frac{dV}{V} \left(1 - \frac{V^2}{a^2} \right) + \frac{dA}{A} = 0 \Leftrightarrow \frac{dV}{V} (1 - M^2) + \frac{dA}{A} = 0$$

On remarque que :

- Dans un écoulement **subsonique** la vitesse **augmente** quand l'aire de la section droite **diminue**.
- Dans un écoulement **supersonique** la vitesse **augmente** quand l'aire de la section droite **augmente**.
- Pour un écoulement **sonique**, l'aire de la section droite est **optimale** (minimale).

Une tuyère **convergente** permet ainsi d'accélérer des gaz circulant à des vitesses subsoniques. Si la pression est suffisante, la vitesse peut atteindre Mach 1 à la sortie de la tuyère mais elle ne peut pas dépasser cette valeur.

Une tuyère **divergente** permet d'accélérer des gaz qui sont déjà à vitesse supersonique à l'entrée de celle-ci.

Ce qu'on appelle une **tuyère de Laval** est une tuyère qui est **convergente puis divergente**, avec un **col** intermédiaire. Sa géométrie permet d'accélérer des gaz d'une vitesse subsonique jusqu'à une vitesse supersonique. Les gaz sont accélérés dans la section convergente jusqu'à Mach 1 au niveau du col de la tuyère puis ils sont accélérés au-dessus de Mach 1 dans la section divergente.

Pour cela, il faut que la tuyère soit conçue pour que la pression des gaz en sortie soit au minimum deux fois plus faible que celle en entrée. Si cette condition est remplie, la vitesse au niveau du col atteint bien Mach 1 et la tuyère est dite **amorcée**.

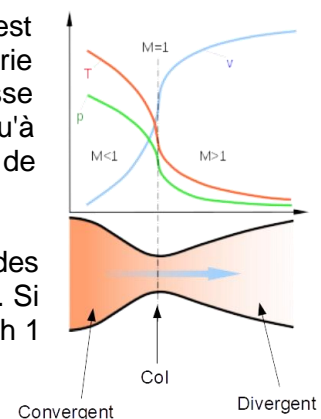


Figure 5.1 : Principe d'une tuyère de Laval.

⁶ Cf **Annexe 9.9** pour les différents types de tuyères.

Pour qu'une tuyère contribue de manière optimale à l'accélération des gaz, il est nécessaire que sa longueur soit adaptée à la pression du milieu extérieur. On souhaite obtenir une pression statique en sortie de tuyère qui est égale à la pression extérieure. Si cette condition n'est pas respectée cette différence de pression peut créer des **décollements** ce qui signifie des pertes d'efficacité.

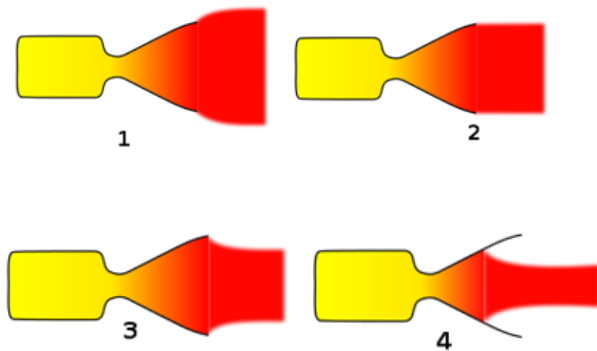


Figure 5.2 : Régimes de fonctionnement d'une tuyère de moteur-fusée en fonction de l'écart entre la pression des gaz en sortie du divergent et la pression extérieure ambiante.

- 1 Sous-détente des gaz en sortie de divergent : la pression ambiante est inférieure à la pression des gaz
- 2 Tuyère adaptée : égalité de la pression des gaz en sortie et de la pression ambiante (régime optimal)
- 3 Sur-détente des gaz en sortie du divergent
- 4 Sur-détente importante des gaz en sortie du divergent avec décollement du flux le long de la paroi du divergent

Pour obtenir une tuyère la plus efficace possible on peut jouer sur plusieurs facteurs, notamment la **longueur de la tuyère**.

Plus la tuyère est longue plus la pression sera basse en sortie. Par exemple, les divergents des moteurs propulsant les étages supérieurs des lanceurs doivent être particulièrement longs, car la pression externe est quasi nulle. À l'inverse, au niveau du sol, la tuyère doit être plus courte pour ne pas se retrouver en sous-détente des gaz.

Cependant, une tuyère longue entraîne un allongement du lanceur et donc un alourdissement de la structure ce qui peut créer des baisses de performance globale.

De plus, il faut prendre en compte que les pressions du milieu extérieur varient rapidement au cours du vol et la longueur des tuyères est donc un compromis pour obtenir la meilleure efficacité possible.

5.2. Décollements

→ Généralités sur les jets dans les tuyères supersoniques

Le rôle de la tuyère supersonique est de générer de la poussée grâce à l'accélération des gaz chauds issus de la combustion. Cette poussée est considérée optimale lorsque que l'on a un régime de fonctionnement permettant d'obtenir un jet parfaitement **adapté**. Ce jet correspond à un équilibre entre la pression statique de l'écoulement externe et la pression statique atteinte dans le plan de l'ajustage après détente des gaz. La géométrie des tuyères est donc optimisée afin d'assurer un tel régime à haute altitude.

Au moment de l'allumage du moteur, c'est-à-dire à basse altitude où la pression ambiante est plus importante qu'en sortie de tuyère, le régime de fonctionnement est alors dit **sur-détendu** (cf. **Figure 5.3**). Dans ce cas, le gradient de pression en sortie de tuyère va provoquer une contraction de la colonne de jet, qui va former un choc de recompressions et un décollement de l'écoulement à l'intérieur de la tuyère. Ces phénomènes sur la partie avale de la tuyère s'accompagnent d'une perte de la poussée et sont le siège de fortes instationnarités qui pourraient être susceptibles de générer des efforts latéraux.

Lorsque la pression atmosphérique est inférieure à la pression en sortie de tuyère, nous pouvons dire que le régime est **sous-détendu**. Dans ces conditions précises, nous pouvons observer, à l'extérieur de la tuyère, l'écoulement détendu. Dans la mesure où le gain en énergie cinétique du jet ne peut pas intégralement contribuer à la poussée, ce régime ne peut pas être présenté comme le mode optimal de fonctionnement. Cependant, il est à noter qu'aucun effort latéral significatif ne peut apparaître dans ce régime.

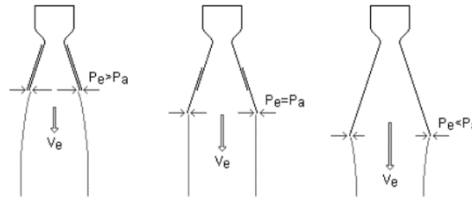


Figure 5.3 : Schéma du jet aux différents régimes : à gauche en régime sous-détendu, au milieu en régime adapté, à droite en régime sur-détendu.

Dans le cadre de nos travaux, nous nous pencherons essentiellement sur le cas d'un régime sur-détendu. Le jet qui sort de la tuyère, dont la pression est moins importante que la pression de l'air ambiant, va voir son diamètre diminuer à la suite d'une contraction provoquée par cette différence de pression. Une déviation des lignes de courant vers l'axe de révolution est créée ce qui mène à la formation d'une onde de choc oblique. Une onde de choc droite se forme perpendiculairement à l'axe du jet à condition que l'angle entre l'onde de choc oblique et l'axe du jet soit important. On appelle ce choc droit, "disque de Mach".

À la traversée de l'onde de choc droite, la pression augmente et elle atteint un niveau supérieur à celui de la pression extérieure au jet. En conséquence, l'écoulement va à nouveau accélérer, ce qui va conduire à un élargissement du jet et la pression va s'équilibrer près de la frontière du jet avec celle de l'air ambiant. La déviation de l'écoulement à la direction opposée de l'axe du jet permet la formation d'un système d'ondes de détente issues de la réflexion de l'onde de choc oblique sur la frontière du jet. La pression à l'intérieur du jet chute à nouveau en dessous du niveau ambiant causant des réflexions des ondes de détente sur l'axe en nouvelles ondes de détente. En se réfléchissant à la frontière du jet, ces ondes de détente se transforment en ondes de compression et ainsi l'écoulement est de nouveau dévié vers l'axe du jet. Dans le cas où la différence de pression entre l'écoulement et l'air ambiant est encore élevée, les ondes de compression se focalisent pour créer une onde de choc oblique et de nouveau, un disque de Mach se forme. La répétition de ce processus au sein du noyau supersonique du jet, donne lieu à la création d'une série de cellules de chocs/détentes, comme illustré sur la **Figure 5.4**.

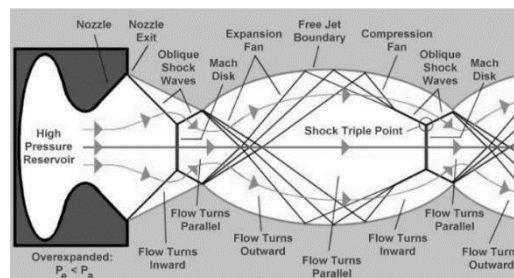


Figure 5.4 : Schéma de la formation des disques de Mach dans le jet.

5.3. Écoulements et Différents types de réflexion

→ Écoulement à l'intérieur d'une tuyère et ondes de choc

Le phénomène de réflexion des ondes de choc a été rapporté pour la première fois par E. Mach en 1878. Pour leur étude, on se place d'abord en **régime stationnaire**. Il existe différents types de réflexions :

→ Structure globale de choc dans les tuyères supersoniques

Dans une tuyère supersonique, différentes structures de chocs peuvent être observées en fonction de différents paramètres tels que le rapport de pression et le taux d'injection (lorsque l'injection secondaire est présente). Les différentes structures de chocs sont, la réflexion de Mach (MR) et la réflexion régulière (RR).

