

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou

**Faculté de Génie de la Construction
Département de Génie Mécanique**

Mémoire de fin d'étude

**EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME MASTER EN
GENIE MECANIQUE**

OPTION : ENERGETIQUE ACADEMIQUE

Thème

**Etude des performances d'un
turboréacteur mono-corps mono-flux
RB.41 « Nene ».**

Encadrer par : M^r BOUSSAFEUR Kaci

Etudier par :

M^{lle} BELFADEL Randa

M^{lle} ASSAMER Celia

Promotion : 2017-2018



Remerciements

On tient à remercier avant tout le bon Dieu, le tout puissant de nous avoir donné la force, la volonté et la patience nécessaire pour la réalisation de ce modeste travail.

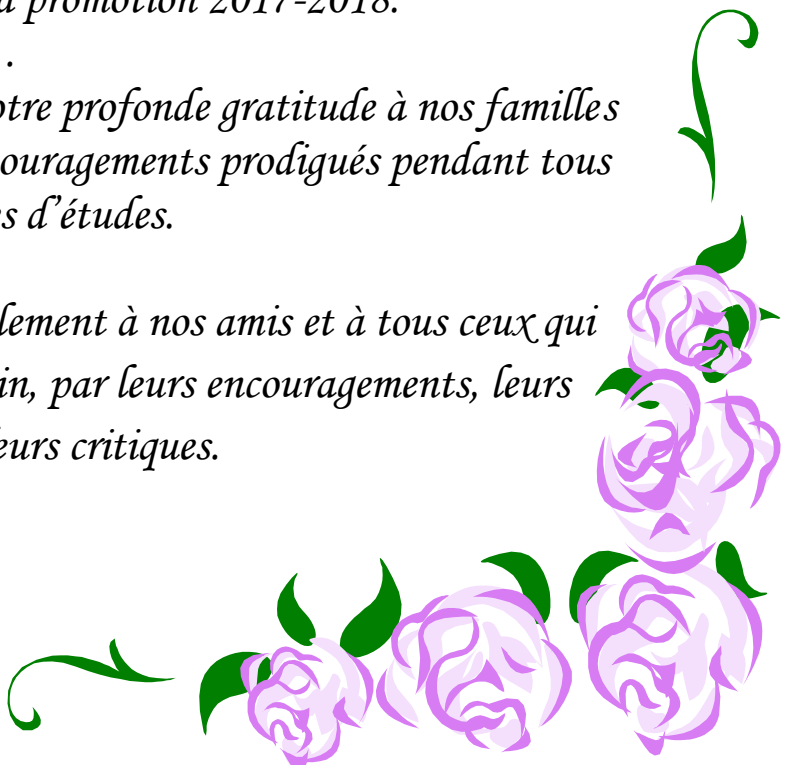
On tient à remercier notre promoteur M^r K. BOUSSAFEUR pour sa contribution à la réalisation de ce projet de fin d'étude, sa gentillesse, sa disponibilité, son aide précieuse, ses conseils pertinents et surtout sa confiance qui nous a permis d'exprimer notre compétence durant ce travail.

On voudrait également exprimer nos vifs remerciements aux membres de jury d'avoir accepté d'évaluer notre travail et pour le temps et les orientations accordées.

Nos remerciements vont également à l'ensemble des enseignants du département de Génie mécanique de la faculté de Génie de la construction et aux responsables de la promotion 2017-2018.

On voudrait aussi exprimer notre profonde gratitude à nos familles pour leur soutien moral et leurs encouragements prodigués pendant tous ces années d'études.

Notre reconnaissance va également à nos amis et à tous ceux qui nous ont assistés de près ou de loin, par leurs encouragements, leurs conseils et leurs critiques.



Dédicaces



Je dédie ce modeste travail à :

A mes chers parents tous les mots du monde ne sauraient exprimer l'immense amour que je vous porte, ni le profond respect que je vous témoigne pour tous les efforts et sacrifices que vous n'avez jamais cessé de consentir pour mon instruction et mon bien-être. J'espère avoir répondu aux espoirs que vous avez fondés en moi. Que le Dieu tout puissant vous garde et vous procure santé, bonheur et longue vie inchallah.

A ma très chère sœur Wissem qui a toujours su me comprendre, pour son affection, son soutien et ses orientations accordées. A mon cher frère Ahmed Wassim qui m'a beaucoup aidé par sa présence, son encouragement et son amour.

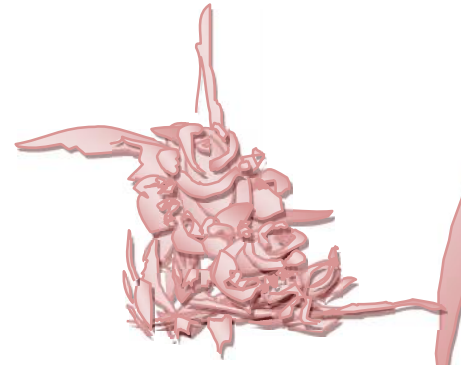
A ma grand-mère « Ouisa », mes tantes, mes oncles, cousins et cousines. A la mémoire de ma défunte grand-mère « Ouardia ».

A ma binôme Celia et mes très chers amis Houda, Brahim, Lounes, Souhila, Houa, Mohand, Youcef, Djilali, Yahia, Lyes et Sofia qui ont toujours été là pour moi. Leur soutien inconditionnel et leurs encouragements ont été d'une grande aid



Randa

Dédicaces



Je dédie ce modeste travail à :

A mes chers parents tous les mots du monde ne sauraient exprimer l'immense amour que je vous porte, ni le profond respect que je vous témoigne pour tous les efforts et sacrifices que vous n'avez jamais cessé de consentir pour mon instruction et mon bien-être. J'espère avoir répondu aux espoirs que vous avez fondés en moi. Que le Dieu tout puissant vous garde et vous procure santé, bonheur et longue vie inchallah.

A ma très chère sœur Ouiza qui a toujours su me comprendre, pour son affection, son soutien et ses orientations accordées. A mon cher frère Jugurtha qui m'a beaucoup aidé par sa présence, son encouragement et son amour. A mon beau-frère Arezki et mon cher neveu Akzil.

A mes grand-mères, mes tantes, mes oncles, cousins et cousines, mon oncle Kader et sa femme el djida que j'aime beaucoup et que je respecte, à ces enfants céline et axel.

A mes chères copines sihem, samia, lylia, saloua, djamila, sofia et liza que je trouve toujours à mes cotes dans mes moments difficiles, à mes chers amis hamid, said, fares, djilali, imam nedjema et lounes, qui ont toujours été là pour moi, Leur soutien et leurs encouragements ont été d'une grande aide.

A la famille BELFADEL, à NOURDINE et sa famille.



Celia

SOMMAIRE

Nomenclature

Liste des figures

Introduction générale 1

Chapitre I : Généralités sur les Turboréacteur

1. Introduction	3
2. Définition de la propulsion.....	3
2.1. Définition de la réaction	3
2.2. La réaction par jet.....	4
2.3. Les différents types de propulseurs	4
3. Les turboréacteurs	5
3.1. Bref historique du turboréacteur.....	5
3.2. Principe de fonctionnement.....	6
3.3. Différents réacteurs existants	12

Chapitre II : Rappels de la dynamique des gaz

1. Rappels de la mécanique des fluides	20
1.1. Equation de continuité	20
1.2. Théorème de BERNOULLI	21
1.3. Equation d'énergie	23
1.4. L'équation de NAVIER – STOKES	24
2. Rappels de la thermodynamique.....	25
2.1. Introduction	25
2.2. Langage thermodynamique Système	25
2.3. Les états du système	26
2.4. Définition d'un gaz parfait	26
2.5. Premier principe de la thermodynamique	27
2.6. Expression des chaleurs échangées	29
2.7. Deuxième principe de la thermodynamique	29
2.8. Transformation polytropicque	30
3. Rappels de la dynamique des gaz	31

3.1. Vitesse de son	31
3.2. Nombre de March	34
3.3. Equation d'énergie	34
3.4. Théorème d'HUGONIOT	35
3.5. Etat générateur.....	37
3.6. Grandeurs génératrices réduites	37
3.7. Rapport de section	38

Chapitre III : Etude et calculs des performances du turboréacteur

Données du turboréacteur	39
Introduction	40
1. Entrée d'air (canal d'admission)	41
1.1. Présentation	41
1.2. Etude thermodynamique	41
1.3. Paramètres thermodynamiques	41
1.4. Calcul des paramètres thermodynamique à la sortie du canal d'admission	44
2. Compresseur centrifuge.....	50
2.1. Description fonctionnelle	50
2.2. Les composants principaux	50
2.3. Le diagramme de(T-S)	51
2.4. Triangle des vitesses	51
3. Chambre de combustion	61
3.1. Introduction	62
3.2. Définition et principe de fonctionnement	62
3.3. Chambre annulaire	63
3.4. Condition auxquelles satisfaire les chambres de combustion	67
3.5. Matériaux utilises	68
3.6. Combustible	68
3.7. Paramètres utilises en combustion	69
3.8. Etude énergétique	71
3.9. Les calculs de la chambre de combustion	73
4. Turbine	79
4.1. Généralité sur la turbine	79
4.2. Étude aérodynamique de la turbine axiale	79
4.3. Etude thermodynamique	83
4.4. Les calculs de la turbine	85
5. Tuyère d'éjection	90
5.1. Introduction	90
5.2. Définition	90
5.3. Le rôle de la tuyère	91

5.4.	Fonctionnement	91
5.5.	Forme de la tuyère dans le turboréacteur simple flux	91
5.6.	Étude thermodynamique	93
5.7	Calculs de la tuyère d'éjection	95

Conclusion générale	100
----------------------------------	------------

Bibliographie

Liste des figures

Chapitre I

Figure (I.1) : Exemple d'action et de réaction	3
Figure (I.2) : Exemple d'action et de réaction par jet	4
Figure (I.3) : Fonction des différents organes.....	6
Figure (I.4) : Les différents organes d'un turboréacteur	7
Figure (I.5) : L'entrée d'air en vol	7
Figure (I.6) : Compresseur centrifuge.....	8
Figure (I.7) : Compresseur axial	9
Figure (I.8) : Principe de fonctionnement de la chambre de combustion.....	9
Figure (I.9) : Chambre de combustion séparée.....	10
Figure (I.10) : Chambre de combustion annulaire	10
Figure (I.11) : Composants d'une turbine axiale	11
Figure (I.12) : Schéma d'une turbine axiale à un seul étage.....	11
Figure (I.13) : Tuyère (Canal d'éjection).....	12
Figure (I.14) : un turboréacteur à compresseur centrifuge comportant plusieurs chambres de combustion et une turbine axiale à deux étages.	13
Figure (I.15) : Le De Havilland "Goblin" qui équipait les avions anglais "Vampire"	13
Figure (I.16) : Turboréacteur simple flux mono-corps	14
Figure (I.17) : General Electric J85-GE-17A turbojet engine	14
Figure (I.18) : Turboréacteur simple flux double-corps	15
Figure (I.19) : Turboréacteur double-flux simple-corps	15
Figure (I.20) : Turboréacteur double flux mélangés.....	16

Liste des figures

Figure (I.21) : Turboréacteur avec post-combustion	16
Figure (I.22) : le turboréacteur Adour issu de la coopération Rolls-Royce-Turboméca dans sa version post-combustion	17
Figure (I.23) : Turboréacteur double flux avec soufflant	17
Figure (I.24) : Turboréacteur double flux avec grande soufflante.....	18
Figure (I.25) : Turboréacteur GP7200 d'Engine Alliance de l'Airbus A380.....	18

Chapitre II

Figure (II.1) : Projection de la vitesse sur les axes Oxyz.	20
Figure (II.2) : Résumé schématique du théorème de Bernoulli.....	22
Figure (II.3) : Equation de NAVIER-STOKES.....	24
Figure (II.4) : Schéma représentant le milieu extérieur.....	25
Figure (II.5) : Schéma montrant l'onde sonore	31
Figure (II.6) : Différents régimes d'écoulement en fonction du nombre de mach.....	34
Figure (II.7) : Tuyère à section variable	38

Chapitre III

Figure (III.1) : Schéma du turboréacteur « Nene »	40
Figure (III.2) : Diagramme (T-S) entre d'air.....	41
Figure (III.3) : Les résultants qualitatifs de la pression et de la vitesse dans les différentes sections d'un compresseur centrifuge.	50
Figure (III.4) : Diagramme de (T-S) a la sortie de compresseur	51
Figure (III.5) : Représentations des vitesses a l'entrée et la sortie de la roue mobile.	51

Liste des figures

Figure (III.6): Triangle des vitesses (u-r)	52
Figure (III.7) : Chambre de combustion.....	63
Figure (III.8) : Coupe d'une chambre de combustion annulaire	64
Figure (III.9) : Coupe schématique d'une chambre de combustion	64
Figure (III.10) : Disposition du canal divergent.....	66
Figure (III.11) : Influence de la pression et de la température sur la combustion.....	66
Figure (III.12) : Influence de la vitesse d'écoulement sur la combustion	67
Figure (III. .13) : Diagramme de variation de $C_p = f(T)$ pour l'air et les gaz de combustion du Kérosène.....	72
Figure (III.14) : Diagramme de variation de γ pour l'air et les gaz de combustion du kérosène	73
Figure (III.15) : Configuration d'un étage de turbine axial par triangles des vitesses	80
Figure (III.16) : Schéma d'un étage d'une turbine	80
Figure(III.17) : Turbine à action $\sigma = 0$	82
Figure (III.18) : Turbine à réaction $\sigma = \frac{1}{2}$	82
Figure (III.19) : Triangle des vitesses pour un étage de turbine à actions et à réaction	82
Figure (III.20) : Diagramme (T-S) entre et sortie de la turbine.....	83
Figure (III.21) : Evolution du fluide dans un diagramme (h-s).....	85
Figure (III.22) : Tuyère convergente divergente.	90
Figure (III.23) : La variation P,V et T a travers la tuyère.....	92
Figure (III.24) : Veine de sortie d'un turboréacteur simple flux subsonique.....	92

Nomenclature

Symbole	Désignation	Unité
a	Vitesse du son	m/s
C^*	Vitesse spécifique	m/s
C_d	Coefficient de débit	s/m
C_p	Chaleur massique a pression constante	$J/Kg.K$
$C_{poussée}$	Coefficient de poussée	
C_{sp}	Consommation spécifique	$Kg/KWatt$
D	Diamètre	m
D_i	Diamètre intérieur du rotor	m
D_e	Diamètre extérieur du rotor	m
F_p	Force de poussée	N
f_r	Dosage réel	
f_s	Dosage stœchiométrique	
F_{sp}	Force de poussée spécifique	J/Kg
G	Gravité	m/s^2
H	Enthalpie	J/Kg
H_t	Enthalpie totale	J/Kg
I_{sp}	Impulsion spécifique	s
l	Largeur de la roue	m
M	Nombre de Mach	
m	Masse	Kg
\dot{m}	Débit massique	Kg/s
\dot{m}_a	Débit d'air	Kg/s
\dot{m}_{as}	Débit d'air stœchiométrique	Kg/s
\dot{m}_c	Débit du combustible	Kg/s
N	Vitesse de rotation	trs/min
n	Nombre de moles (quantité de matière)	mol
P	Pression statique	$Pascal$
p_c	Pression de la chambre	$Pascal$

P_c	Puissance calorifique	<i>Watt</i>
P_{ci}	Pouvoir calorifique inférieur	<i>J/Kg</i>
P_{is}	Pression isentropique	<i>Pascal</i>
$P_{récupérée}$	Puissance récupérée	<i>Watt</i>
P_t	Pression totale	<i>Pascal</i>
P_{th}	Puissance thermodynamique	<i>Watt</i>
P_{tis}	Pression totale isentropique	<i>Pascal</i>
P_{tr}	Puissance thermique réelle en dynamique	<i>Watt</i>
P_{tt}	Puissance thermique théorique	<i>Watt</i>
Q_v	Débit volumique	<i>m³/s</i>
r	Constante massique des gaz de combustion	<i>J/Kg.K</i>
S	Section	<i>m²</i>
S_c	Section de sortie de la tuyère	<i>m²</i>
T	Température statique	<i>K</i>
T_{is}	Température isentropique	<i>K</i>
T_t	Température totale	<i>K</i>
T_{tis}	Température totale isentropique	<i>K</i>
U	Vitesse périphérique	<i>m/s</i>
V	Vitesse absolue	<i>m/s</i>
w	Vitesse relative	<i>m/s</i>
W	Travail	<i>Watt</i>
Z	Hauteur	<i>m</i>

Les lettres grecques

Symbole	Désignation	Unité
α	Angle absolu	<i>Deg</i>
β	Angle de la vitesse relative	<i>Deg</i>
Γ	Richesse	
γ	Constante des gaz de combustion	
η	Rendement	
η_i	Rendement interne	
η_{th}	Rendement thermodynamique	
η_g	Rendement global	
μ	Viscosité dynamique	<i>Kg/m</i>
ρ	Masse volumique statique	<i>Kg /m³</i>
ρ_{is}	Masse volumique isentropique	<i>Kg /m³</i>
ρ_t	Masse volumique totale	<i>Kg /m³</i>
ρ_{tis}	Masse volumique totale isentropique	<i>Kg /m³</i>
τ	Taux	
σ	Degré de réaction	
ν	Viscosité cinématique	<i>m²/s</i>
ω	Vitesse angulaire	<i>rad/s</i>
Ω	Volume	<i>m³</i>

Introduction générale

Introduction générale

Voler c'est le plus vieux rêve de l'être humain. Depuis l'aube de l'humanité, l'homme cherche à s'approprier son environnement, après avoir dompté les plaines et les mers, l'étape suivante paraît toute désignée : le ciel. Ce rêve est devenu réalité avec l'apparition de l'avion. Au fur et à mesure des découvertes, des formes et des structures ont été développées en vue d'adapter l'avion à nos besoins. Depuis sa création, il y a un siècle exactement, l'avion a conquis le monde pour devenir aujourd'hui un moyen de transport incontournable. D'abord utilisé comme appareil de guerre lors des Première et Seconde Guerres Mondiales, il se transforme très rapidement en avion de ligne. Toujours plus puissants, plus rapides, plus grands, et plus nombreux, les avions n'ont pas fini d'évoluer. Les moteurs d'avion sont des organes sensibles, car très complexes et extrêmement chers.

Pour voler, un avion a besoin de force de poussée. Cette force est créée grâce aux moteurs dit turbo-réacteurs, qui sont le cœur de la machine, montés sur des avions à réaction et qui désignent le système de propulsion des avions. Ceci explique la nécessité de perfectionnement permanent de ces machines pour en accroître les performances et l'utilisation. Il faut savoir que les avionneurs (Airbus, Boeing...) ne fabriquent pas eux-mêmes les moteurs pour leurs avions, ce sont des sous-traitants spécialisés qui s'en occupent. Citant quelques exemples de motoristes célèbres : Rolls-Royce, Pratt & Whitney, General Electric, Snecma.

Le travail envisagé dans le cadre de ce mémoire est scindé en deux parties : la première consiste à dimensionner le turbo-réacteur. C'est un travail minutieux dont la finalité est de déterminer l'architecture de la machine dans sa globalité. Nous démarrons les calculs par le choix judicieux des paramètres les plus récurrents à l'endroit où est appelé à fonctionner la turbomachine. Les lois de la mécanique des fluides et de la dynamique des gaz permettent, ensuite, de retrouver cette architecture et par-delà réaliser l'étude énergétique. Dans ces conditions, le réacteur fonctionnera avec un rendement optimal. La seconde partie déterminerait le fonctionnement de la machine lorsque les paramètres de l'atmosphère de l'enceinte où est installée la machine venaient à être modifiés. Ce faisant, les triangles des vitesses subiront des distorsions dont il est difficile de prédire la forme, par conséquent, déterminer les nouveaux paramètres thermodynamiques dans les différentes sections de la turbomachine devient complexe. Si dans les endroits inamovibles on peut plus ou moins les déterminer en donnant une estimation aux différentes pertes énergétiques, en revanche, dans celles mobiles il est extrêmement difficile de le faire pour la raison évoquée plus haut. On a, donc, songé à faire de la simulation pour contourner cette difficulté. Grâce au logiciel Fluent, on peut simuler l'écoulement à la fois autour de l'aube du compresseur que celle de la turbine. A l'aide des données numériques et celles estimées dans les parties fixes, on pourrait déterminer les courbes caractéristiques de la machine.

Introduction générale

Le présent mémoire s'organise autour de trois chapitres réparti comme suit :

Nous consacrons le 1er chapitre de ce mémoire à un aperçu général sur le domaine de l'aéronautique, puis nous abordons le principe de fonctionnement du turboréacteur, ses principaux organes et enfin nous citons les différents types de turboréacteurs existants.

Dans le 2^{ème} chapitre, nous présentons les bases théoriques de l'étude énergétique, en citant des rappels sur des notions de la mécanique des fluides, thermodynamique et de la dynamique des gaz.

Dans le 3^{ème} chapitre, nous traitons l'aspect thermodynamique et énergétique des différentes stations des turboréacteurs (canal d'admission, compresseur, chambre de combustion, turbine et enfin tuyère d'éjection)

Nous clôturerons notre travail par une conclusion générale, qui reprend les objectifs du présent travail et les principaux résultats obtenus.

Chapitre I

Généralités sur les turboréacteurs

1. Introduction

De nos jours, dans le domaine de l'aviation, les moteurs les plus utilisés sont les turboréacteurs. Ce sont des systèmes de propulsion qui transforment l'énergie dans le carburant « kérosène » associé au comburant « air » en énergie thermique permettant de générer une force de réaction dans le sens opposé à l'éjection des gaz d'échappement. Afin d'assurer le bon fonctionnement de ces moteurs, ils doivent satisfaire un certain nombre d'exigences : une grande fiabilité, une longue durée de vie, un faible poids et une faible consommation de carburant et de surface frontale.

Dans le but de satisfaire les exigences citées plus haut, les avionneurs se sont intéressés à optimiser les performances des turboréacteurs, par des essais en modifiant les paramètres qui les régissent telles que le débit d'air, la vitesse d'éjection...etc.

Dans ce premier chapitre nous allons essayer de nous familiariser avec le domaine de l'aviation en apportant le plus d'informations possibles en vue de structurer notre travail.

2. Définition de la propulsion

La propulsion est la mise en mouvement d'un corps, obtenue en lui imprimant une force de poussée. La propulsion des avions « à réaction » s'appuie, principalement sur trois branches de la science physique :

-) La mécanique : avec le principe de « l'action et de la réaction ».
-) L'aérodynamique : avec les « jets propulsifs ».
-) La thermodynamique.

2.1. Définition de la réaction

La réaction est la conséquence d'une action. Nous prenons comme exemple une barque dans l'eau d'un étang. Quand on tire sur les rames on exerce sur elle une action, en réaction celle-ci se déplace. En sautant de la barque sur la berge, cette dernière se déplacera dans le sens contraire, par la réaction qui résulte de l'action qu'on a exercée en nous éjectant de la barque. [1]



Figure (I.1) : Exemple d'action et de réaction

Le principe de l'action et de la réaction régit ainsi de nombreux phénomènes d'équilibre statique et de locomotion, dont la marche à pied, le déplacement en automobile, etc. L'action et la réaction qui en résulte correspondent à des forces égales, de sens opposés.

2.2. La réaction par jet

La réaction par jet se démontre par l'expérience suivante :

On gonfle un ballon de baudruche puis on le lâche en laissant échapper l'air qu'il contient, le ballon va se déplacer dans l'espace jusqu'à ce que sa réserve d'air, sous pression, soit épuisée. L'air qui s'échappe de l'embouchure du ballon à une vitesse \vec{V}_I , crée une action, le ballon se déplace à une vitesse \vec{V}_{II} par réaction. [1]

La figure ci-dessous explicite le phénomène.

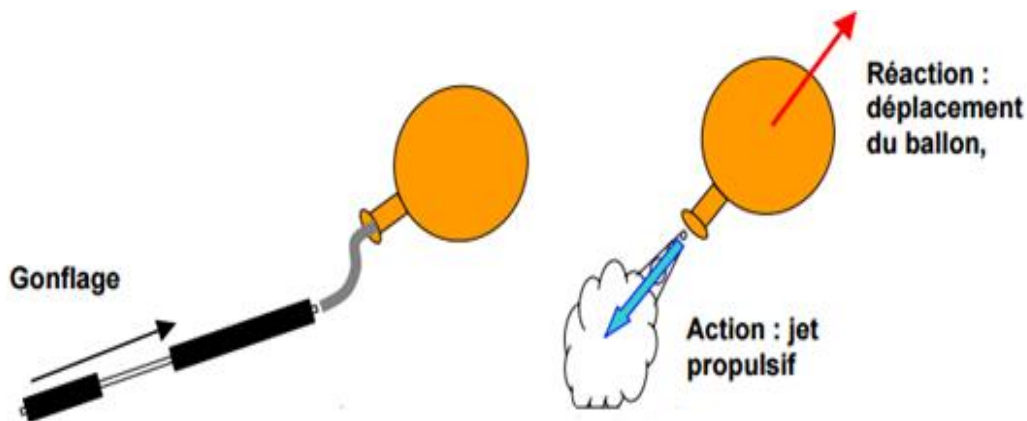


Figure (I.2) : Exemple d'action et de réaction par jet

2.3. Les différents types de propulseurs à réaction

On peut distinguer deux catégories de propulseurs selon le type d'énergie fournie par la réaction :

2.3.1. Propulseurs à réaction directe :

Les propulseurs à réaction directe fournissent directement des gaz comprimés et de l'énergie cinétique à partir d'une réaction chimique entre un comburant et un carburant. Ils sont générateurs de poussée. [1]

Certains de ces propulseurs utilisent comme comburant l'air ambiant, ce sont les moteurs aérobies :

-) Les statoréacteurs.
-) Les pulsoréacteurs.
-) Les turbomoteurs.
-) Les turboréacteurs.