5.3.1. Réflexion régulière (RR)

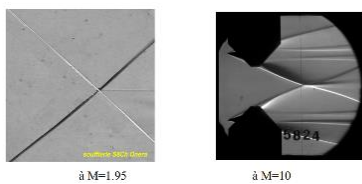


Figure 5.5 : Strioscopie d'une réflexion régulière à Mach égal à 1,95 et 10 (Source : l'ONERA)

La réflexion régulière est un choc faible, constitué de deux chocs obliques. Elle est formée lorsque deux ondes de choc issues de décollement interfèrent. Ces deux ondes de choc sont alors déviées avec un faible angle de déviation.

La structure se compose désormais de deux chocs : **choc incident (I)** et **choc réfléchi (R)**.

5.3.2. Réflexion de Mach (MR)

En augmentant l'angle d'incidence on obtient un nouveau type de réflexion : La réflexion de Mach.

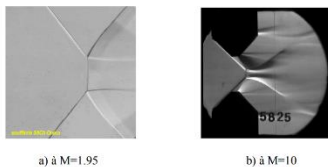


Figure 5.6 : Strioscopie d'une réflexion de Mach (Source : l'ONERA)

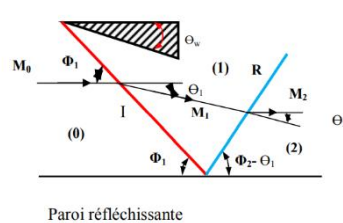


Figure 5.7 : Schéma d'une réflexion régulière.

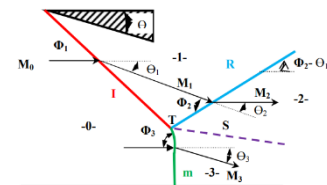
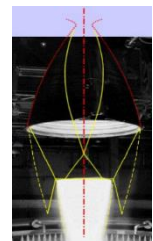


Figure 5.8 : Schéma d'une réflexion de Mach.

La réflexion de Mach, comme la réflexion régulière, existe lorsque deux ondes de choc obliques issues de décollement interfèrent. Une onde de choc quasi-normale apparaît et deux ondes de choc se réfléchissent avec deux **points triples**⁷ et deux **lignes de glissements**. Après le disque de Mach, l'écoulement devient **subsonique**. De part et d'autre des lignes de glissements et après le disque de Mach se trouvent les zones supersoniques.

Le point de réflexion ne se trouve plus sur la paroi comme pour la réflexion régulière. La structure se compose désormais de 3 chocs : choc incident (I), choc réfléchi (R) mais aussi choc droit ou disque de Mach (m).



⁷ **Point triple**: en thermodynamique, le point triple est un point du diagramme de phase pour lequel les trois états de la matière: état liquide, état solide et état gazeux, **coexistent en équilibre**

Il existe différentes configurations de réflexion de Mach pour des mêmes conditions initiales :

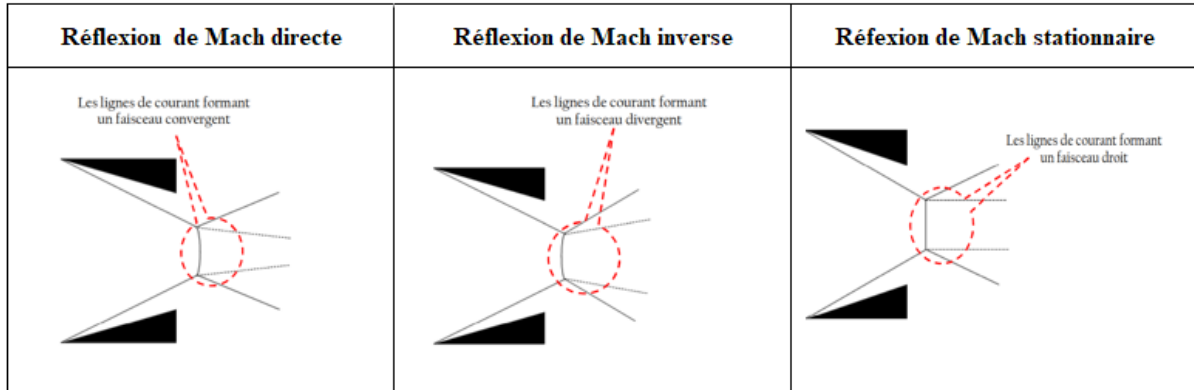


Figure 5.9 : configurations de réflexion de Mach pour des mêmes conditions initiales.

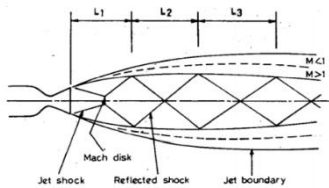
Il existe une transition entre ces différents modes. **John Von Neumann** définit deux critères de détachement et d'équilibre :

- La transition de la réflexion régulière à la réflexion de Mach (RR→MR) correspond au critère de détachement
- La transition inverse (MR→RR) lorsque l'angle de Von Neumann est atteint.

Ce phénomène de transition est appelé **phénomène d'hystérésis**.

Zone duale : intervalle où l'on peut observer les deux types de réflexions.

5.3.3. Cellules de choc



Les cellules de choc sont issues d'un jet supersonique symétrique. Elles sont composées d'un ensemble de chocs et de points d'interaction ou de séparation entre eux. Ces cellules possèdent des caractéristiques particulières notamment en termes de longueur et largeur.

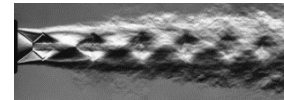


Figure 5.10 : Structure de cellules de chocs pour un jet supersonique.

En pratique nous pouvons voir les 3 types de réflexions suivantes qui représentent respectivement la réflexion Régulière, la réflexion de Mach directe et la réflexion de Mach inverse.

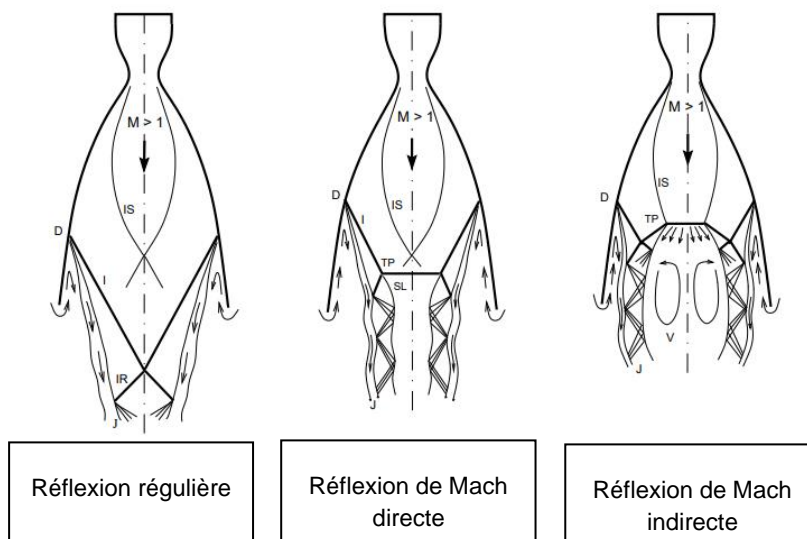


Figure 5.11 : Différents types de réflexions de Mach.

➔ **Notion de couche limite**

Le concept de **couche limite** est important dans toute la dynamique des fluides visqueux et dans la théorie du transfert de chaleur. Il s'agit de la région dans laquelle l'écoulement s'ajuste d'une vitesse nulle au mur à un maximum dans le flux principal.

Comme nous avons pu le voir précédemment, la transition de la couche limite laminaire à la couche turbulente se produit lorsque le nombre de Reynolds à x dépasse $Re = x \sim 2200$. La couche limite turbulente s'épaissit plus rapidement que la couche limite laminaire en raison de la contrainte de cisaillement accrue à la surface du corps.

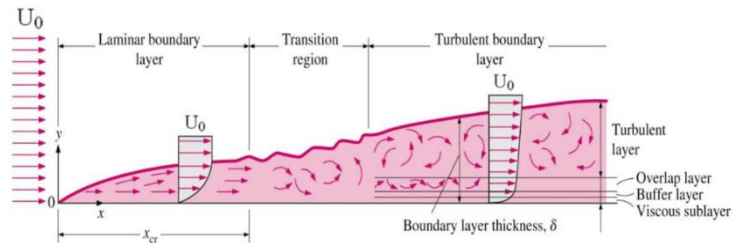


Figure 5.12 : Transition de la couche limite laminaire à turbulente

➔ **Décollement**

Le décollement est dû à deux phénomènes :

- La géométrie, du profil convexe à l'extrados (décollement inertiel)
- Le gradient de pression adverse dû au choc

L'apparition du gradient de pression adverse crée deux points d'inflexion dans la couche limite, ce qui la déstabilise et la décolle. Cela met en évidence l'importance de l'interaction entre le choc et la couche limite.

Nous avons pu distinguer 2 cas :

- La couche limite ne décolle pas, le gradient de pression adverse n'est pas assez puissant.
- La couche limite se décolle avec un gradient de pression adverse assez puissant.

Dans le cas où **aucun décollement n'apparaît**, l'écoulement est accéléré par la forme convexe de l'extrados jusqu'à arriver à une vitesse sonique au col puis supersonique après le col (principe de la tuyère de Laval). Lorsque la géométrie du profil ne permet plus d'accélérer l'écoulement, il y a formation d'un choc droit. La couche limite s'épaissit à cause du gradient de pression adverse mais ne décolle pas.

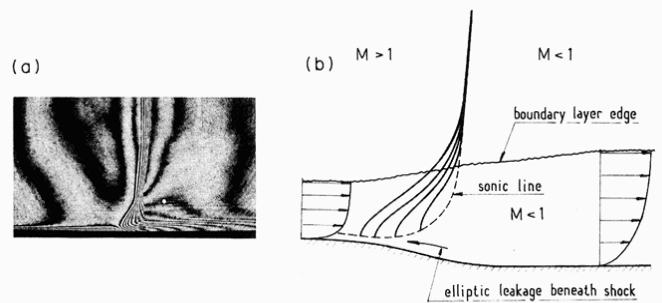


Figure 5.13 : Étude du choc quand la couche limite **ne se décolle pas**.

S'il y a **décollement**, les chocs obliques sont plus forts et montent plus haut. Il y a donc création d'un choc en forme de Lambda. À travers le choc oblique, la vitesse reste supersonique et elle devient subsonique à travers le choc droit. Il existe un point triple qui relie les trois chocs.

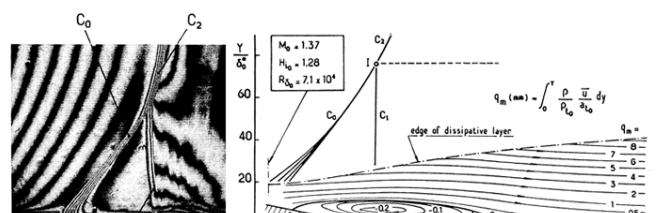


Figure 5.14 : Étude du choc quand la couche **limite se décolle**.

La nature de la couche limite a une grande importance dans le phénomène de décollement. Les couches limites turbulentes ont une plus grande inertie que les couches limites laminaires. Ainsi une couche limite laminaire décollera plus facilement qu'une couche limite turbulente. C'est un paramètre très important dans la conception d'aile laminaire car, dans l'idéal, la transition laminaire turbulent devrait toujours se faire juste avant le choc pour limiter le risque de décollement.

Il existe deux types de décollement dans le cas d'une tuyère en régime sur-détendu :

- ➔ le **décollement libre** communément appelé **FSS** correspondant à "*Free Shock Separation*" (rencontré dans tout type de tuyère).
- ➔ le **décollement restreint** appelé **RSS** pour "*Restricted Shock Separation*" (rencontré uniquement à plus haut NPR dans les tuyères TOP ou TOC). Nous pouvons observer sur la figure 1.5, la topologie générale de ces décollements.

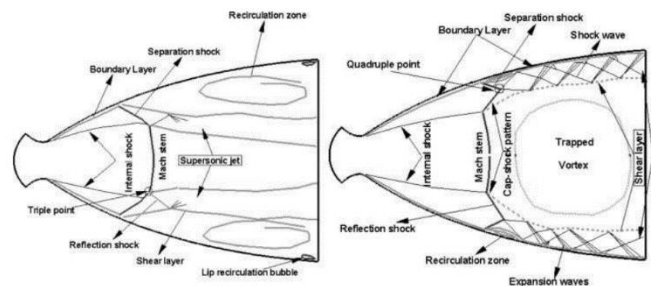


Figure 5.15 : Schéma des différents types de décollement observés en tuyère TOC : à gauche FSS, à droite RSS (d'après Shams[13]).

Régime de décollement libre (FSS)

Dans ce type de décollement, la couche limite se détache et s'éloigne de la paroi de la tuyère sans jamais se recoller. On assiste, de plus, à la génération d'une zone de recirculation ouverte d'air ambiant sur l'ensemble de la partie avale de la tuyère (cf. figure 1.5 (gauche)). Dans cette zone de recirculation, l'air extérieur est premièrement aspiré le long de la paroi de la lèvre à la sortie de la tuyère jusqu'au point de décollement de la couche limite, et enfin, est entraîné par le jet.

La **Figure 5.16** est une schématisation de la distribution longitudinale de pression pariétale moyenne observée dans ce régime. Nous pouvons y observer que la pression chute régulièrement en fonction du niveau de détente imposé par la géométrie de la tuyère jusqu'au niveau P_i (i pour *Interaction*) qui est la pression atteinte au début de la zone d'interaction. Elle se situe légèrement en amont du point où le choc de décollement se focalise. La pression augmente ensuite très rapidement jusqu'à la valeur P_s (s pour *Séparation*) qui est la pression au point de décollement effectif. Par la suite, nous voyons que cette croissance du niveau de pression ralentit jusqu'à P_p (p pour *Plateau*) qui marque la fin du domaine d'interaction entre le choc et la couche limite et donc le début d'une zone d'évolution plus modérée. La pression s'élève ensuite plus progressivement au sein de la zone décollée jusqu'à atteindre la valeur de la pression de sortie de tuyère. Nous pouvons associer l'évolution de cette dernière partie à l'accélération du fluide venant de l'extérieur qui suit la réduction de la section de la zone de recirculation au fur et à mesure que l'air ambiant pénètre à l'intérieur de la tuyère.

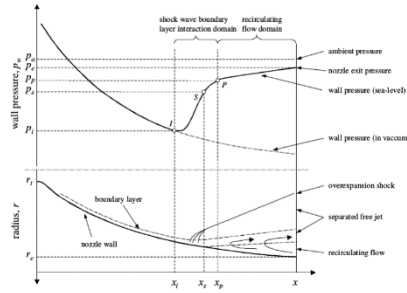


Figure 5.16 : Représentation de la distribution de pression dans un décollement FSS (d'après Ostlund).

Régime de décollement restreint (RSS)

Dans les années 70, Nave et Coffey ont observé le décollement restreint lors d'un test à gaz froid sur une tuyère du moteur-fusée américain J-2S. Ce type de décollement n'est visible que dans les tuyères engendrant un choc comme dans les tuyères TOC et TOP⁸ car celles-ci possèdent une géométrie particulière. Pour commencer, l'écoulement provoque la création d'une bulle de recirculation fermée. Par la suite, le jet principal montre un disque de Mach largement plus étendu radialement. De plus, l'alternance des ondes de compression et de détente, situées en aval du choc réfléchi dans la couche supersonique, va dévoiler les niveaux de pression en paroi.

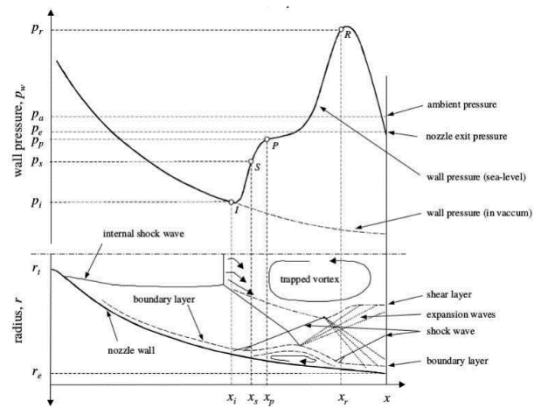


Figure 5.17 : Représentation de la distribution de pression dans un décollement RSS (d'après Ostlund).

L'évolution de la pression pariétale est irrégulière et atteint des valeurs supérieures à celle de la pression atmosphérique. Nous pouvons expliquer que ce phénomène est dû au rattachement de l'écoulement décollé sur la paroi de la tuyère.

Nous pouvons également ajouter qu'il est possible d'observer des décollements secondaires au niveau des zones de recompressions dû à une différence de la longueur de la tuyère.

⁸ Cf. **Annexe 9.9** : Tableau récapitulatif des différentes tuyères existantes

5.4. Moteurs à Détonation Rotative

Le moteur à détonation⁹ rotative a la particularité de se servir des ondes de choc pour fonctionner. Il fait partie des moteurs à **détonation** continue. Il est adapté au domaine spatial car il est opérationnel dans des milieux à pression ambiante sub-atmosphérique.

Les moteurs à détonation, comme leur nom l'indique, utilisent la détonation pour fonctionner. Il existe trois principaux moteurs à détonation :

- le moteur à détonation pulsée (*PDE : Pulse Detonation Engine*),
- le moteur à détonation oblique (*ODWE : Oblique Detonation Wave Engine*),
- le moteur à détonation rotative (*RDE : Rotating Detonation Engine*).

5.4.1. Moteur à détonation pulsée (PDE)

Le **moteur à détonation pulsée** contient un tube lisse dans lequel se propage une onde de détonation stationnaire. Il se divise en trois phases : l'admission, la détonation et l'éjection. C'est le moteur à détonation le plus étudié. L'inconvénient de ce moteur est qu'il est difficile à mettre en application.

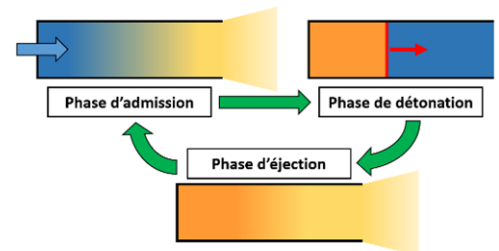


Figure 5.18 : Fonctionnement d'un moteur à détonation pulsée

5.4.2. Moteur à détonation oblique (ODWE)

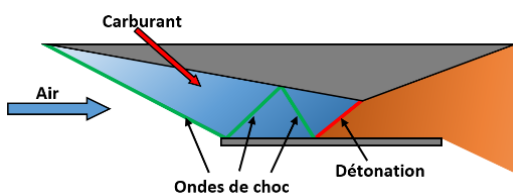


Figure 5.19 : Fonctionnement d'un moteur à détonation oblique

Ce moteur est composé d'un tube dans lequel on ajoute une **pente**. La géométrie de l'entrée d'air permet de créer des **ondes de choc obliques successives**, ce qui comprime le mélange jusqu'à obtenir une **détonation**, qui correspond à la phase de combustion. L'onde de détonation créée n'est pas stationnaire. Il n'y a pas de pièces mécaniques, ce qui en fait un moteur facile à concevoir techniquement. Son inconvénient est qu'il ne fonctionne

qu'en mode aérobie, c'est-à-dire en présence d'oxygène. Il est donc difficile de le faire fonctionner dans l'espace (uniquement en turboréacteur).