D'autres, comme les moteurs fusés, utilisent leur propre comburant (Oxygène liquide) et carburant (Hydrogène liquide ou Kérosène), ces éléments réactifs, appelés propergols, sont stockés dans la fusée. [1]

2.3.2. Propulseurs à réaction indirecte :

Les propulseurs à réaction indirecte produisent de l'énergie mécanique transmise par un arbre à une hélice. On transforme ainsi de l'énergie chimique en énergie mécanique puis en énergie cinétique. Ces moteurs sont générateurs de traction, ils peuvent être [1] :

-) Des moteurs à piston classiques.
-) Des turbopropulseurs

3. Les turboréacteurs

3.1. Bref historique du turboréacteur

C'est en Allemagne que débutèrent les travaux sur les turboréacteurs chez Heinkel, suivant les plans de Van Ohain. Un peu plus tard en 1939 BMW et Junkers entreprirent aussi la construction de turboréacteurs. En Grande-Bretagne, le pionnier du turboréacteur est le major Franck WHITTLE qui a rédigé sa thèse sur le thème, et qui dessina et expérimenta un prototype, point de départ des réalisations de Rolls Royce entreprises en 1942, sous l'impulsion du ministère de l'air. Ce type de moteur a assuré la propulsion des premiers avions dits à réaction (premier vol d'un Heinkel He-178 le 27 août 1939 en Allemagne et d'un Gloster E-28, le 5 mai 1941 en Angleterre). En France, Turboméca commença en 1941 la réalisation d'une petite turbine à gaz, mais l'occupation ne permit pas de poursuivre les travaux. Ce n'est qu'en 1948 qu'un petit turboréacteur est achevé. Aux Etats-Unis le premier constructeur qui aborda ce domaine fut la General Electric, appelée en 1941 à construire le turboréacteur Whittle. Westinghouse entreprit vers la même époque la construction d'un petit turboréacteur pour la Marine. D'une façon générale, ce ne fut qu'après la fin de la guerre que les turboréacteurs puissants furent mis au point. [2,3]

Les premiers turboréacteurs étaient munis d'un simple compresseur centrifuge animé par une turbine. Grâce à de nombreuses améliorations et inventions, notamment celle du compresseur axial, Rolls-Royce fut le premier motoriste à produire des réacteurs de ce genre en série. À la fin des années 50, le compresseur BP (basse pression) fut élargi, et l'excès d'air qu'il débitait fut dérivé vers l'extérieur sans passer à travers le compresseur HP (haute pression), la chambre de combustion et la tuyère. Pour lutter contre cette concurrence, Pratt & Whitney remplaça les trois premiers étages du compresseur BP de son turboréacteur JT-3C par une soufflante de grand diamètre, obtenue en allongeant fortement les aubes des deux premiers étages rotors du compresseur. La turbine fut modifiée en conséquence pour entraîner la soufflante et le compresseur BP ainsi raccourci. L'aspect de ce moteur était nouveau, à l'avant, un capot plus large que d'ordinaire canalisait vers l'extérieur une partie de l'air brassé par la soufflante. Au centre de ce large anneau, sous un carénage plus étroit mais plus long, était abrité le reste du turboréacteur. Ce moteur à double flux fut désigné JT-3D et considéré comme un progrès sensible pour les avions subsoniques. [1]

A partir des années soixante, le turboréacteur à double flux est apparu comme le meilleur moteur pour l'aviation de transport au-dessus de 600 km/h. A partir de 1970, entrèrent en service les avions propulsés par des moteurs à double flux et à grand taux de dilution, comme les Boeing 747 équipés de JT9D de Pratt & Whitney, qui marquèrent une avancée importante et décisive dans l'épopée de l'aviation civile à réaction. Du côté militaire, les progrès furent sensationnels. Les enjeux étaient la vitesse maximale, l'altitude maximale, la capacité d'emport, la discrétion, l'accélération et la maniabilité. [1]

Les turboréacteurs sont de nos jours des machines d'une extrême complexité. Le développement d'un nouveau moteur demande des moyens humains, technologiques et financiers considérables. Si le rendement et la fiabilité de ces moteurs se sont considérablement améliorés depuis leurs débuts, leur coût est très important, et représente en général pour un avion civil le tiers du coût total de l'appareil. [1]

3.2. Principe de fonctionnement

Turboréacteur ou Turbo-jet en appellation américaine, est un système de propulsion essentiellement utilisé pour les avions. Le turboréacteur fonctionne selon le principe de l'action-réaction. La variation de vitesse de l'air entre l'entrée et la sortie du moteur crée une force dénommée (poussée \vec{F}_p) qui est obtenue par la combustion d'un carburant « kérosène » dans l'oxygène de l'air et qui est exprimée avec la relation suivante :

$$\vec{F}_p = \dot{m} * \Delta\vec{V} \quad (I.1)$$

-) \dot{m} : Débit massique de l'air et du combustible
-) ΔV : La variation de vitesse d'éjection des gaz

Cette force (poussée \vec{F}_p) engendre le déplacement du moteur vers l'avant.

Pour réaliser cette variation de vitesse d'air entre l'entrée et la sortie du turboréacteur, une partie de l'énergie produite par la combustion du kérosène est récupérée par une turbine qui fait tourner le compresseur par un arbre de transmission et qui maintient son mouvement pour éjecter les gaz à grande vitesse.

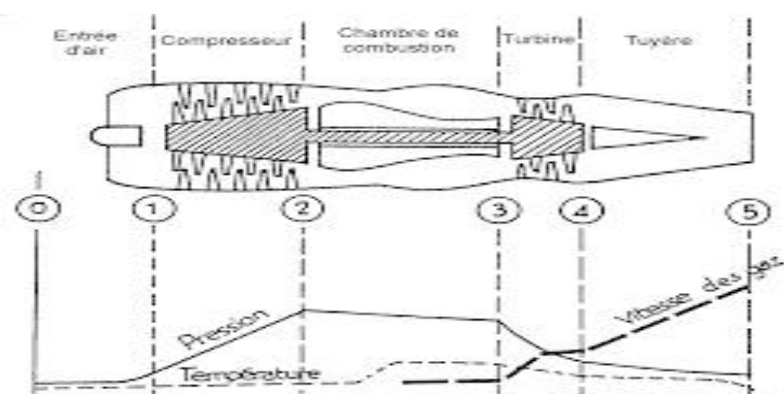


Figure (I.3) : Fonction des différents organes

Le turboréacteur est composé de cinq organes qui sont l'entrée d'air ou appelé aussi canal d'admission, le compresseur, la chambre de combustion, la turbine et la tuyère d'éjection.

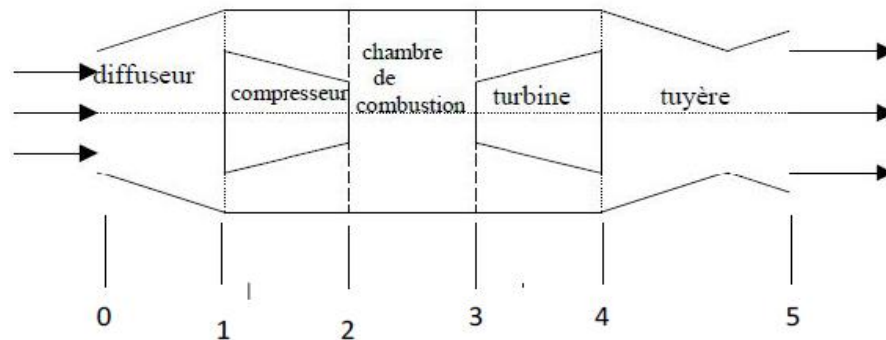


Figure (I.4) : Les différents organes d'un turboréacteur

- 0 1 : l'entrée d'air (canal d'admission)
- 1 2 : compresseur basse et haute pression
- 2 3 : chambre de combustion
- 3 4 : la turbine haute et basse pression
- 4 5 : tuyère (canal d'éjection)

Chaque élément de ces derniers fonctionne comme suit :

3.2.1. L'entrée d'air (canal d'admission)

Le canal d'admission est réalisé dans le but de canaliser l'air vers le compresseur. Sa forme est telle que la vitesse est modulée pour qu'elle soit comprise entre $[0,3 ; 0,4]$. Dans notre cas on adopte $[0,35]$. Il a une forme convergente lorsqu'il est destiné aux essais et divergente en vol.

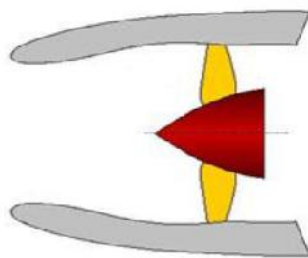


Figure (I.5) : L'entrée d'air en vol

3.2.2. Compresseur

Le compresseur a pour fonction de comprimer l'air par un mécanisme rotatif adapté. Il peut être centrifuge, axial ou la combinaison des deux.

3.2.2.1. Compresseur centrifuge

Le compresseur centrifuge est composé de trois parties : un rouet (organe mobile), un diffuseur axial et un diffuseur radial (organes fixes). Sa fonction est d'aspirer l'air axialement et sous l'effet de la force centrifuge qu'elle exerce, le comprime et le refoule radialement vers le collecteur qui finalement l'emmène dans l'axe de la chambre de combustion bien entendu en étant comprimé.

Un tel compresseur présente l'avantage de fournir un taux de compression important en un seul étage. En contrepartie son encombrement radial important le destine plus à des turboréacteurs de faible puissance. [5]

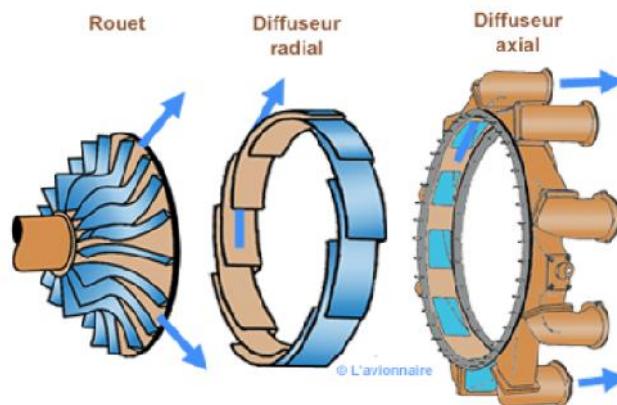


Figure (I.6) : Compresseur centrifuge

3.2.2.2. Compresseur axial

Un compresseur axial est composé d'une partie fixe (stator) et une partie mobile (rotor). Il se décline en trois variantes :

-) Une seule roue.
-) Deux roues (haute pression, basse pression).
-) Trois roues (haute pression, moyenne pression, basse pression).

Le rotor est constitué d'un disque circulaire sur lequel sont fixées des aubes et tourne devant l'aubage fixe (stator).

Le taux de compression de ce type de compresseur est lié à la vitesse de rotation et au nombre d'étage qu'il comporte et qui sont disposés en série.

Le principe de fonctionnement du compresseur axial consiste à aspirer et d'accélérer le flux d'air par le rotor en le déviant vers le moteur. Le redresseur qui suit, redresse le flux et le ralentit en transformant une partie de sa vitesse en pression. [5]

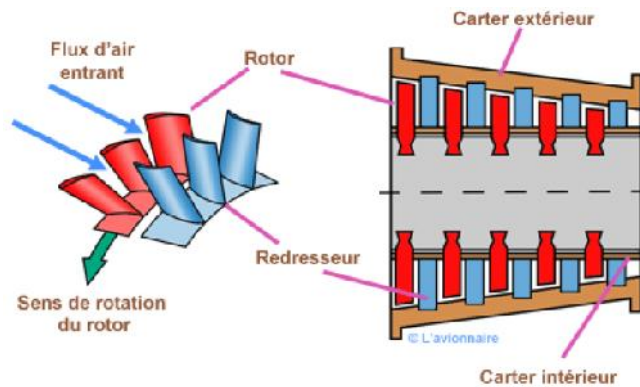


Figure (I.7) : Compresseur axial

3.2.3. Chambre de combustion

Elle consiste à chauffer l'air qui sort du compresseur afin de lui apporter l'énergie nécessaire à faire mouvoir la turbine et à donner suffisamment de poussée à la tuyère. Cet apport de chaleur se fait par la combustion de l'air (oxygène) et du carburant (kérosène). Elle doit être la plus complète possible et la répartition des températures dans les gaz la plus homogène possible.

Son principe de fonctionnement consiste à répartir l'air qui pénètre dans la chambre de combustion en plusieurs circuits. Une partie rentre directement dans le tube à flammes et dans l'injecteur pour contribuer à la fois pour refroidir les parois et pour diluer et mélanger l'écoulement de l'air dans le foyer.

A 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). Après avoir atteint son régime d'autonomie l'allumage de la bougie est coupé et la flamme s'auto-entretient.

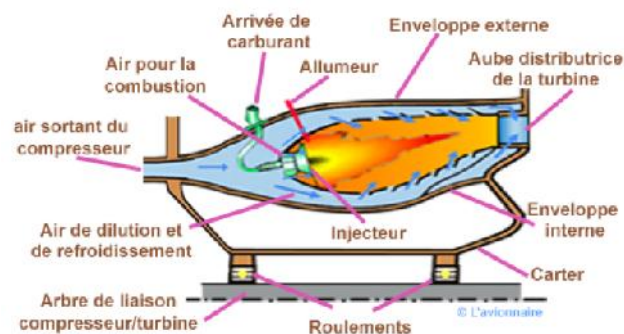


Figure (I.8) : Principe de fonctionnement de la chambre de combustion

On rencontre deux types de chambres de combustion dans le milieu aéronautique, les chambres séparées et annulaires.

3.2.3.1. Chambre séparées

Chaque chambre reçoit sa propre alimentation en carburant et en air. L'injecteur est généralement situé au centre de la veine d'air et l'injection s'effectue dans le sens de

l'écoulement principal. Ce type de chambre de combustion est moins utilisé car les pertes de charges sont plus importantes comparées à la chambre annulaire d'où les débits sont faibles.

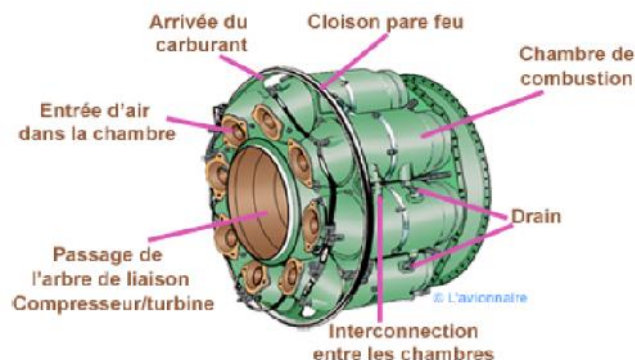


Figure (I.9) : Chambre de combustion séparée

3.2.3.2. Chambre annulaires

L'ensemble du flux gazeux circule dans le même contenant. Les injecteurs de carburant sont répartis régulièrement dans la chambre et la multiplication du nombre du jet favorise l'homogénéité du mélange. Ce type chambre de combustion est beaucoup plus utilisé car les débits sont importants et les pertes de charges en minimum.

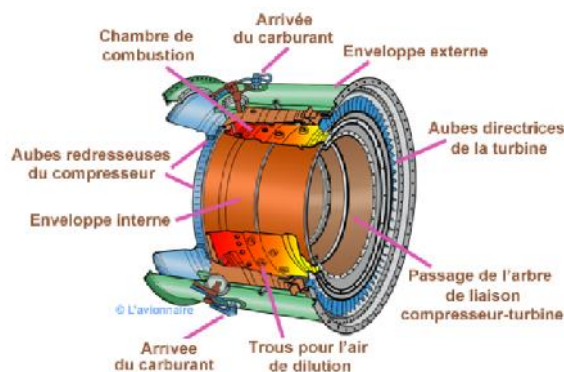


Figure (I.10) : Chambre de combustion annulaire

3.2.4. Turbine

La turbine a pour fonction de récupérer une partie de l'énergie issue de la chambre de combustion pour entraîner le compresseur. Elle peut être centrifète ou axial. Elle est constituée d'une grille d'aubages fixe statorique (distributeur) et d'une grille aubages mobile rotorique (la roue). Le type le plus utilisé dans le domaine de l'aéronautique c'est les turbines axiales.

Son principe de fonctionnement consiste à récupérer les gaz sortant de la chambre de combustion et les détendre dans le distributeur (stator). Celui-ci va accélérer l'écoulement tout en le déviant. Sous l'effet de cet écoulement le rotor ayant aussi des profils déviateurs tourne.

La vitesse augmente dans le distributeur (stator) et se ralentit dans le rotor. Une partie de l'énergie cinétique est donc transformée en énergie mécanique pour faire tourner le rotor.

3.2.4.1. Turbine centrifète

Très peu utilisées et uniquement pour les réacteurs de faibles puissances. Elle a une architecture semblable à celle du compresseur centrifuge. Toutefois l'écoulement se fait de la périphérie vers son axe.

3.2.4.2. Turbine axiale

Elles sont utilisées sur la majorité des turboréacteurs et turbopropulseurs. Elle peut comporter un ou plusieurs étages selon les besoins en énergie.

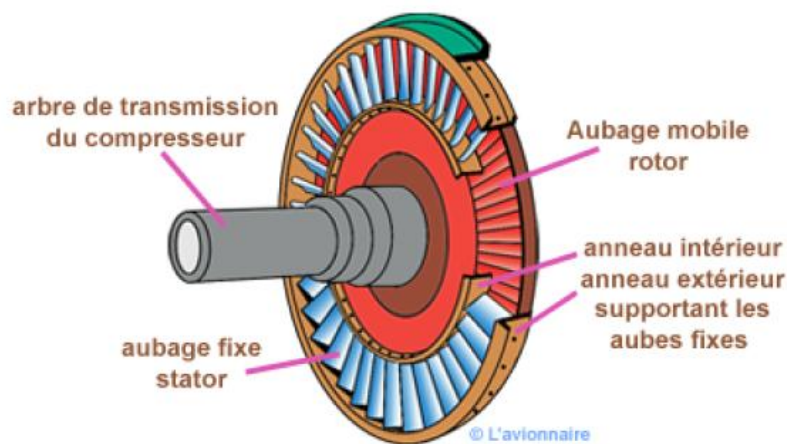


Figure (I.11) : Composants d'une turbine axiale

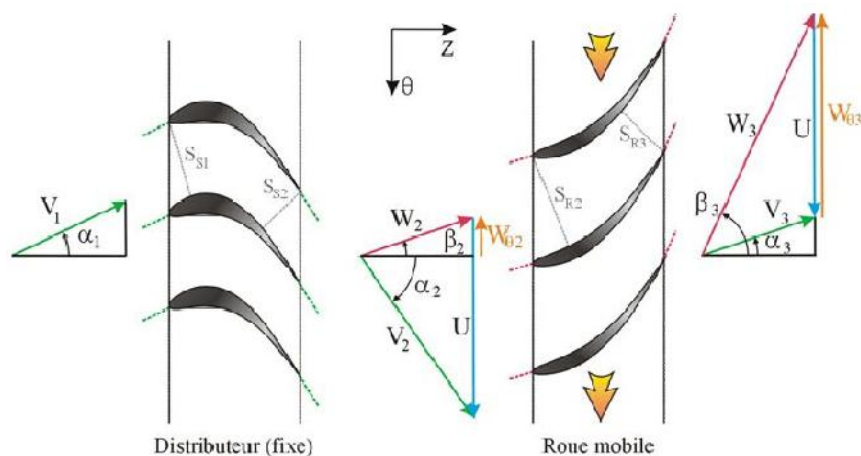


Figure (I.12) : Schéma d'une turbine axiale à un seul étage

3.2.5. Tuyère (Canal d'éjection)

Comme son nom l'indique, un canal d'éjection permet l'évacuation des gaz chaud sous pression sortant de la turbine, afin d'assurer la poussée nécessaire pour la propulsion d'avion. Elle est généralement de section convergente puis divergente ou simplement convergente.

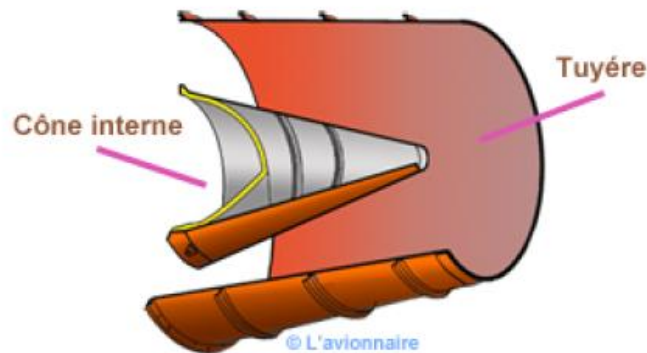


Figure (I.13) : Tuyère (Canal d'éjection)

Le turboréacteur utilise donc une masse d'air à faible vitesse (donc une petite quantité de mouvement) à l'entrée. A la sortie pour une même masse d'air on aura une vitesse beaucoup plus grande et donc une quantité de mouvement bien plus importante. C'est cette réaction qui va pousser l'avion vers l'avant. On peut expliquer cette réaction par le principe de conservation de quantité de mouvement :

Quantité de mouvement = masse * vitesse, comme ici la vitesse augmente considérablement la quantité de mouvement aussi.

3.3. Différents réacteurs existants

3.3.1. Turboréacteur à compresseur centrifuge :

Ce type de turboréacteur est généralement utilisé pour l'avantage que présente le compresseur centrifuge ; un taux de compression important qui est supérieur ou égale à 4 en comparaison avec celui du compresseur axial qui présente un taux de compression compris entre [1.2 et 2]. Un arbre lie mécaniquement le compresseur centrifuge et la turbine, cette dernière peut être centripète ou axiale à un ou plusieurs étages. Sa faible longueur malgré un fort diamètre en fait un moteur compact idéal pour les hélicoptères. [4]

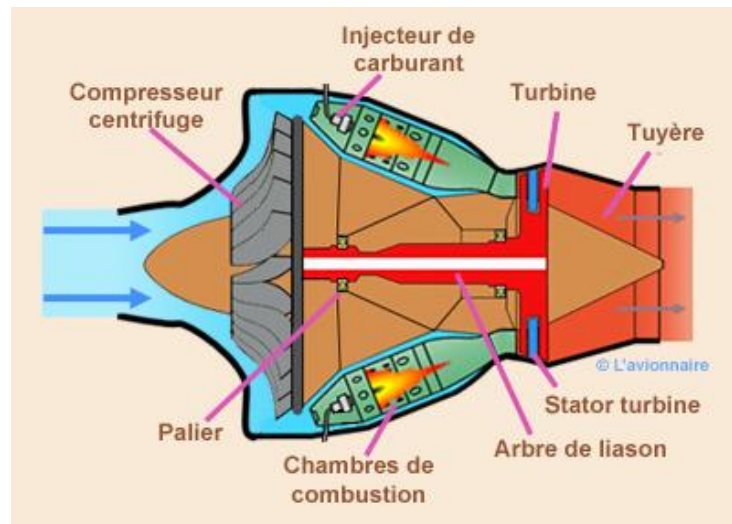


Figure (I.14) : un turboréacteur à compresseur centrifuge comportant plusieurs chambres de combustion et une turbine axiale à deux étages.

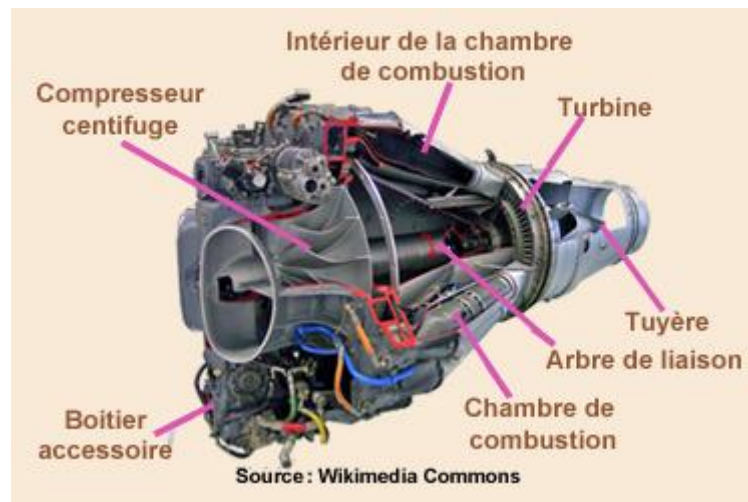


Figure (I.15) : Le De Havilland "Goblin" qui équipait les avions anglais "Vampire"

3.3.2. Turboréacteur à compresseur axial :

3.3.2.1. Turboréacteur simple-flux mono-corps :

C'est le cas le plus simple. Un compresseur axial à plusieurs étages ou combinaison de compresseur centrifuge et axial sont lié mécaniquement par un arbre à une turbine à un ou plusieurs étages. L'ensemble tourne à la même vitesse. Ce type de turboréacteur peut être conçu soit avec plusieurs chambres de combustion, soit avec une seule chambre annulaire. [4]

Le compresseur assure la compression d'air aspiré, il est couplé à une turbine qui l'entraîne par les gaz chauds qui sortent de la chambre de combustion. L'énergie dans la chambre est fournie par la combustion de kérosène avec l'oxygène de l'air absorbé et comprimé par le compresseur.

Une fois prélevée l'énergie nécessaire à l'entraînement du compresseur, il reste encore suffisamment d'énergie provenant de la combustion, donc de pression, pour fournir l'énergie de propulsion requise. La poussée est finalement obtenue au travers d'une « tuyère » destinée à accélérer les gaz sortant de la turbine et dont la section d'éjection est réglée de telle sorte que la poussée soit optimale. Cette section peut être définie une fois pour toutes ou ajustable en vol. [1]

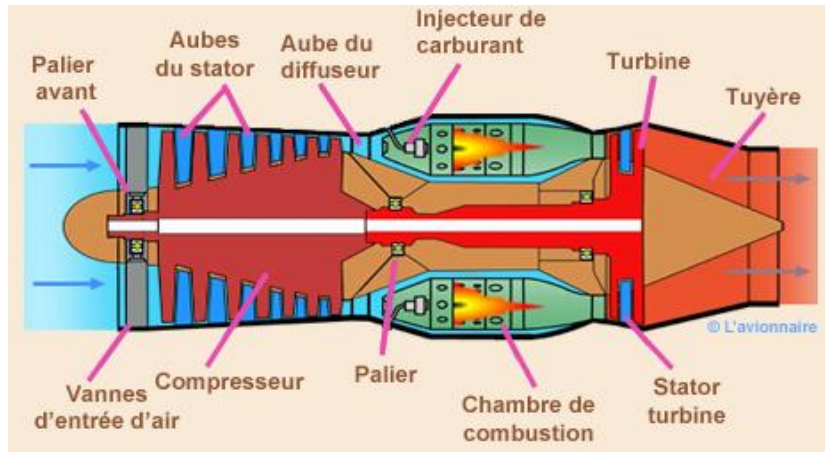


Figure (I.16) : Turboréacteur simple flux mono-corps

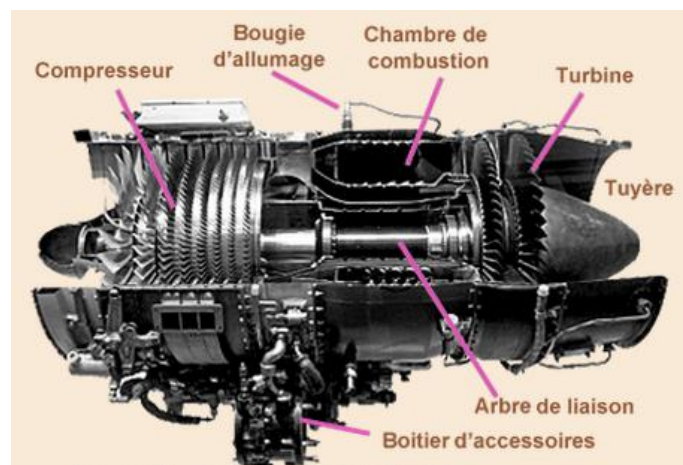


Figure (I.17) : General Electric J85-GE-17A turbojet engine

3.3.2.2. Turboréacteur simple-flux double-corps :

Pour augmenter la puissance certains réacteurs ont un second compresseur relié à une seconde turbine. L'ensemble compresseur et turbine (en rouge ci-dessous) constitue l'attelage N2. L'ensemble compresseur et turbine (en gris ci-dessous) constitue l'attelage N1. Les deux attelages sont liés par des arbres d'entraînement différents et ont des vitesses de rotation différentes.

A noter que l'arbre de l'attelage N1 passe à l'intérieur de l'arbre de l'attelage N2. [4]

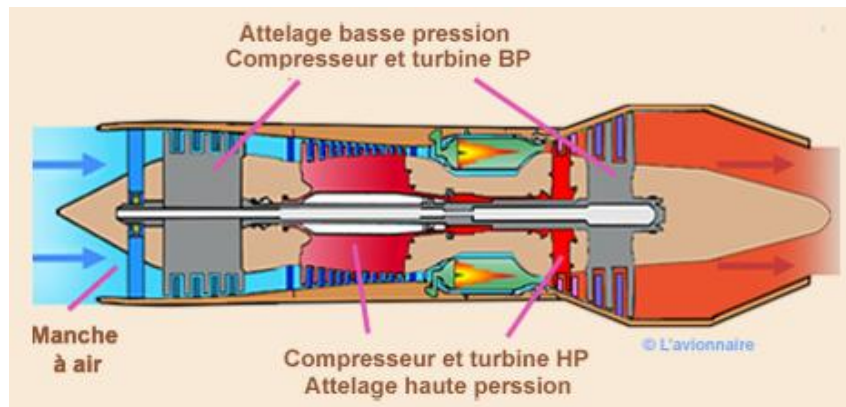


Figure (I.18) : Turboréacteur simple flux double-corps

3.3.2.3. Turboréacteur double-flux simple-corps :

Dans un turboréacteur à simple flux les gaz éjectés le sont en général à des vitesses très élevées. La poussée est également très élevée mais, en contrepartie, on perd une grande partie de l'énergie « cinétique » du jet dont les particules d'air et de gaz brûlés qui sortent du moteur à grandes vitesses vont se disperser dans l'air ambiant.