5.4.3. Moteur à détonation rotative (RDE)

Il s'agit du moteur dont nous allons nous intéresser ici. Ce moteur est toujours l'objet de recherches, et a été testé sur une fusée pour la première fois en 2021 au Japon. La chambre de combustion est appelée **chambre annulaire** et a une forme cylindrique à l'intérieur de laquelle se propage un ou plusieurs **fronts de détonation en rotation**. Il

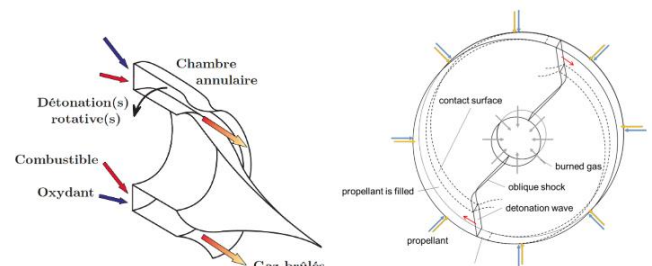


Figure 5.20 : Fonctionnement d'un moteur à détonation rotative.

⁹ Une **détonation** est une onde de combustion extrêmement violente, qui se propage à une vitesse supersonique. La détonation se produit dans un mélange homogène de gaz combustible et de comburant. Elle est constituée par une onde de choc se propageant dans le mélange, immédiatement suivie d'une zone de réaction où se produit la combustion.

est adapté non seulement au mode aérobie mais aussi au mode anaérobie (moteur-fusée, utilisable dans l'espace).

5.4.4. Principe de fonctionnement

Le fonctionnement de ce moteur est basé sur l'injection par une décharge très rapide d'un **oxydant** (oxygène, air ou oxygène avec azote en différentes proportions) et un **combustible** (hydrogène, méthane, acétylène, éthylène, propane, benzène, acétone, kérosène ou gazole) du côté fermé de la chambre annulaire. Ces deux composants sont au préalable conservé dans des réservoirs de quelques litres à une haute pression (de plusieurs bars à plusieurs dizaines de bars). L'ouverture et la fermeture de ces réservoirs sont contrôlées par des électrovannes et ces deux éléments forment un mélange plus ou moins détonant.

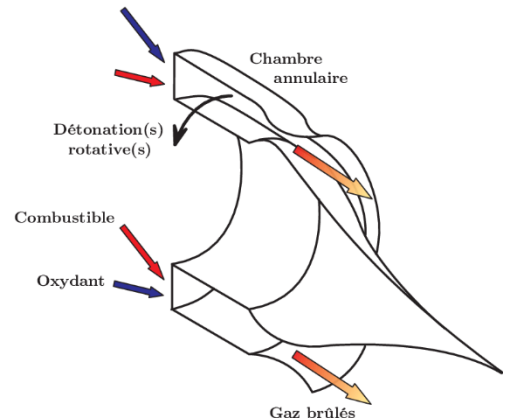


Figure 5.21 : Schéma d'un moteur à détonation rotative axiale.

Selon la disposition des électrovannes, le RDE peut être conçu de différentes manières. En effet, le mélange peut être injecté de façon **axiale**, **radiale** ou **semi-confinée**. Les RDE radiaux et semi-confinés peuvent être **centripètes** ou **centrifuges** (cf détail des versions : **Annexe 9.10**).

Une ou plusieurs détonations peuvent être créées dans la chambre annulaire. Selon leur sens de rotation dans cette dernière, elles peuvent correspondre à un régime rotatif ou contrarotatif (cf différents régimes : **Annexe 9.10**).

Actuellement, ce moteur n'est pas encore utilisé mais fait l'objet de recherches prometteuses dans le domaine de l'aérospatial.

5.4.5. Cycle de Fickett-Jacobs / cycle de Humphrey

En complément de nos recherches, nous avons réalisé une étude thermodynamique des moteurs à détonation.

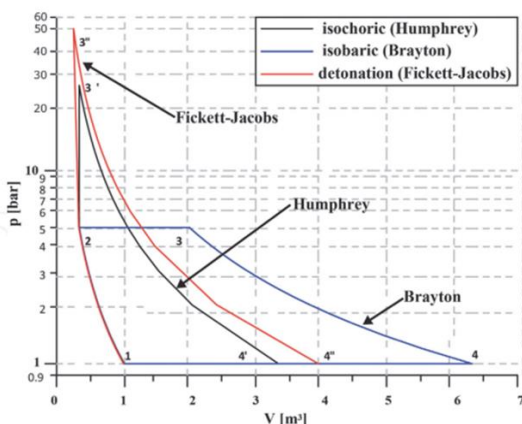


Figure 5.22 : Diagramme P-V du cycle de Humphrey (noir), de Brayton (bleu) et de Fickett-Jacobs (rouge).

Contrairement aux Turbomachines qui suivent le cycle ouvert de Brayton avec un processus isobarique, les moteurs à détonation peuvent être modélisés quant à eux avec le **cycle de Humphrey** ou celui de **Fickett-Jacobs**.

Le cycle de Humphrey (H) suppose que la **combustion est isochore** à la différence du cycle de Fickett-Jacobs (FJ) qui lui ne s'appuie pas sur cette hypothèse de volume fixe.

La différence entre les cycles H et FJ se manifeste dans leur diagramme P-V au niveau des changements d'état de **2-3'** (cycle H) et **2-3''** (cycle FJ) où un pic de pression a lieu. Ce pic entraîne une diminution du volume de combustion pour le cycle FJ alors qu'il reste constant

pour le cycle H. La phase suivante (FJ 3''-4'', H 3'-4') est similaire pour les deux cycles, avec le cycle FJ qui se dilate davantage avant d'atteindre la pression atmosphérique. Les deux cycles subissent ensuite une compression à pression constante par refroidissement jusqu'à l'état initial 1.

Dans le diagramme P-V, on peut remarquer que le cycle FJ est plus efficace sur le plan volumétrique que le cycle B, et a un gain de pression plus important que le cycle H. Pour une même compression isochore initiale (état 1-2), le cycle FJ est le plus efficace des trois. Ceci est confirmé par les équations d'efficacité thermodynamique pour chacun des cycles.

$$\eta_B = 1 - \frac{1}{\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \quad \eta_H = 1 - k \frac{T_1 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{k}}}{T_2 \frac{T_1-1}{T_2}} \quad \eta_F = 1 - k \frac{1}{\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \frac{\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{k}}}{\frac{T_1-1}{T_2}}$$

6. EXPERIMENTATION : STRIOSCOPIE OU METHODE SCHLIEREN

6.1. Principe théorique de la méthode Schlieren

Cette expérience consiste en l'observation de phénomènes de mouvements d'un gaz qui, à l'œil nu sont invisibles. Il nous est ainsi possible de voir des ondes de choc, phénomènes se produisant dans l'air. Le principe est de repérer les changements de densité de l'air, et donc les variations de l'indice de réfraction n .

La technique Schlieren, aussi appelée Strioscopie, permet de visualiser la convection thermique, phénomène invisible à l'œil nu. Pour cela, on utilise un système optique composé d'une caméra, d'une source de lumière collimatée (source de lumière ponctuelle, fibre optique) permettant d'éclairer un objet, d'un élément optique convergent permettant de focaliser la lumière (deux lentilles convergentes ou miroir concave) et d'un objet placé au point focal qui va ainsi bloquer la lumière focalisée.

Dans le cas d'un écoulement avec des variations de densité, les rayons lumineux sont alors soumis aux variations de l'indice de réfraction de l'air causées par les gradients de densité dans le fluide. Un tel gradient d'indice de réfraction peut être obtenu par une variation de température, de pression ou de composition du milieu. Leur trajectoire initiale est ainsi modifiée et ils se focalisent de manière imparfaite. Cette déviation des rayons crée une variation spatiale de l'intensité de la lumière. On obtient ainsi des tâches plus claires et plus sombres qui correspondent à des gradients de densité de fluide positifs et négatifs dans la direction normale au tranchant du couteau.

Pour résumer, le principe de la technique Schlieren est de faire converger tous les rayons lumineux en un point et de mettre en ce point un obstacle, ici un couteau de Foucault. Les rayons qui ne sont pas déviés vont être bloqués par l'obstacle. Les rayons qui ont été déviés vont passer à côté de cet obstacle et vont donc traverser jusqu'à la caméra. On a ainsi une image seulement composée des rayons déviés.

Sur le même principe, nous pouvons trouver l'expérience de l'ombroscopie. Celle-ci est plus simple à effectuer mais plus difficile à interpréter. En effet, avec ce dispositif nous n'observons plus la dérivée de l'indice de réfraction mais sa dérivée seconde.

6.2. Dispositif expérimental

Cette expérience a pu être réalisée grâce à un groupe de camarades référé par Monsieur Mokrani, qui nous a présenté leur dispositif et accompagné dans nos expérimentations.

Afin de réaliser une telle expérience, nous avons donc utilisé un faisceau lumineux, un miroir concave, une caméra d'Iphone, une fibre optique. Concernant les objets observés, nous avons testé le dispositif avec des ballons de baudruche gonflé d'air à température ambiante et d'une bombe aérosol de nettoyage pour ordinateur. Le faisceau lumineux est dirigé vers le miroir qui va réfléchir la lumière jusqu'à la caméra. Les objets à étudier étaient placés au

niveau du foyer image du miroir, qui dans notre cas était $f = 150\text{cm}$, ces mêmes objets bloquaient ainsi la lumière focalisée.



Figure 6.1 : Photo du dispositif utilisé.

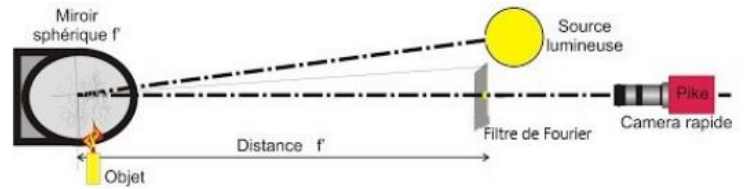


Figure 6.2 : Schéma de principe du montage Schlieren classique.

6.3. Exploitation des résultats

Nous pouvons observer la déflagration causée par le choc mais nous espérons apercevoir une onde choc. Selon nous, nous aurions pu la voir si certaines conditions avaient été modifiées :

- remplacer la caméra de téléphone utilisée par une caméra rapide qui nous aurait fourni des images de meilleures qualités et donc offert une chance d'observer une onde de choc
- remplacer l'air ambiant qui gonflait le ballon par de l'air chaud ou bien un gaz plus lourd comme de l'hélium ou bien du SF6 qui est très dense
- utiliser une bombe aérosol remplie afin que la pression soit plus forte à l'intérieur et donc que le choc soit plus fort en sortie
- diminuer le diamètre de la tige du pulvérisateur de manière à ce qu'il s'apparente à celui d'une seringue par exemple, ce qui augmenterait alors encore le choc

7. CONCLUSION

Pour conclure, ce projet nous a permis de mener à bien un travail de groupe, en gérant son organisation et les éventuelles contraintes et problèmes rencontrés. Ainsi, chacun d'entre nous a pu travailler de façon autonome tout en communiquant sur les avancées des recherches bibliographiques, le tout en respectant les délais imposés.

D'autre part, nous avons acquis diverses notions sur des phénomènes que nous ne connaissions pas. Les ondes de choc sont des singularités très intéressantes et qui sont fréquemment présentes dans l'environnement, bien qu'elles soient invisibles et souvent très brèves. L'aérodynamique et la mécanique des fluides sont des domaines tout à fait pertinents avec nos études d'ingénieur, d'autant plus que nous serons amenés à réutiliser ces connaissances dans les départements que nous espérons intégrer (EP et Mécanique).

Nous avons également pris connaissance de technologies de pointes, toujours en cours de développement telles que le moteur à détonation rotative. Cela nous renseigne sur l'état actuel des technologies maîtrisées et celles à venir prochainement.

8. BIBLIOGRAPHIE

[1] Sylvain Hansmetzger, *Etude des modes de rotation continue d'une détonation dans une chambre annulaire de section constante ou croissante*, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2018. Français.

[2] Gabriel Canteins. *Etude de la détonation continue rotative - Application à la propulsion*. Energie électrique. Université de Poitiers, 2006. Français.

[3] Florian Bakulu Natungadio. *Analyse et modélisation de la dynamique de jets décollés en tuyère supersonique*. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2019. Français.

[4] Sébastien Piponniau. *Instationnarités dans les décollements compressibles : cas des couches limites soumises à ondes de choc*. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2009. Français.

[5] <https://hmf.enseeiht.fr/travaux/bei/beiep/book/export/html/863>

(Valide à la date du 31/05/2022).

[6] Jean DÉLERY, 2008. *Traité d'aérodynamique compressible*, Volumes 1, 2 et 3. Paris : Hermes Science publ

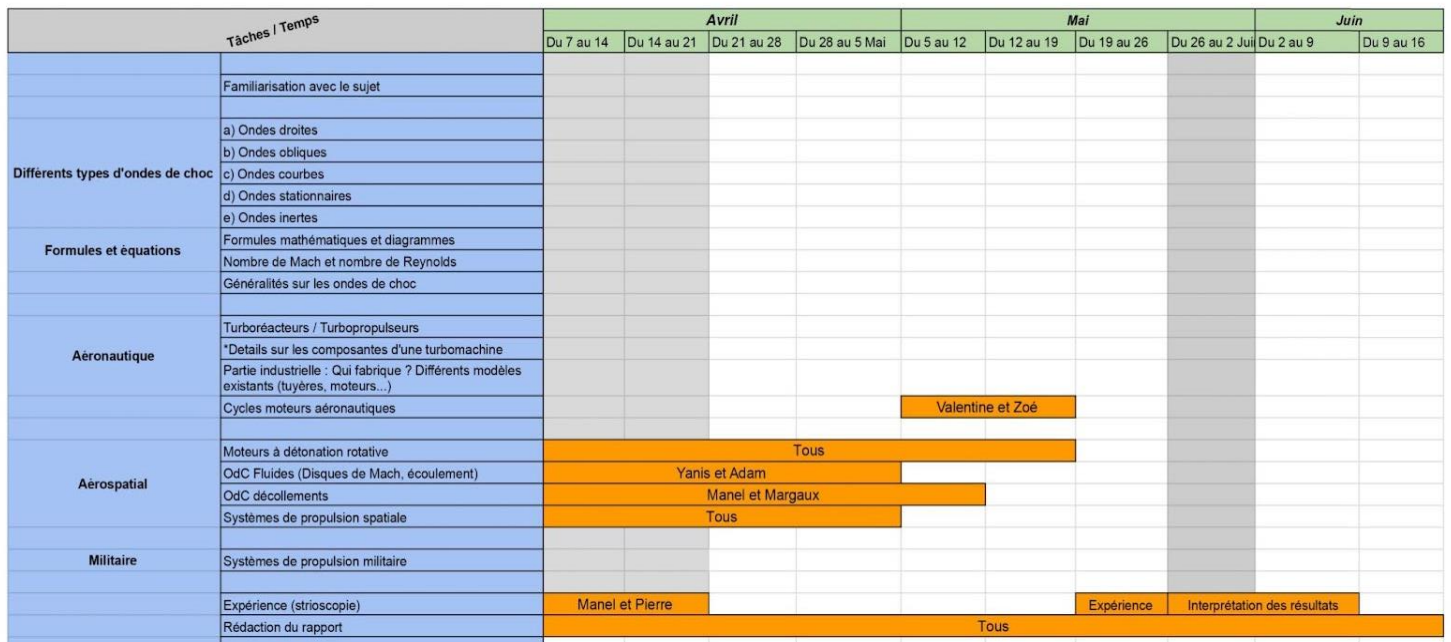
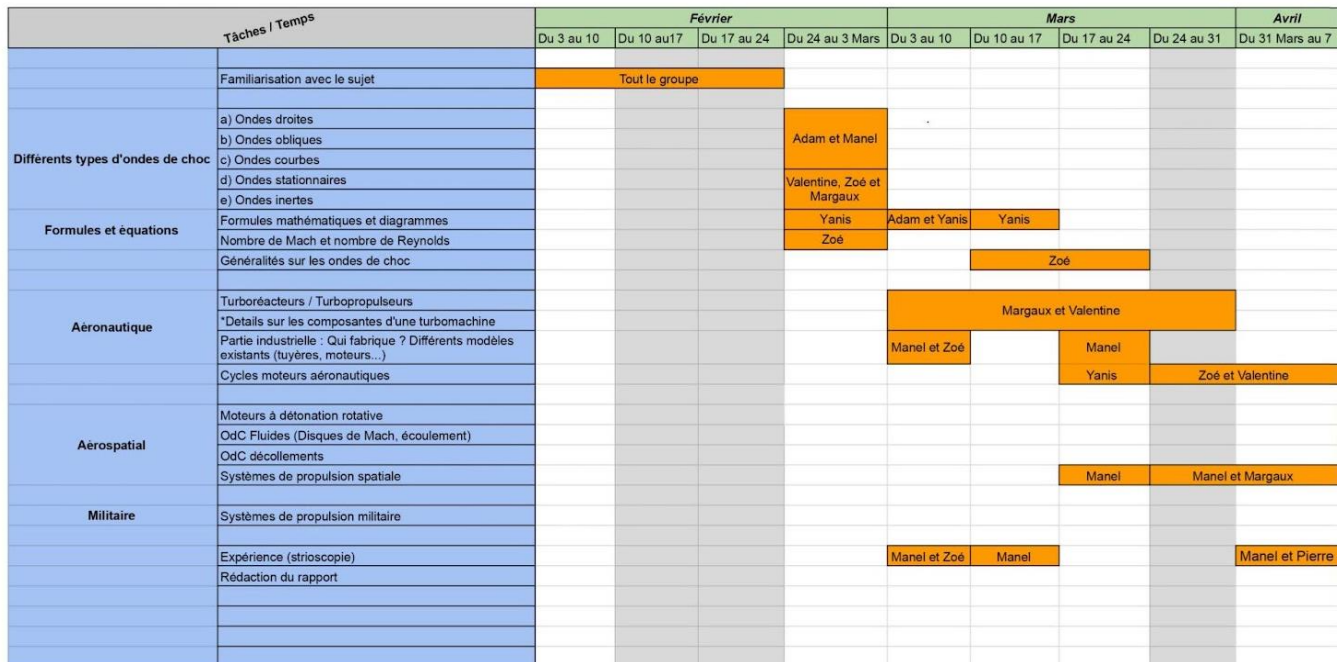
[7] Bur Reynald. *Dynamique et contrôle de l'interaction onde de choc / couche limite*. *Mécanique des fluides* [physics.class-ph]. UNIVERSITE D'ORLEANS, 2017.

[9] BERNARD Léo, GOPE Valentin, RAYER Daphné, DEPONTHIEUX Ariane, PERRET Solène, XUANZE Deng, *Nonlinear dynamics of one-dimensional pulsating detonations*, INSA Rouen Normandie, 2021.