Si l'on veut utiliser au mieux pour la propulsion l'énergie disponible dans le moteur, la solution consiste à en prélever une partie pour faire fonctionner un ou plusieurs étages supplémentaires de turbine qui elle-même entraînera un compresseur basse-pression. Ce dernier créera donc une poussée supplémentaire en accélérant un flux d'air secondaire (qui ne passera pas par la chambre de combustion) à une vitesse modérée, mais avec un débit significatif. Le schéma ci-dessous en illustre ce principe.

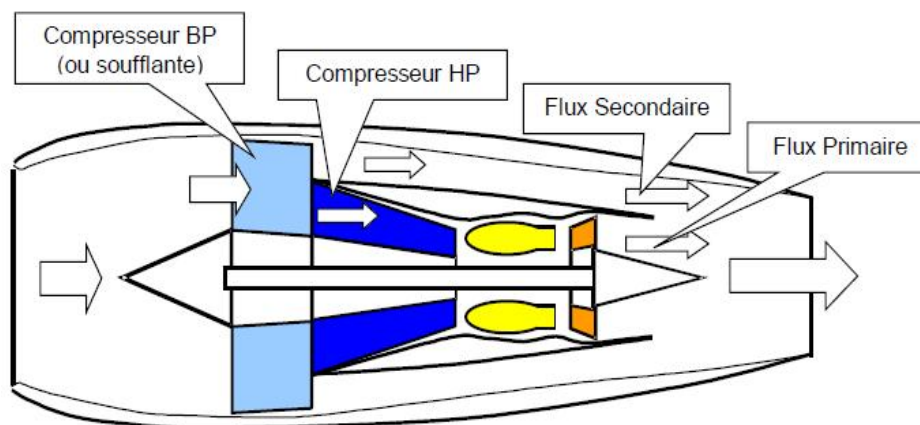


Figure (I.19) : Turboréacteur double-flux simple-corps

3.3.2.4. Turboréacteur double-flux mélangés :

Dans ce cas, le flux primaire ou flux chaud traverse tout le réacteur en passant par le compresseur basse pression et le compresseur haute pression, les chambres de combustion et les turbines haute pression et basse pression. Le flux secondaire ou flux froid (en bleu) contourne toute la partie chaude du réacteur. Les deux flux se rejoignent et se mélangent dans la tuyère avant d'être éjectés.

Sur certains réacteurs pour favoriser le mélange air secondaire (froid)/air primaire (air chaud), un mélangeur (mixer) est rajouté au début de la tuyère. Ce qui produira une dilatation et une accélération du flux secondaire afin d'optimiser la poussée totale. [4]

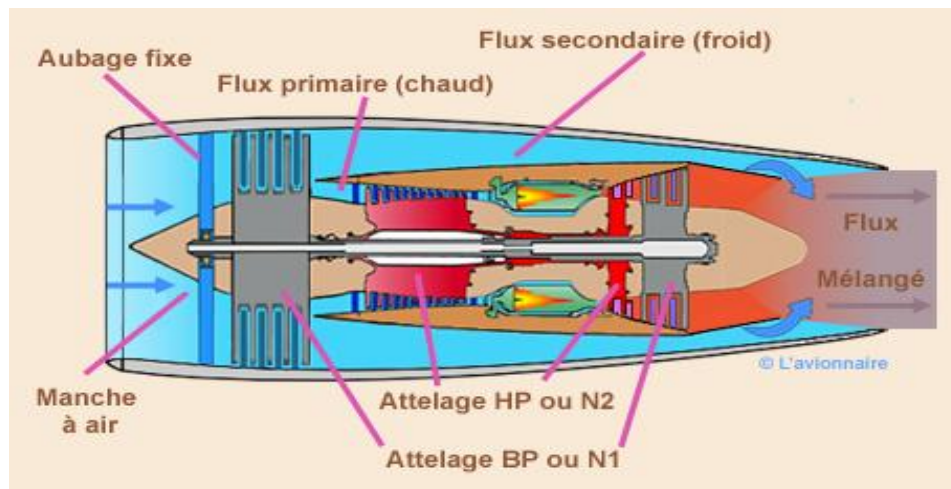


Figure (I.20) : Turboréacteur double flux mélangés

3.3.2.5. Turboréacteur avec post-combustion :

Ce type de turboréacteur est généralement utilisé dans les avions militaires à cause de son prix de revient élevé. Son principe consiste à récupérer les particules non brûlées de carburant (kérosène) sortant de la chambre de combustion, pour les brûler afin d'accroître la poussée du réacteur.

Après la combustion normale du carburant qui a lieu dans la chambre de combustion principale, la post-combustion appelée également réchauffe se fait dans un canal prolongeant la tuyère. Du carburant (Kérosène) injecté de nouveau en fines gouttes se vaporise et se mélange dans l'écoulement à forte vitesse qui sort de la tuyère du turboréacteur, et qui contient encore environ un tiers de l'oxygène de l'air initial. Les flammes créées se stabilisent un peu plus loin dans une ou plusieurs gouttières toriques appelées "accroche-flammes" qui maintiennent des noyaux de recirculation des gaz dans leur sillage. On obtient ainsi un regain de poussée dû à cette nouvelle combustion.

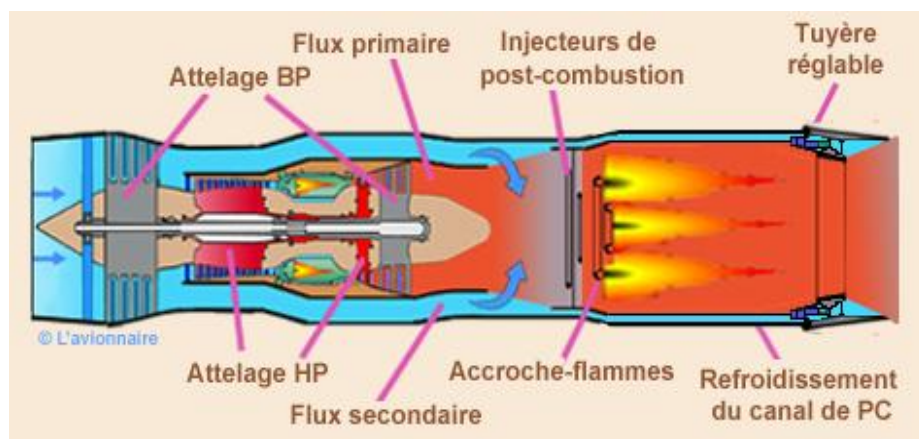


Figure (I.21) : Turboréacteur avec post-combustion

La post-combustion peut aussi bien équiper les turboréacteurs simple flux que double flux. Elle n'est utilisée actuellement que par des avions militaires supersoniques et principalement par des avions de combat rapides à cause de leurs prix excessif. Seuls deux avions civils l'avaient utilisée, le Concorde franco-anglais et le Tupolev Tu-144 russe. [4]

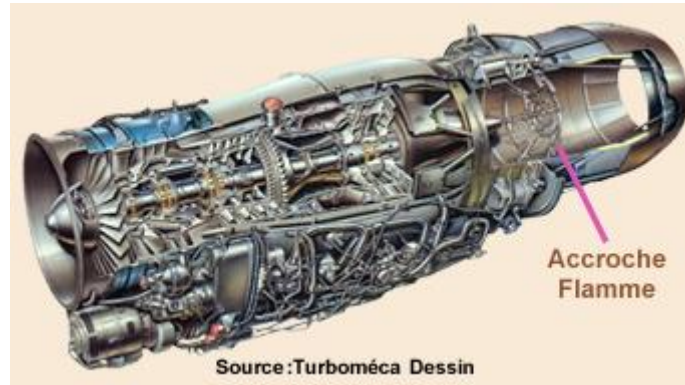


Figure (I.22) : le turboréacteur Adour issu de la coopération Rolls-Royce-Turboméca dans sa version post-combustion

3.3.2.6. Turboréacteur double-flux avec soufflante :

Sur ce type de turboréacteur une soufflante (ou fan en anglais) d'un diamètre bien supérieur au compresseur BP est rajoutée à l'avant de celui-ci. Ce qui permet d'obtenir du flux secondaire un maximum de poussée, 80% de la poussée est assurée par le flux secondaire (flux froid) et les 20% restantes est assurée par le flux primaire (flux chaud). Cette soufflante est entraînée par le même arbre que le compresseur BP. [4]

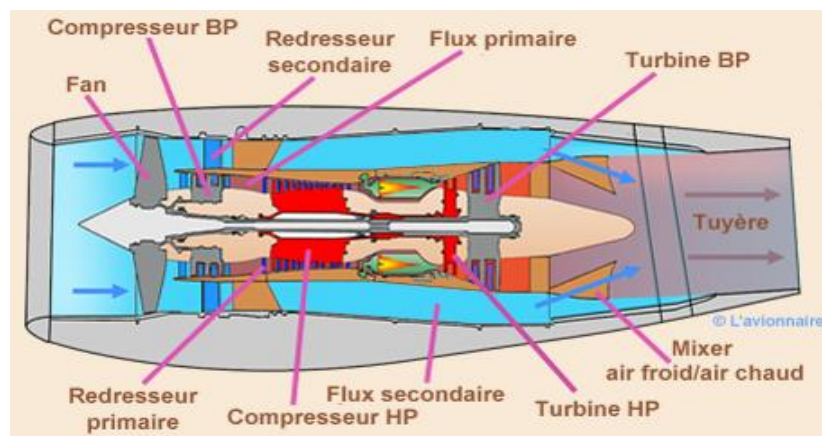


Figure (I.23) : Turboréacteur double flux avec soufflante

3.3.2.7. Turboréacteur double-flux avec grande soufflante :

La soufflante qui reçoit la totalité de l'air est de grandes dimensions. La majeure partie de cet air va constituer le flux secondaire, l'autre partie va constituer le flux primaire.

Le flux secondaire est éjecté par une tuyère secondaire, le flux primaire par une tuyère primaire.

Dans un turboréacteur à simple flux une petite quantité d'air est accélérée très fortement, ce qui entraîne une vitesse d'éjection élevée, créant de fortes turbulences en se mélangeant à l'air ambiant d'où un bruit important.

En revanche dans un turboréacteur à double flux la grande quantité d'air passant dans le flux secondaire est faiblement accélérée et vient "gagner" le flux primaire fortement accéléré d'où une diminution du bruit. Malheureusement la soufflante de fort diamètre engendre d'autres bruits en aval et en amont notamment dans les phases d'approches lorsque la vitesse du jet est réduite.

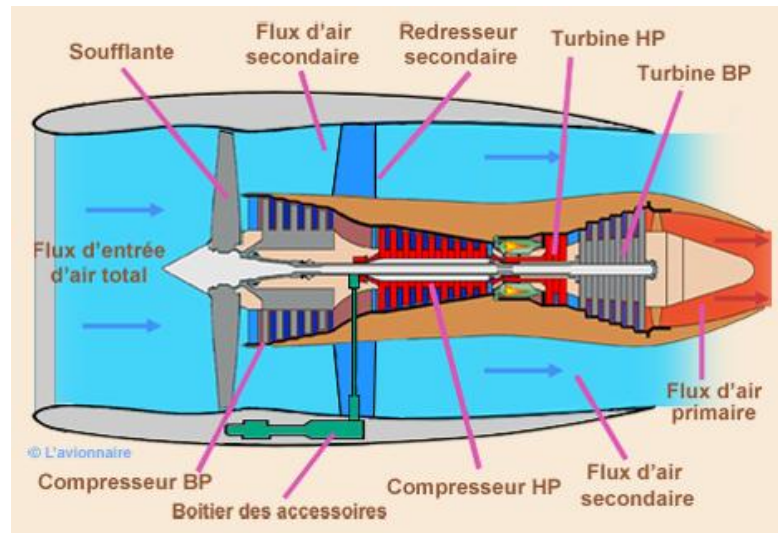


Figure (I.24) : Turboréacteur double flux avec grande soufflante

Le rapport entre le débit d'air du flux secondaire et celui du flux primaire s'appelle rapport de dilution ou taux de dilution. Ce rapport était de 1 au début des années 70 (moteur JT8D Boeing 737), il est actuellement supérieur à 8 comme le GP7200 de Engine Alliance ci-dessous. [4]

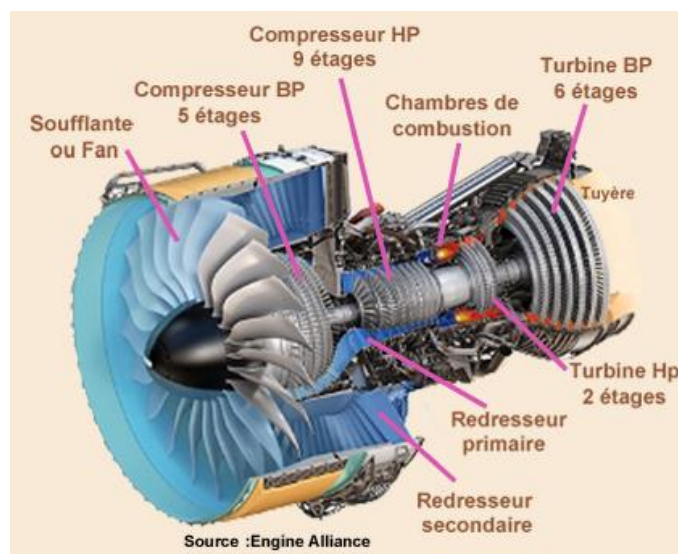


Figure (I.25) : Turboréacteur GP7200 d'Engine Alliance de l'Airbus A380

3.3.3. Comparaison entre les deux types de compresseurs

3.3.3.1. Compresseur axial

L'avantage que présente l'utilisation de ce type de compresseur est son aire frontale réduite, rotor plus léger et moins stressé et enfin son rendement par étage est élevé.

Les inconvénients sont que son taux de compression par étage est petit (compris entre [1.2 et 2]) et il est plus susceptible aux instabilités aérodynamiques. [6]

3.3.3.2. Compresseur centrifuge

L'avantage que présente l'utilisation de ce type de compresseur, c'est l'importance du taux de compression par étage qu'il peut atteindre (≈ 10) et aussi sa grande résistance aux instabilités aérodynamiques.