[10] Anne-Sophie Mouronval. *Etude numérique des phénomènes aéroélastiques en aérodynamique supersonique. Application aux tuyères propulsives*. Modélisation et simulation. INSA de Rouen, 2004. Français.

9. ANNEXES

9.1. Annexe 1 : Diagramme de GANTT



9.2. Annexe 2 : Théorie de Chapman-Jouguet

La **condition de Chapman-Jouguet** décrit de manière approximative les ondes de détonation dans les explosifs brisants. Elle établit que la détonation se propage à une vitesse telle que les gaz réagissants atteignent juste la vitesse du son (sur le front de l'onde de choc) lorsque la réaction cesse. La théorie de Chapman-Jouguet se base sur plusieurs hypothèses :

1 - L'onde de détonation est assimilée à une discontinuité plane, unidimensionnelle et stationnaire de vitesse absolue DCJ constante.

2 - La vitesse de réaction chimique est infinie, la réaction est donc instantanée. L'onde de détonation est de ce fait infiniment mince et implique une discontinuité réactive dans l'écoulement : le **passage** de l'onde induit instantanément la réaction chimique complète d'un état initial à un état d'équilibre thermochimique des gaz brûlés.

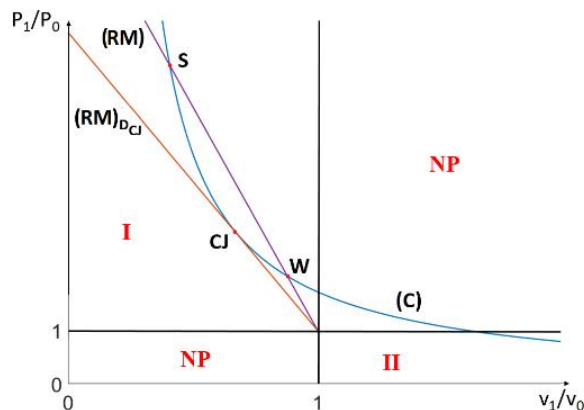
3 - Ce **passage** s'effectue en l'absence de tout phénomène de dissipation (viscosité, conduction, diffusion).

A partir de ces équations, plusieurs courbes peuvent être tracées dont l'intersection donne les états admissibles pour les produits de détonation immédiatement en aval de la discontinuité.

→ La première est la **courbe d'Hugoniot** qui donne les états admissibles en aval d'un choc inerte et dont l'équation est obtenue à partir de l'équation de conservation de l'énergie

→ La deuxième est la **courbe de Crussard (C)**, parfois appelée adiabatique de détonation, qui est l'équivalent, pour une onde de détonation, de la courbe d'Hugoniot.

→ La dernière est la **droite de Rayleigh Michelson (RM)**, ou droite polaire.



S : subsonique
CJ: Chapman-Jouguet
W: supersonique

FIGURE 2.1 – Droite de Rayleigh-Michelson (RM) et courbe de Crussard (C) dans le plan P-v.

9.3. Annexe 3 : Formulation locale des équations d'Euler

→ Conservation de la masse

On simplifie l'équation de la conservation de la masse pour un écoulement permanent (dérivée temporelle nulle) et on obtient :

$$\oint_A \rho (\vec{u} \cdot \vec{n}) dA = 0$$

On pose \vec{u}_1 et ρ_1 respectivement la vitesse et la densité de la surface A_1 . On pose \vec{u}_2 et ρ_2 respectivement la vitesse et la densité de la surface A_2 . Avec les densités constantes, pour un flux constant à une dimension on obtient :

$$\begin{aligned} \oint_A \rho (\vec{u} \cdot \vec{n}) dA &= 0 \\ \rho_1 \oint_{A_1} (\vec{u}_1 \cdot \vec{n}) dA + \rho_2 \oint_{A_2} (\vec{u}_2 \cdot \vec{n}) dA &= 0 \\ \rho_1 (-u_1) A + \rho_2 u_2 A &= 0 \\ \rho_1 u_1 &= \rho_2 u_2 \end{aligned}$$

→ Conservation de la quantité de mouvement

Simplifions maintenant l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un même écoulement permanent, nous obtenons :

$$\oint_S \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS = \iiint_V \rho \vec{f}_{int} dV - \oint_S P \vec{n} dS$$

- Le premier devient alors :

$$\begin{aligned} \oint_S \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS &= \iint_{A_1} \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS + \iint_{A_{lat}} \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS + \iint_{A_2} \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS \\ &= -\rho_1 u_1^2 A \vec{U}_x + \rho_2 u_2^2 A \vec{U}_x = A (\rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2) \vec{U}_x \end{aligned}$$

- Le deuxième terme devient nul (on néglige les forces)
- Le troisième terme s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \oint_S P \vec{n} dS &= \iint_{A_1} P (-\vec{U}_x) dS + \iint_{A_{lat}} P \vec{n} dS + \iint_{A_2} P \vec{U}_x dS \\ &= A (P_2 - P_1) \vec{U}_x + \iint_{A_{lat}} P \vec{n} dS \end{aligned}$$

Au final, nous obtenons :

$$A (\rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2) \vec{U}_x = - \left(A (P_2 - P_1) \vec{U}_x + \iint_{A_{lat}} P \vec{n} dS \right)$$

En réalisant la projection sur \vec{U}_x on a alors :

$$P_2 + \rho_2 u_2^2 = P_1 + \rho_1 u_1^2$$

→ Conservation de l'énergie

Simplifions maintenant l'équation de conservation de l'énergie pour un même écoulement permanent, nous obtenons :

$$\oint_S \rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) \vec{u} \cdot \vec{n} dS = \iiint_V \rho q dV - \oint_S P (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS = \dot{Q} - \oint_S P (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS$$

Comme vu précédemment nous-obtenons : $\quad = \dot{Q} - A (\rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2)$

Le premier terme peut aussi être simplifié de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \oint_S \rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) \vec{u} \cdot \vec{n} dS &= \iint_{A_1} \rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) \vec{u} \cdot (-\vec{U}_x) dS + \iint_{A_{lat}} \rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) \vec{u} \cdot \vec{n} dS + \iint_{A_2} \rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) \vec{u} \cdot \vec{U}_x dS \\ &= \rho_2 \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) u_2 A - \rho_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) u_1 A \end{aligned}$$

Soit :

$$\begin{aligned} \rho_2 \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) u_2 - \rho_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) u_1 &= \frac{\dot{Q}}{A} - (\rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2) \\ \frac{\dot{Q}}{A} + \rho_1 u_1^2 + \rho_1 \left(e_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) u_1 &= \rho_2 \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) u_2 + \rho_2 u_2^2 \end{aligned}$$

On divise finalement par l'équation de conservation de la masse : $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$

$$\frac{\dot{Q}}{A \rho_1 u_1} + e_1 + \frac{u_1^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} = e_2 + \frac{u_2^2}{2} + \frac{P_2}{\rho_2}$$

Or $\rho u S = \dot{m}$, soit $q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}}$.

Et enfin $h = e + P \nu$ avec $\nu = \frac{1}{\rho}$ soit $h = e + \frac{P}{\rho}$

$$q + h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2}$$

9.4. Annexe 4 : Détermination de la ligne de Rayleigh et de la courbe de Hugoniot

Ligne de Rayleigh : À partir des équations de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement obtenue ci-dessous nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{P_2 - P_1}{v_1 - v_2} = (\rho_1 u_1)^2$$

On pose maintenant nos deux axes : $y = \frac{P_2}{P_1}$ et $x = \frac{v_2}{v_1}$. L'équation précédente peut s'écrire $(\rho_1 u_1)^2 = \frac{y-1}{1-x} \times \frac{P_1}{v_1}$. D'après $a_1 = \sqrt{\gamma P_1 v_1}$, on en déduit $\gamma M_1^2 = \frac{y-1}{1-x}$ qui devient :

$$y = -\gamma M_1^2 x + (\gamma M_1^2 + 1)$$

Ce qui correspond à l'équation de la droite de Rayleigh avec un profil affine.

Courbe de Hugoniot : À partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement en intégrant dans l'équation de conservation de l'énergie nous obtenons :

$$h_2 - h_1 + q = \frac{1}{2}(P_2 - P_1)(v_2 + v_1)$$

Or $h_2 - h_1 = C_p(T_2 - T_1) = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}(T_2 - T_1) = \frac{\gamma}{\gamma - 1}(P_2 v_2 - P_1 v_1)$, on en déduit :

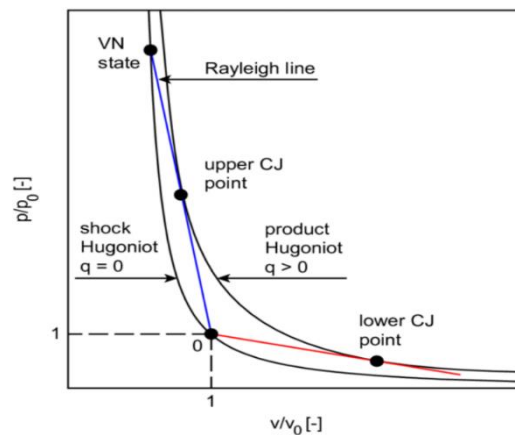
$$y = \frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - x + 2q'}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} x - 1}$$

Avec $q' = \frac{q}{P_1 v_1}$.

On remarque que l'équation prend la forme d'une hyperbole avec :

$$(y + \alpha)(x - \alpha) = \beta$$

Avec :
$$\begin{cases} \alpha = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \\ \beta = 1 - \alpha^2 + 2\alpha q' \end{cases}$$



Courbes : En reportant ces courbes sur un graphique d'axes $y = \frac{P_2}{P_1}$ et $x = \frac{v_2}{v_1}$ nous obtenons :

Toute transformation démarre du point (1 ;1) et suit la ligne de Rayleigh jusqu'à l'état final qui est le point d'intersection. Cela permet d'obtenir des simplifications dans le cas d'une détonation.