Les inconvénients sont : son rotor lourd et plus stressé, son rendement qui est relativement faible et son aire frontale élevée. [6]

Chapitre II

Rappels Généraux

1. Rappels de la mécanique des fluides

Tout système de propulsion est basé sur le principe de l'égalité de l'action et de la réaction. Selon ce principe, toute action d'un corps sur autre s'accompagne d'une réaction qui lui est égale et directement opposée. Pour les avions, les gaz brûlés produisent une force qui provoque une réaction sur l'engin dite poussée, c'est cette poussée qui fait déplacer l'avion. Comme tout problème de physique, la résolution d'un problème de mécanique de fluide passe par la recherche des équations le gouvernant. Elles sont issues des trois principes de mécanique :

- Principe de conservation de la masse.
- Principe de conservation de la quantité de mouvement.
- Principe de conservation d'énergie.

Auxquelles on ajoute les conditions initiales si l'écoulement n'est pas permanent et les conditions aux frontières.

1.1. Equation de continuité

L'équation de continuité traduit, donc, le principe de conservation de la masse. L'augmentation de masse pendant un certain temps du fluide contenu dans un volume donné doit être égal à la somme des masses de fluide qui y entrent, diminuée de celles qui en sortent. Si source et/ou puits existent, il faut les intégrer dans le bilan massique. La relation mathématique correspondante est la suivante : [10.11]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = \sum \rho q_v \quad (\text{II.1})$$

Soit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} = \sum \rho q_v \quad (\text{II.2})$$

Soient u, v, w les projections sur les axes $Oxyz$ de la vitesse \vec{V} , et q_v le débit par unité de volume. Nous pouvons établir cette relation en faisant le bilan des apports et des retraits de masse par rapport un élément de volume élémentaire de forme parallélépipédique :

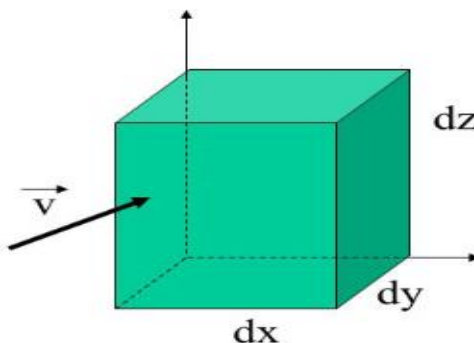


Figure (II.1) : Projection de la vitesse sur les axes Oxyz.

On sait que le débit traversant une face, soit celle perpendiculaire à l'axe des x , est :

$$q_{vx} = \rho u Sx = \rho u dy dz.$$

En adoptant la convention que tout ce qui rentre dans le volume Ω est positif et ce qui sort négatif on peut démontrer :

$$\left[\rho u - \left(\rho u + \frac{\partial \rho u}{\partial x} dx \right) \right] dy dz + \left[\rho v - \left(\rho v + \frac{\partial \rho v}{\partial y} dy \right) \right] dx dz + \left[\rho w - \left(\rho w + \frac{\partial \rho w}{\partial z} dz \right) \right] dx dy = \sum \rho Q_v dx dy dz$$

après simplification, on obtient la relation (II.1).

1.1.1. Cas d'un mouvement permanent

Si le mouvement est permanent $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, l'équation (II.1) se réduit à :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = \sum \rho q_v$$

1.1.2. Cas d'un mouvement conservatif

$$\sum \rho q_v = 0$$

Alors on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{V} = 0$$

Si l'écoulement est permanent conservatif :

$$\text{div } \rho \vec{V} = 0$$

1.2. Théorème de BERNOULLI

On considère un écoulement permanent isochore d'un fluide parfait, entre les sections S_1 et S_2 , pour lesquelles il n'y a aucune machine hydraulique. Soit la masse m et le volume Ω du fluide qui traverse la section S_1 entre les instants t et $t+dt$. Pendant ce temps la même masse et le même volume de fluide passe à travers la section S_2 . Tout se passe comme si ce fluide était passé de la position 1 à la position 2. [12]

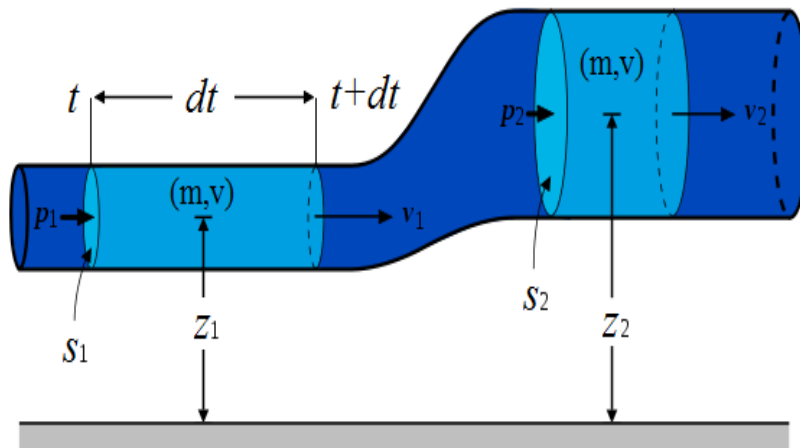


Figure (II.2) : Résumé schématique du théorème de Bernoulli

Le premier principe de la thermodynamique pour un système ouvert s'exprime :

$$\Delta H + \Delta E_c + \Delta E_p = Q + \int V dP \text{ (II.3)}$$

En grandeur massique ça donne :

$$\Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p = q + \int \frac{dP}{\rho}$$

L'écoulement est du type dynamique pur sans échange de travail avec l'extérieur:

$$\Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p = 0$$

En considérant que le fluide est incompressible ($\rho = C^{te}$); l'équation devient :

$$\left(u_2 + \frac{P_2}{\rho} - u_1 - \frac{P_1}{\rho}\right) + \left(\frac{1}{2}V_2^2 - \frac{1}{2}V_1^2\right) + (\rho g z_2 - \rho g z_1) = 0$$

$h = u + \frac{P}{\rho}$: Enthalpie spécifique

Comme $u_1 = u_2$ on a :

$$\left(\frac{P_2}{\rho} - \frac{P_1}{\rho}\right) + \left(\frac{1}{2}V_2^2 - \frac{1}{2}V_1^2\right) + \rho g(z_2 - z_1) = 0$$

Le théorème de Bernoulli est exprimé par :

$$P + \frac{1}{2}\rho V^2 + \rho g z = C^{te} \quad \text{(II.4)}$$

- P : Pression statique.
- $\frac{1}{2}\rho V^2$: Pression dynamique.
- $\rho g z$: Pression de pesanteur.

1.3. Equation d'énergie

Le premier principe de la thermodynamique pour un système ouvert donne :

$$\Delta H + \Delta E_C + \Delta E_P = W_T + Q$$

- ΔH : Variation d'enthalpie.
- ΔE_C : Variation cinétique.
- ΔE_P : Variation potentielle.

Le système étant isolé mécaniquement (pas de travail de transvasement $W_T = 0$) et thermiquement (écoulement adiabatique $Q=0$), ΔE_P étant négligé, on obtient : [13]

$$\Delta H + \Delta E_C = 0$$

Entre les états 1 et 2 on a :

$$(H_2 - H_1) + \frac{1}{2}(V_2^2 - V_1^2) = 0$$

Qu'on peut écrire :

$$\left(H_2 + \frac{1}{2}V_2^2\right) - \left(H_1 + \frac{1}{2}V_1^2\right) = 0$$

En conditions d'arrêts :

$$H_{t2} - H_{t1} = 0$$

Qui se résume :

$$H_t = H + \frac{V^2}{2} = C^{te} \text{ (II.5)}$$

La relation (II.5) est appelée équation de Zeuner. Elle exprime la conservation de la somme de l'énergie cinétique et enthalpique. H_t est l'enthalpie totale. Ainsi, dans un écoulement adiabatique, l'enthalpie totale du fluide se conserve. C'est ce que l'on rencontre dans les tuyères, les entrées d'air de réacteurs adiabatiques, à la traversée d'aubages fixes de compresseur ou de turbine.

Remarque :

Cette notion de conditions génératrices est particulière aux fluides compressibles. On peut en avoir une représentation physique en supposant que l'écoulement est alimenté par un réservoir de grande section dans lequel la vitesse est pratiquement nulle.

1.4. L'équation de NAVIER – STOKES

L'équation de Navier – Stokes n'est rien d'autre que l'écriture du principe fondamental de la dynamique à une particule fluide, soumise à son poids, à la force volumique de viscosité et aux forces de pression.. La figure (II.3) montre l'application de cette équation :

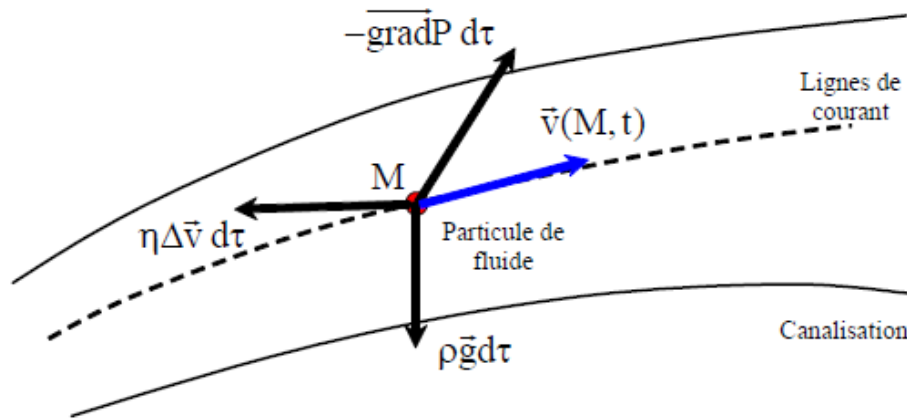


Figure (II.3) : Equation de NAVIER-STOKES

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \overrightarrow{grad}) \vec{v} \right) = -\overrightarrow{grad}(P) + \rho \vec{g} + \eta \Delta^2 \vec{v}$$

- η : Viscosité dynamique.
- ρ : Masse volumique.
- $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$: Variation de la vitesse de la particule de fluide en fonction du temps.
- P : Pression.
- g : Gravité.

2. Rappels de la thermodynamique

2.1. Introduction

La thermodynamique, branche essentielle de l'énergétique, est la science qui étudie les lois qui précèdent aux échanges d'énergie; notamment celles qui concernent les transformations de l'énergie calorifique ou thermique en une autre forme d'énergie (mécanique, chimique, etc.)

La thermodynamique est basée sur quatre principes fondamentaux. (Le principe zéro, le premier principe, le second principe et le troisième principe) que nous étudierons un peu plus loin. [7]

2.2. Langage thermodynamique Système

Un système est un corps ou un ensemble de corps de masse déterminée et délimitée dans l'espace.

2.2.1. Milieu extérieur

On considère le système dont on étudie les transformations et qu'on délimite par une frontière. Tout ce qui se trouve à l'extérieur de cette frontière est appelé milieu extérieur.

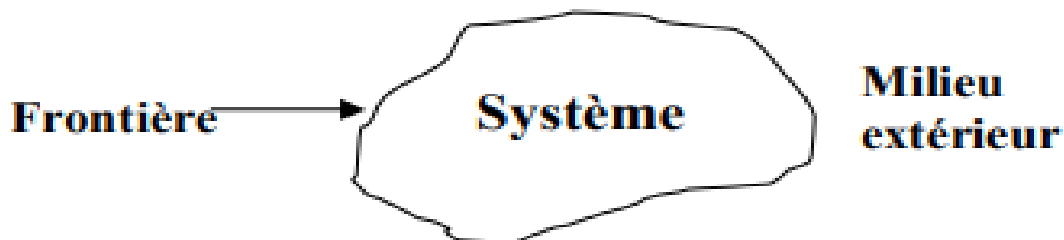


Figure (II.4) : Schéma représentant le milieu extérieur

2.2.2. Système thermiquement isolé

Le système n'échange ni énergie, ni matière avec le milieu extérieur.

2.2.3. Système ouvert

Le système échange de l'énergie et de la matière avec le milieu extérieur.

2.2.4. Système fermé

Le système échange uniquement de l'énergie avec le milieu extérieur.

2.3. Les états du système

2.3.1. Etat d'un système

L'état d'un système est déterminé par des variables qui le caractérisent à chaque instant. Exemple : la pression P , la température T et le volume V sont des variables d'état.

2.3.2. Etat d'équilibre

On dit qu'un système est en équilibre lorsque toutes ses variables d'état demeurent constantes au cours du temps.

2.3.3. Transformation

Une transformation est une opération qui modifie l'état d'un système, le faisant évoluer d'un état d'équilibre initial à un état d'équilibre final. Exemple : Pour un fluide homogène, une transformation modifiera au moins une des trois variables : P , V ou T

$$\begin{array}{ccc} \{P_1, V_1, T_1\} & \xrightarrow{\text{TRANSFORMATION}} & \{P_2, V_2, T_2\} \\ \text{Etat d'équilibre initial} & & \text{Etat d'équilibre final} \end{array}$$

Si les états intermédiaires successifs sont aussi des états d'équilibre, la transformation est quasi statique. Si en plus on peut inverser la transformation à chaque instant, la transformation est réversible sinon la transformation est irréversible (lorsque les états intermédiaires ne sont pas des états d'équilibre).

2.3.4. Transformation isotherme

Au cours de l'évolution la température du système reste constante.

2.3.5. Transformation adiabatique

Au cours de l'évolution le système n'échange pas de chaleur avec le milieu extérieur.

2.3.6. Transformation isochore

Le volume du système reste constant durant l'évolution.

2.3.7. Transformation isobare :

La pression du système ne change pas au cours de la transformation.