On obtient les équations suivantes :

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma + \frac{1}{M_1^2} \pm S}{\gamma + 1}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1 + \gamma M_1^2 \pm \gamma M_1^2 S}{\gamma + 1}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma + \frac{1}{M_1^2} \pm S}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma + \frac{1}{M_1^2} + (\gamma M_1)^2 \pm S(1 + \gamma M_1^2)(1 - \gamma) - \gamma M_1^2 S^2}{(\gamma + 1)^2}$$

$$\frac{M_2}{M_1} = \sqrt{\frac{1}{M_1^2} \pm \frac{S(\gamma + 1)}{1 + \gamma M_1^2 \pm \gamma M_1^2 S}}$$

À l'aide des conditions de **Chapman-Jouguet**¹⁰ on obtient les relations :

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma + \frac{1}{M_1^2}}{\gamma + 1}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{\gamma + 1}$$

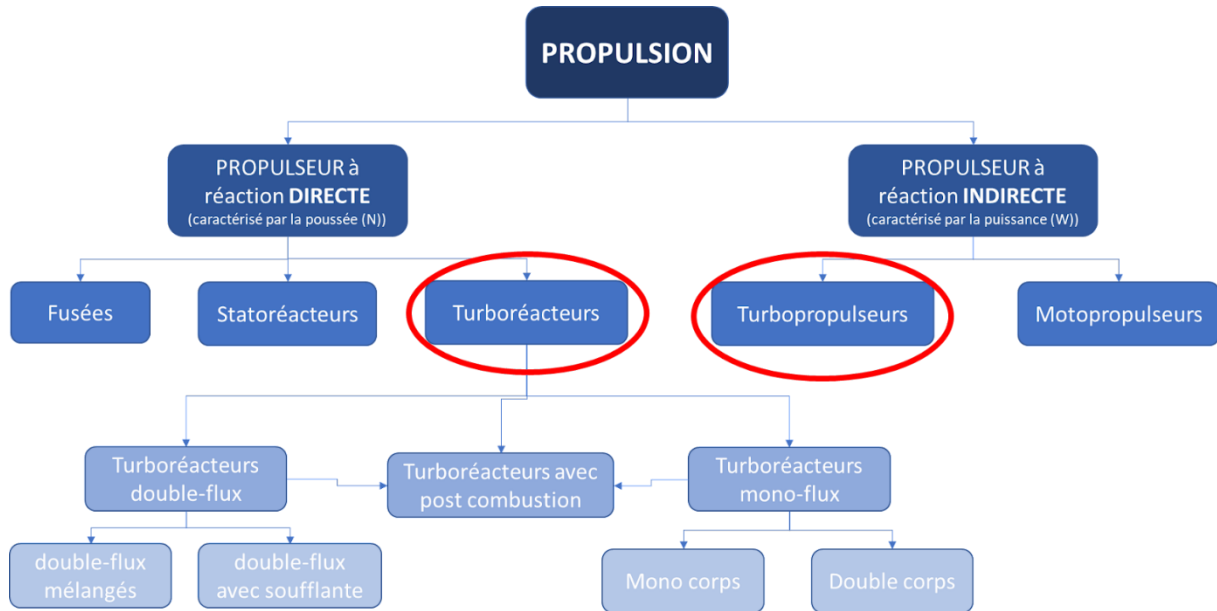
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma + \frac{1}{M_1^2}}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma + \frac{1}{M_1^2} + (\gamma M_1)^2}{(\gamma + 1)^2}$$

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{1}{M_1}$$

¹⁰ Cf **Annexe 9.2.**

9.5. Annexe 5 : Diagramme récapitulatif propulsion

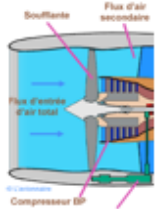


9.6. Annexe 6 : Différents Turboréacteurs

Turboréacteur Mono-flux	
(La totalité de l'air admis traverse le/les compresseur(s) et actionne la/les turbine(s).)	
simple corps	double corps
<p>Le turboréacteur simple corps possède qu'un seul ensemble Compresseur/Turbine</p>	<p>Le turboréacteur double corps possède un second ensemble Compresseur/Turbine. On distingue un ensemble Haute Pression (la turbine est placée juste derrière la chambre de combustion pour avoir une vitesse de rotation plus élevée) , et un ensemble Basse Pression dont la turbine est placée à l'arrière de celle HP.</p>
Turboréacteur Double-flux	
(L'air admis est séparé en deux flux distincts, flux primaire et flux secondaire, qui se mélangent à la fin. On obtient une poussée supplémentaire en accélérant le flux secondaire)	
mélangés	avec soufflante
<p>Deux flux séparés traversent le turboréacteur. --> Le flux primaire (flux chaud) traverse tout le réacteur en passant par le compresseur basse pression, par le compresseur haute pression, les chambres de combustion et les turbines haute pression et basse pression. -->Le flux secondaire (flux froid) contourne toute la partie chaude du réacteur. Les deux flux se rejoignent et se mélangent dans la tuyère avant d'être éjectés.</p>	<p>Sur ce type de turboréacteur une soufflante (ou fan en anglais) avec un diamètre bien supérieur au compresseur BP est rajoutée à l'avant de celui-ci. Cela permet d'obtenir du flux secondaire un maximum de poussée. Cette soufflante est entraînée par le même arbre que le compresseur BP.</p>
Turboréacteur avec post combustion	
<p>Le principe de la postcombustion est d'injecter du kérosène (via un canal prolongeant la tuyère du turboréacteur) dans les gaz d'échappement, qui s'enflamment alors spontanément sous l'effet de la chaleur. La température élevée des gaz favorise la formation du mélange carburant-gaz ainsi que son inflammation et sa combustion. Il se produit alors une réaction supplémentaire. Le fait de réchauffer l'air en sortie de réacteur permet d'augmenter la vitesse de sortie des gaz, et donc la poussée du réacteur.</p>	

9.7. Annexe 7 : Eléments d'une Turbomachine

Différents éléments composant une Turbomachine



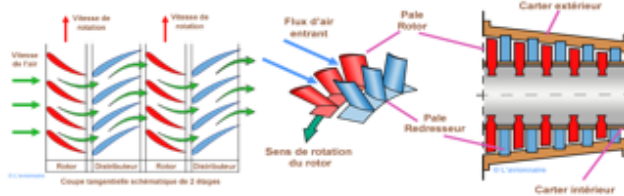
Entrée d'air/Manche à air et Soufflante:

→ Entrée d'air: comme son nom l'indique c'est le point d'entrée de l'air destiné à alimenter le réacteur. Son rôle est de capter l'air et de ralentir l'écoulement avant le premier compresseur pour améliorer le rendement de ce dernier. Elle a également un rôle de réducteur de bruit émanant de la soufflante.
→ La soufflante (turboréacteur à double flux): elle récupère ce débit d'air, son rôle est d'assurer la compression initiale de l'air entrant dans le réacteur. Le flux va être séparé en deux à la traversée de la soufflante.

Compresseur

→ Son rôle est d'aspirer et de comprimer l'air afin de l'amener à une vitesse, pression et température optimale à l'entrée de la chambre de combustion.

compresseur axial

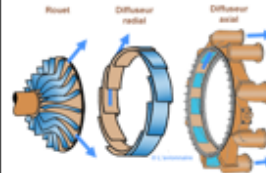


→ rotor : l'organe mobile du compresseur axial
→ redresseur : l'organe fixe du compresseur axial

Principe de fonctionnement:

Le rotor aspire et accélère le flux d'air en le déviant par rapport à l'axe du moteur. Vient ensuite le redresseur/stator qui redresse le flux dans l'axe et le ralentit en transformant une partie de sa vitesse en pression. Le rotor suivant réaccélère le flux d'air en le déviant à nouveau de l'axe du moteur. Le stator suivant va de nouveau redresser le flux, le ralentir... Ce cycle se répète continuellement dans le compresseur en fonction du nombre d'ensemble rotor-stator.

compresseur centrifuge



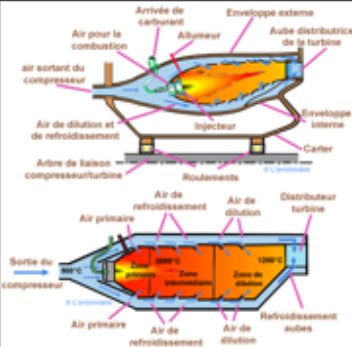
→ rouet : l'organe mobile du compresseur centrifuge
→ diffuseur : l'organe fixe du compresseur centrifuge

Principe de fonctionnement:

La turbine fait tourner le rouet à grande vitesse et l'air est continuellement aspiré au centre de la roue. Les palettes étant divergentes, l'air sous l'effet de la force centrifuge va être accéléré, comprimé et refoulé radialement vers l'extérieur le long des aubes jusqu'à l'extrémité de la roue. Cet air passe ensuite dans deux diffuseurs, le premier radial, le second axial pour être redressé. La majeure partie de l'énergie cinétique (vitesse de l'air) est alors transformée en énergie de pression. Un collecteur récupère finalement cet air comprimé pour l'amener dans l'axe de la chambre de combustion.

Le flux d'air étant de plus en plus comprimé, il va occuper un volume de plus en plus restreint. C'est pour cette raison que la hauteur des aubes est de plus en plus faible. On a une compression progressive du flux d'air.