2.4. Définition d'un gaz parfait

Un gaz parfait est un gaz dont les molécules n'ont aucune action mutuelle. Lorsque l'on fait croître le volume occupé par un gaz, la pression du gaz décroît tandis que les

interactions entre molécules diminuent. Un gaz réel tend vers le gaz parfait quand la pression tend vers zéro.[8]

$$P.V = nRT \text{ (II.6)}$$

Tel que :

- P : pression du gaz (pascale).
- V : volume occupé (m^3).
- n : quantité de la matière (mole).
- R : constante des gaz parfaits ($R=8.314 \text{ J/mol.K}$).
- T : température (kelvin).

Cette équation peut s'écrire sous d'autre forme :

$$P.U = rT \text{ (II.7)}$$

$$\frac{P}{\rho} = rT \text{ (II.8)}$$

- U: Volume massique ($U = \frac{1}{\rho}$).
- ρ : Masse volumique.
- r : $\frac{R}{M}$ (J/Kg.K).
- M : masse molaire.

Pour l'air, qui est considéré comme un gaz parfait : $r=287 \text{ J /Kg.K}$.

2.5. Premier principe de la thermodynamique

Le premier principe ou principe d'équivalence, permet de faire le bilan des différentes formes d'énergies relatives à un système lors d'une transformation donnée, mais sans pour autant indiquer le sens du déroulement de cette transformation. Il ne tient pas compte du caractère d'irréversibilité d'une opération. [9]

2.5.1. Un système fermé

Un principe ne se démontre pas. Il est vérifié par l'expérience. A tout système est associée une fonction d'état U appelée énergie interne. Au cours d'une transformation d'un état i à un état f, la variation d'énergie interne est:

$$\Delta U = W + Q \text{ (II.9)}$$

Avec la convention de W le travail mécanique et Q quantité de chaleur reçue par le système comptés > 0 .

Pour une transformation élémentaire (dans laquelle les états i et f très proches) :

$$dU = \delta W + \delta Q \quad (\text{II.10})$$

C'est le principe de conservation de l'énergie. Si le contenu d'énergie ΔU , d'un système augmente, il faut que cette énergie soit puisée dans le milieu extérieur.

2.5.2 Système ouvert

Les systèmes ouverts, pouvant échanger avec le milieu extérieur de l'énergie et/ou de la matière, jouent un rôle prépondérant dans la nature car de nombreux systèmes réels sont des systèmes ouverts (par exemple les moteurs et tous les êtres vivants).

On considère un système ouvert Ω défini par le contenu matériel d'une surface (S). On note $M(t)$ la masse du système à l'instant t . Le bilan de masse entre les instants t et $t + dt$ s'écrit :

$$\delta M(t) + \delta m_e = M(t + dt) + \delta m_s$$

δm_e et δm_s sont respectivement les masses entrantes et sortantes du système pendant dt . L'idée maîtresse est de ramener le système ouvert original au système fermé constitué à l'instant t de $M(t)$ et de δm_e , et à l'instant $t + dt$ de $M(t + dt)$ et de δm_s . En notant e_e et e_s les énergies massiques en entrée et en sortie, l'énergie totale de ce système fermé est $E(t) + e_e \delta m_e$ à l'instant t et $E(t + dt) + e_s \delta m_s$ à l'instant $t + dt$. En notant δW et δQ le travail et la chaleur reçus par le système pendant dt , le 1er principe appliqué au système fermé permet d'écrire que :

$$[E(t + dt) + e_s \delta m_s] - [E(t) + e_e \delta m_e] = \delta W + \delta Q$$

Dont on déduit l'expression du 1er principe pour un système ouvert :

$$d\dot{E} = \delta \dot{W} + \delta \dot{Q} + \dot{e}_e \delta m_e - \dot{e}_s \delta m_s \quad (\text{II.11})$$

Dans cette expression, δW , δQ , $e_e \delta m_e$ et $e_s \delta m_s$ représentent respectivement les termes d'échange d'énergie par travail, par transfert thermique et par transfert de matière, ou convection.

2.6. Expression des chaleurs échangées

Cas général :

$$\delta Q = dU - \delta W$$

Pour une transformation réversible :

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= C_V \cdot dT + l \cdot dv \\ \delta Q &= C_P \cdot dT + h dP \\ \delta Q &= \lambda dv + \mu dP \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.12})$$

2.7. Deuxième principe de la thermodynamique

Soit un système ouvert qui a plusieurs entrées et sorties. Pendant un intervalle de temps dt , il y'a apport de masse dm_i , on peut définir, alors :

$$\begin{aligned} dU &= \delta W + \delta Q + \sum_i h_i \cdot dm_i \\ d\hat{S} &= \delta\hat{S}_{reçue} + \delta\hat{S} + \sum_i \hat{S}_i \cdot dm_i \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

- \hat{S}_i : Entropie massique des fluides qui entrent ou qui sortent.
- h_i : Enthalpie massique des fluides qui y entrent ou qui sortent.
- $\delta\hat{S}_{reçue}$: Entropie créée par l'apport de δQ .
- $\delta\hat{S}_i$: Irréversibilité au sien du système.

$$d\hat{S} = \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{II.14})$$

Tout système fermé est caractérisé par une fonction d'état extensive ; appelée entropie et possédant pour une évolution infinitésimale la propriété suivante :

$$d\hat{S} \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{II.15})$$

2.8. Transformation polytropique

Une évolution polytropique obéit à la relation suivante :

$$P \cdot v^k = cst$$

Selon les valeurs particulières des coefficients polytropiques K , on écrit :

- Pour $K=0$ l'évolution est isobare.
- Pour $K=1$ l'évolution est isotherme.
- Pour $K=\gamma$ l'évolution est isentropique (Appelé aussi la loi de POISSON).
- Pour $K \rightarrow \infty$ l'évolution est isochore.

3. Rappels de la dynamique des gaz :

3.1. Vitesse de son

L'onde sonore est une onde mécanique qui nécessite un milieu matériel élastique et déformable pour se propager. L'onde sonore consiste en une propagation de proche en proche d'une déformation qui provoque localement des variations de pression et des oscillations des molécules autour de leur position d'équilibre.

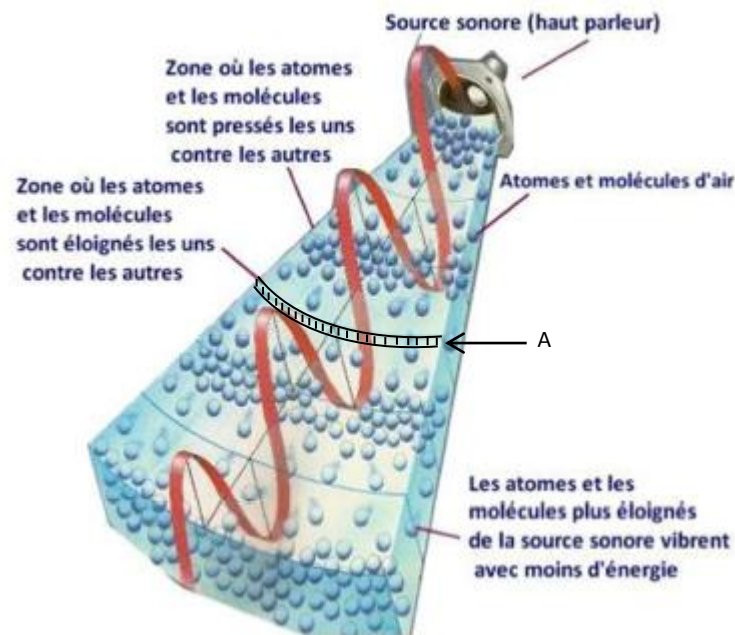


Figure (II.5) : Schéma montrant l'onde sonore.

A : Représente la section.

On applique le théorème d'Euler à L'élément A :

$$P.A - (P + \Delta P)A = \dot{m}(a - \Delta V - a)$$

Avec: $\dot{m} = \rho . A . a$

$$P . A - (P + \Delta P)A = -\dot{m}\Delta V = \rho A a (-\Delta V)$$

$$-\Delta P = -\rho a \Delta V$$

$$\Delta P = \rho a \Delta V$$

Et avec équation de continuité

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \rho A a = (\rho + \Delta\rho) A (a - \Delta V) \\ \rho a &= (\rho + \Delta\rho)(a - \Delta V) = \rho a + a\Delta\rho - (\rho + \Delta\rho)\Delta V \end{aligned}$$

$$a\Delta\rho = (\rho + \Delta\rho)\Delta V$$

$$\Delta V = \frac{a\Delta\rho}{\rho + \Delta\rho}$$

En remplace ΔV dans l'expression ΔP on aura :

$$\Delta P = \rho a \Delta V = \rho \frac{a^2 \Delta\rho}{\rho + \Delta\rho}$$

$$a^2 = \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho}\right) \frac{\Delta P}{\Delta\rho}$$

La vitesse du son aux petites perturbations implique que la $\text{Lim}\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)$ est 0.

$$\text{Soit : } a^2 = \frac{dP}{d\rho}$$

Pour un gaz parfait : $\frac{P}{\rho^\gamma} = C^{\text{te}}$

$$\begin{aligned} P &= C^{\text{te}} * \rho^\gamma \\ \frac{\partial P}{\partial \rho} &= C^{\text{te}} * \gamma * \rho^{\gamma-1} = \frac{\gamma P}{\rho} \end{aligned}$$

$$\text{Avec : } \frac{\gamma P}{\rho} = \gamma r T$$

D'où :

$$a = \sqrt{\gamma r T} \text{ (II.16)}$$

3.1.1. Concept de point d'arrêt

Le point d'arrêt correspond à l'état où le fluide est au repos, autrement dit sa vitesse est nulle. L'équation d'énergie s'écrit dans ce cas.

$$h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 = h_0$$

3.1.2. Ecoulement isentropique de fluides parfaits

Equation d'énergie, dans ce cas, appliquée entre une section quelconque de l'écoulement et l'état d'arrêt donne :

$$h_0 = h + \frac{1}{2}V^2$$

Comme le fluide est parfait :

$$\Delta h = C_p \Delta T$$

Donc l'équation d'énergie devient :

$$C_p T_0 = C_p T + \frac{1}{2}V^2$$

On a :

$$C_p - C_v = r \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

$$C_p = \frac{\gamma r}{\gamma - 1}$$

On remplace C_p dans l'équation d'énergie ce qui donne :

$$\frac{\gamma r}{\gamma - 1} T_0 = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} T + \frac{1}{2}V^2$$

L'équation d'état $P = \gamma r T$ permet de réécrire cette équation :

$$\frac{1}{2}V^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_0}{\rho_0} \quad (\text{II.17})$$

L'introduction de la vitesse de son :

$$a = \sqrt{\gamma r T} = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}$$

Donne :

$$\frac{1}{2}V^2 + \frac{a^2}{\gamma - 1} = \frac{a_0^2}{\gamma - 1}$$

$$\frac{V^2}{a^2} + \frac{2}{\gamma - 1} = \frac{a_0^2}{a^2} \frac{2}{\gamma - 1}$$

$$M^2 + \frac{2}{\gamma - 1} = \frac{a_0^2}{a^2} \frac{2}{\gamma - 1}$$

$$\frac{a_0^2}{a^2} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2$$

Finalement :

$$a_0^2 = a^2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \quad (\text{II.18})$$

M est le nombre de Mach dont voici la définition.

3.2. Nombre de Mach

Le nombre de Mach est le rapport de la vitesse du fluide au point considéré par la vitesse locale du son. [12]

$$M = \frac{v}{a} = \frac{v}{\sqrt{\gamma r T}} \quad (\text{II.19})$$

On distingue alors trois types d'écoulements :

- $M < 1$: l'écoulement est dit subsonique. L'engin volant est constamment enveloppé par les perturbations qu'il aura créées.
- $M = 1$: l'écoulement est dit sonique ou critique. Dans ce cas l'objet volant dépasse les perturbations créées. La figure (II.7) synthétise la position de l'engin par rapport à ses perturbations
- $M > 1$: l'écoulement est dit supersonique.

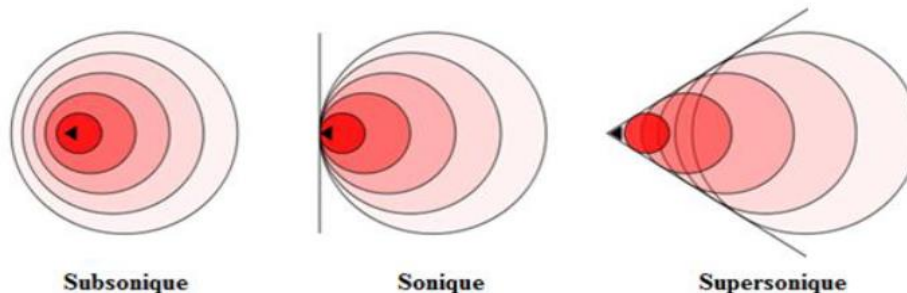


Figure (II.6) : Différents régimes d'écoulement en fonction du nombre de mach

3.3. Equation d'énergie

De l'équation de ZEUNER, on a :

$$C_p T + \frac{1}{2} V^2 = C^{te} \quad (\text{II.20})$$

Qu'on peut écrire par l'introduction du C_p et de la vitesse du son

$$C_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} r \text{ et } a = \sqrt{\gamma r T}$$

Comme suit :

$$\frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{V^2}{2} = C^{te}$$

3.4. Théorème d'HUGONIOT

➤ Relation entre dS et dV

L'équation de continuité sous forme différentielle est donnée par :

$$\frac{dV}{V} + \frac{dS}{S} + \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

$$\frac{dS}{S} = -\frac{d\rho}{\rho} - \frac{dV}{V}$$

L'équation de Barré de Saint Venant nous fournit :

$$\frac{dP}{\rho} + VdV = 0 \text{ (II.21)}$$

La célérité du son s'exprime :

$$a = \sqrt{\gamma r T} = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}$$

$$a^2 = \gamma \frac{P}{\rho}$$

$$dP = a^2 d\rho$$

En remplaçant dans (II.21) on aura :

$$a^2 \frac{d\rho}{\rho} + VdV = 0$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{a^2} VdV$$