Chambre de combustion

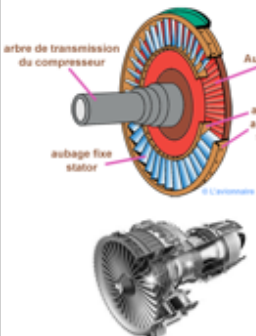


→ Son rôle est d'apporter l'énergie nécessaire pour faire mouvoir la ou les turbines et donner suffisamment de poussée à la tuyère. Cet apport de chaleur se fait par la combustion de l'oxygène de l'air avec un carburant (souvent du kérosène).

Principe de fonctionnement:

L'air qui pénètre dans la chambre de combustion se répartit en plusieurs circuits. Une partie rentre directement dans le tube à flammes et dans l'injecteur pour contribuer à la combustion. Une autre partie contourne le tube à flammes et sert à la fois pour refroidir les parois et pour diluer et mélanger l'écoulement de l'air dans le foyer. À la mise en rotation du réacteur le mélange de l'air provenant du compresseur et du carburant injecté par la pompe est enflammé par une bougie (allumeur)

Turbine



→ Son rôle est de récupérer une partie de l'énergie issue de la combustion des gaz pour le fonctionnement de la soufflante et du compresseur.

Un étage de turbine est constitué d'un aubage fixe distributeur ou stator, suivi d'un aubage mobile ou rotor.

La turbine est reliée au compresseur par un axe central. Lorsque la turbine tourne par le mécanisme des gaz d'échappements qui frappent ses ailettes, cela entraîne la rotation du compresseur. Cela permet d'entretenir le mouvement.

Dans une turbomachine, il y a donc autant de turbines que de compresseurs.

Principe de fonctionnement:




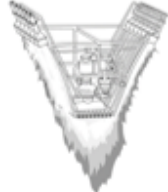
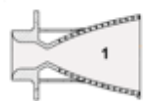
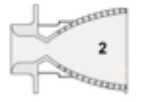











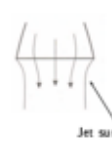


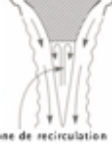
A la sortie de la chambre de combustion, les gaz vont se détendre dans le stator, il va accélérer l'écoulement en le déviant. Le rotor va alors se mettre à tourner.

9.8. Annexe 8 : Tableau explicitant les différentes relations thermodynamiques du cycle ouvert de Brayton

	Loi de Laplace	Relations thermodynamiques		1er principe fondamental thermodynamique
compression isentropique Q=0	$P_1^{1-\gamma} T_1^\gamma = P_2^{1-\gamma} T_2^\gamma$	$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{T_2}{T_1}$	$\left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{T_2}{T_1}$	$\Delta U=W$
combustion isobare / apport de chaleur W=0		$P_2 = P_3$		$\Delta U=Q=\Delta H$
détente isentropique / expansion Q=0	$P_3^{1-\gamma} T_3^\gamma = P_4^{1-\gamma} T_4^\gamma$	$\left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{T_3}{T_4}$		$\Delta U=W$
échappement isobare / rejet de chaleur W=0		$P_4 = P_1$		$\Delta U=Q=\Delta H$

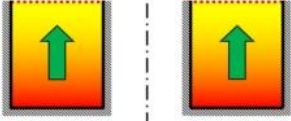
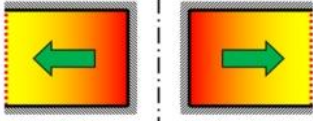
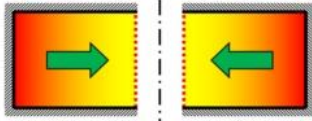
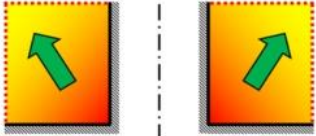

1ère et 2ème loi de Joule	Rapport thermique de compression et rapport des températures	Expression du travail et de la chaleur	Travail utile/ Rendement thermique	
$dh = T dS + V dP$ TdS = 0 / $\delta W = dh$	$\tau = \frac{T_3}{T_1}$	WC=CpΔT $w_c = c_p T_1 (\lambda - 1)$	$w_u = c_p T_1 (\tau - \lambda)$	l'augmentation du rapport de pression est le moyen le plus direct d'augmenter l'efficacité thermique globale d'un cycle de Brayton
H=H(T) ΔH= CpΔT		Qapp=CpΔT $Q_A = C_p T_1 (\tau - \lambda)$		
$dh = T dS + V dP$ TdS = 0 / $\delta W = dh$	$\lambda = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$	WD=CpΔT $w_D = C_p T_1 \left(\tau - \frac{\tau}{\lambda}\right)$	$w_u = w_D - w_c$	
H=H(T) ΔH= CpΔT		Qrej=CpΔT $Q_R = C_p T_1 \left(\frac{\tau}{\lambda} - 1\right)$	$\eta_{th} = \frac{w_u}{Q_A} = \frac{\lambda - 1}{\lambda}$	

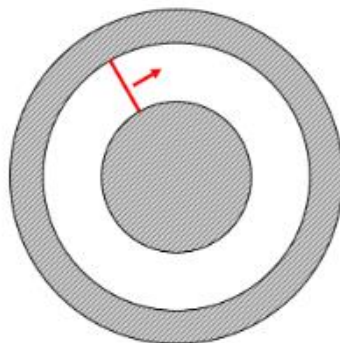
9.9. Annexe 9 : Tableau récapitulatif des différentes tuyères existantes

Les différents types de tuyères		
On peut retrouver 3 familles de tuyères		
tuyère conique	tuyère non-conventionnelle/ Aérospike	
<p>Les tuyères coniques furent beaucoup utilisées dans la conception des premiers moteurs fusée en raison de leur simplicité de construction. Généralement, ces tuyères présentent des angles de divergence entre 15 et 25 degrés. Elles sont encore employées aujourd'hui pour équiper des petits moteurs.</p>	<p>Les tuyères non-conventionnelles sont des tuyères qui sont réfléchies différemment, par exemple les tuyères aérospike sont auto-adaptables car elles ne comportent pas de parois externes et ne présentent pas de décollement.</p>	
 	 	
tuyère galbée		
<p>Les tuyères galbées (seconde famille des tuyères conventionnelles) offrent de sérieux avantages sur les tuyères coniques en termes de taille et de performance bien qu'elles n'aient une performance optimale qu'à une altitude donnée. Parmi les tuyères galbées, on retrouve trois sous-familles qui sont des optimisations de forme et des variantes géométriques de celles-ci.</p>		
<p>Tuyères Idéales Tronquées (TIC , Truncated Ideal Contoured) : une tuyère idéale, si elle n'est pas tronquée, produit un profil uniforme de l'écoulement en sortie de tuyère. La dernière partie de leur contour ne présente qu'une faible inclinaison, ce qui leur confère une grande longueur. Or, cette faible pente en sortie ne présente qu'une contribution négligeable à la poussée. Par conséquent, tronquer ces tuyères en facilite l'utilisation pour les moteurs fusée, sans perte significative en performance .</p>	<p>Tuyères Optimisées à Choc interne (dites TOC , Thrust-Optimized Contoured) : tuyère très ressemblante à la tuyère idéale tronquée. Celle-ci est optimisée pour une de tuyère donnée.</p> <div style="display: flex; align-items: center;">  <div style="margin-left: 10px;"> <p>1: TIC: Tuyère Idéale Tronquée</p> </div> </div> <div style="display: flex; align-items: center; margin-top: 10px;">  <div style="margin-left: 10px;"> <p>2: TOP: Tuyère Optimisée à Choc interne</p> </div> </div>	<p>Tuyères Optimisées Paraboliques (dites TOP , Thrust-Optimized Parabolic) : le profil de la tuyère obtenu par cette méthode peut être approché par une parabole, sans perte significative de performance. Cette approche est fréquemment employée pour la conception des tuyères de moteurs fusée modernes tels que le moteur américain SSME ou européen Vulcain.</p>
<p>Les profils des tuyères coniques et galbées de type TOC ou TOP sont à l'origine de chocs internes dans l'écoulement.</p>		
Forme géométrique	    	<p>chambre annulaire</p>
Ecoulement sous-détendu	    	<p>Faisceaux de détente</p> <p>Bord de fuite</p> <p>Zone de recirculation</p>
Ecoulement surdétendu	    	<p>Jet décollé</p> <p>Jet surdétendu</p> <p>Zone de recirculation</p>

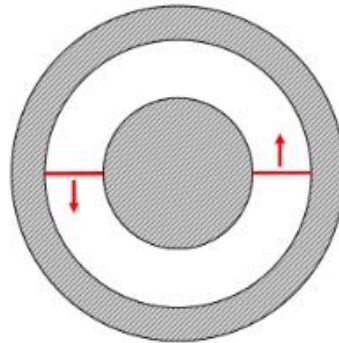
9.10. Annexe 10 : Différents types de moteurs à détonation rotative

Feuille1

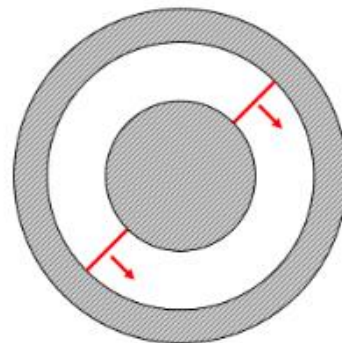
Différents types de RDE		
Axial	Radial centrifuge	Radial centripète
		
Semi-confiné centrifuge		Semi-confiné centripète
		
<p>Le type axial est les plus utilisé car il permettent d'obtenir directement une poussée maximale sans rediriger les gaz brûlés. Les types semi-confinés nécessitent la suppression d'une paroi cylindrique de la chambre annulaire.</p>		
<p>Source : Thèse de Sylvain Hansmetzger (Source 1)</p>		



Régime rotatif à 1 front indirect



Régime rotatif à 2 fronts directs



Régime contrarotatif à 2 fronts, l'un direct, l'autre indirect

Exemples de régimes de propagation de la détonation dans un RDE axial.