En remplaçant dans l'équation de continuité on obtient :

$$\frac{dS}{S} = \frac{1}{a^2} VdV - \frac{dV}{V}$$

$$\frac{dS}{S} = \frac{dV}{V} \left(\frac{V^2}{a^2} - 1 \right)$$

En introduisant le nombre de Mach :

$$\frac{dS}{S} = \frac{dV}{V} (M^2 - 1) \quad \text{(II.22)}$$

➤ Relation entre dP et dV

En partant de :

$$\frac{dP}{\rho} + VdV = 0$$

$$\frac{dP}{\rho} = -VdV$$

$$\frac{dP}{\rho V^2} = -\frac{dV}{V}$$

On a:

$$a = \sqrt{\gamma r T} = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}$$

$$a^2 = \gamma \frac{P}{\rho}$$

$$\rho = \gamma \frac{P}{a^2}$$

En remplaçant on trouve :

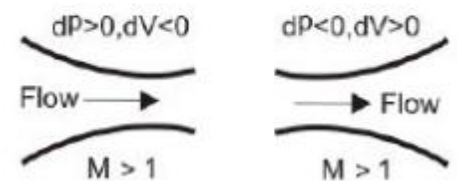
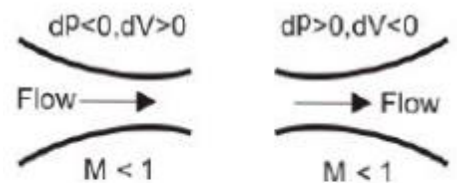
$$\frac{dP}{P} = -\gamma \frac{V^2}{a^2} \frac{dV}{V}$$

En introduisant le nombre de Mach :

$$\frac{dP}{P} = -\gamma M^2 \frac{dV}{V} \tag{II.23}$$

➤ Interprétation des relations d'Hugoniot

- **Si $M=1$** : Ecoulement sonique. La section au col est minimale (S_{mini}).
- **Si $M < 1$** : Ecoulement subsonique.
 $V \nearrow$ si $S \searrow$ $P \searrow$ ($P_t = \text{cte}$).
 $V \searrow$ si $S \nearrow$ $P \nearrow$ ($P_t = \text{cte}$).
- **Si $M > 1$** : Ecoulement supersonique.
 $V \searrow$ si $S \searrow$ $P \nearrow$ ($P_t = \text{cte}$).
 $V \nearrow$ si $S \nearrow$ $P \searrow$ ($P_t = \text{cte}$).



3.5. Etat générateur

C'est un état réel ou fictif où le fluide est au repos. On peut l'assimiler à un réservoir de grandes dimensions de tel sorte que le débit qui s'écoule ne modifie en rien les paramètres thermodynamiques de fluide qui s'y trouve.

$$h_t = h + \frac{V^2}{2}$$

Les paramètres de l'état générateur se confondent avec ceux du point d'arrêt lorsque l'écoulement est isentropique.

3.6. Grandeurs génératrices réduites

De l'équation précédente, on a :

$$C_p T_t = C_p T + \frac{V^2}{2}$$

$$C_p = \frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1}$$

En remplaçant C_p , on obtient :

$$\frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1} T_t = \frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1} T + \frac{V^2}{2}$$

En réduisant à T :

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{(\gamma - 1)V^2}{2 \cdot \gamma \cdot r \cdot T}$$

Soit :

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (\text{II.24})$$

A partir de la loi d'état et celle d'isentropie :

$$\frac{P_t}{P} = \frac{\rho_t T_t}{\rho T}$$

$$\frac{P_t}{\rho_t^\gamma} = \frac{P}{\rho^\gamma}$$

On écrit :

$$\frac{P_t}{P} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \quad (\text{II.25})$$

$$\frac{\rho_t}{\rho} = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{II.26})$$

$$\frac{a_t}{a} = \sqrt{\frac{\gamma \cdot r \cdot T_t}{\gamma r T}} = \sqrt{1 + \frac{(\gamma-1)M^2}{2}} \quad (\text{II.27})$$

Le rapport de vitesses au niveau de deux sections différentes d'un écoulement non supersonique S_1 et S_2 est donné par:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_1 a_1}{M_2 a_2}$$

Ou :

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{T_1}{T_2}}$$

3.7. Rapport de section :

D'après la conservation du débit massique, on peut écrire :

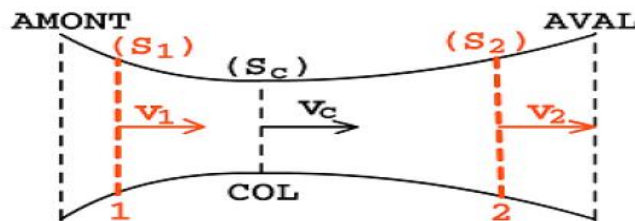


Figure (II.7) : Tuyère à section variable

$$\rho_2 S_2 V_2 = \rho_1 S_1 V_1$$

Par définition du nombre de mach :

$$\rho_1 M_1 \sqrt{\gamma r T_1} S_1 = \rho_2 M_2 \sqrt{\gamma r T_2} S_2$$

$$\rho_1 M_1 \sqrt{T_1} S_1 = \rho_2 M_2 \sqrt{T_2} S_2$$

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{M_2 \sqrt{T_2} \rho_2}{M_1 \sqrt{T_1} \rho_1}$$

Pour un écoulement isentropique :

$$T\rho^{\gamma-1} = \text{cte}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

En faisant intervenir l'équation de Barré de Saint-Venant en 1 et 2 :

$$\frac{T_{t1}}{T_1} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{1}{2}} \frac{T_{t2}}{T_2} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

Finalement on aura :

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{M_2}{M_1} = \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (\text{II.28})$$

Chapitre III

Etude et calculs des performances du
turboréacteur mono-corps mono-flux

« Nene »

Données du turboréacteur

Débit massique d'air : $\dot{m}_a = 40 \text{ Kg/s}$.

Taux de compresseur : $\tau = 4$.

Vitesse de rotation : $N = 12300 \text{ tr/min}$.

Diamètre extérieur du rotor : $D_e = 725 \text{ mm}$.

Compresseur centrifuge a double entrée.

9 chambres de combustion annulaires réparties autour de l'axe de la machine.

Température à la sortie de la chambre de combustion : $T_2 = 800 \text{ C}^\circ$

Turbine à un seul étage

Poussée au point fixe : 22500 N

Introduction

Cette partie énumère tout d'abord quelques notations de composants de turboréacteurs pour ensuite développer des descriptions de calculs de cycles. Notre étude se concentrera sur le turboréacteur « Nene » mis au point par le célèbre motoriste Rolls-Royce.

Le turboréacteur est de type mono-corps mono-flux, en état d'arrêt, composé d'un canal d'admission convergent, d'un compresseur centrifuge à double entrée d'air avec un taux de compression égale à 4, de 09 chambres de combustion annulaires réparties autour de l'axe de la machine, d'une turbine axiale à un seul étage et d'une tuyère d'éjection convergente.

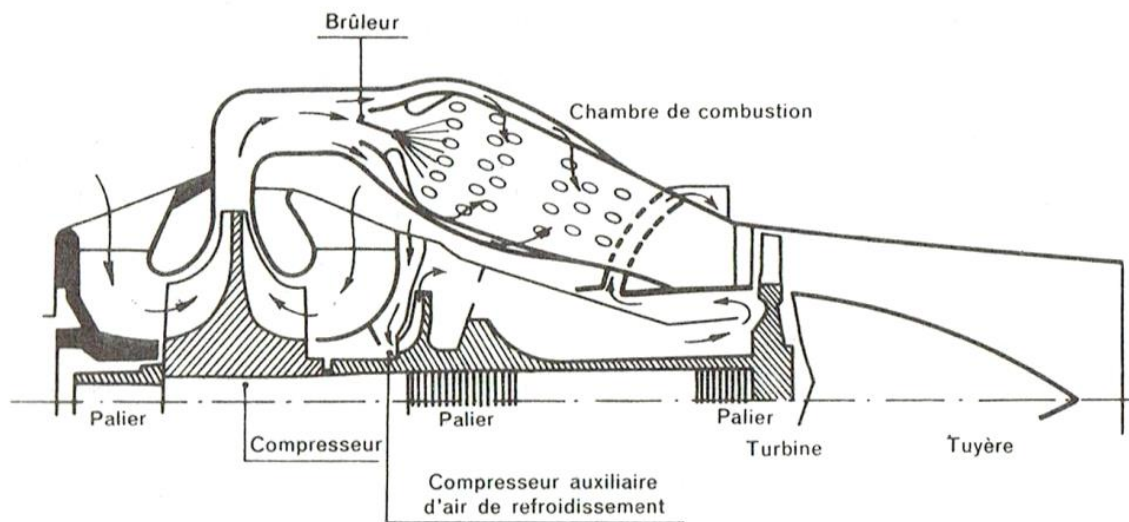


Figure (III.1) : Schéma du turboréacteur « Nene »

1. Entrée d'air (canal d'admission)

1.1. Présentation

L'entrée d'air est le premier composant du moteur rencontré par le flux d'air entrant. La totalité d'air aspiré par le compresseur passe par la chambre de combustion et la turbine afin de fournir au moteur le débit massique souhaité pour une large gamme de vitesse d'entrée. Le canal d'admission peut avoir une forme convergente ou divergente. Dans notre cas le turboréacteur est au point fixe donc il est convergent. Dans ces conditions, la vitesse augmente en crescendo suite à la diminution progressive de la section de ce canal

1.2. Etude thermodynamique

La figure (III.2) représente l'évolution des températures en fonction de l'entropie dans le canal d'admission. L'indice 0 correspond à son entrée et 1 à sa sortie.

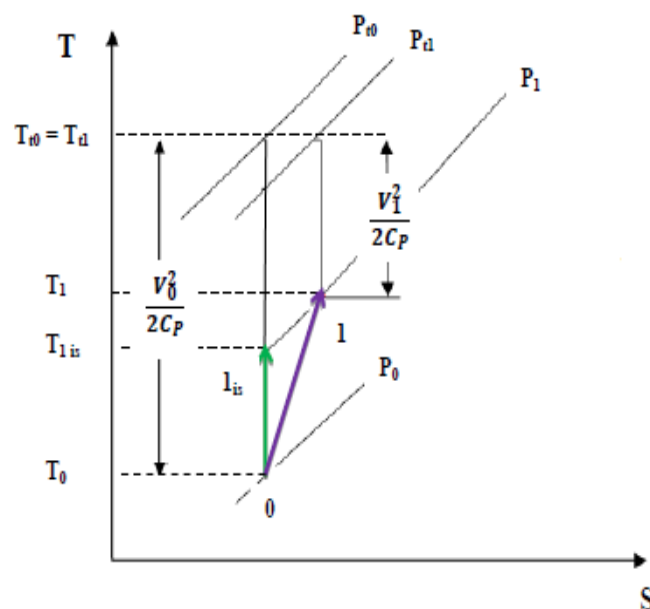


Figure (III.2) : Diagramme (T-S) entre d'air.

1.3. Paramètres thermodynamiques

On utilise le 1^{er} principe de la thermodynamique :

$$Q + W = \Delta H + \Delta E_C + \Delta E_P \quad (\text{III.1})$$

Dans le cadre des hypothèses suivantes :

- $Q=0$ évolution supposée adiabatique.
- $W=0$ pas de travail.
- $\Delta E_P = 0$ pas de dénivellation.

On peut la réduire à :

$$H_0 + \frac{V_0^2}{2} = H_1 + \frac{V_1^2}{2} = C^{te} \quad (\text{III.2})$$

Le terme :

$H + \frac{V^2}{2}$: désigne l'enthalpie totale (H_t).

$H_{t0} = H_{t1} = C^{te}$ (Conservation de l'enthalpie totale).

Pour un gaz parfait :

$$H = CpT$$

Soit :

$$\left(CpT_0 + \frac{V_0^2}{2} \right) = \left(CpT_1 + \frac{V_1^2}{2} \right)$$

Qu'on peut écrire également :

$$Cp \left(T_0 + \frac{V_0^2}{2Cp} \right) = Cp \left(T_1 + \frac{V_1^2}{2Cp} \right) \quad (\text{III.3})$$

On aura :

$$T_0 + \frac{V_0^2}{2Cp} = T_1 + \frac{V_1^2}{2Cp} = C^{te} \quad (\text{III.4})$$

Le terme :

$T + \frac{V^2}{2Cp}$: désigne la température totale (T_t).

$T_{t0} = T_{t1} = cte$ (Conservation de température totale).

En remplaçant dans (III.4) V par :

$$V = M \cdot a \quad \text{et} \quad a = \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T}$$

Ou :

$$V = M \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T}$$

$$\text{Et : } Cp = \frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1}$$

On obtient :

$$T_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right) = T_1 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right) = C^{te} \quad (\text{III.5})$$

Si de plus l'évolution est réversible (sans pertes) la 2^{ème} loi de POISSON donne :

$$T \cdot P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \frac{T}{P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = C^{te}$$

Or :

$$T = \frac{T_t}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad \text{et} \quad P = \frac{P_t}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

En remplaçant, on aura:

$$T_t \cdot P_t^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = C^{te}$$

Comme $T_t = C^{te}$, et l'évolution est réversible $P_t = C^{te}$.

Donc: $P_{t0} = P_{t1}$

D'où on aura :

$$P_0 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = P_1 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{III.6})$$

1.3.1. Masse volumique

D'après l'équation des gaz parfait :

$$P_0 = \rho_0 r T_0$$

On obtient :

$$\rho_0 = \frac{P_0}{r T_0} \quad (\text{III.7})$$

1.3.2. Le rendement isentropique

Pour une détente, le rendement isentropique est défini comme étant la puissance réelle recueillie sur la puissance idéale.

$$\eta_{1is} = \frac{\Delta h_{réel}}{\Delta h_{is}}$$

Ou bien :

$$\eta_{1is} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_{1is}}$$

1.3.3. L'efficacité

Dans le cas d'un écoulement isentropique (adiabatique et réversible), la pression totale (Ou génératrice) devrait rester constante le long de l'écoulement, malheureusement

l'évolution dans l'entrée d'air se fait avec des frottements (des pertes), la pression totale à la sortie du diffuseur P_{t1} , sera donc inférieure à ce qu'elle devrait être dans le cas d'une évolution isentropique. [7]

On définit alors l'efficacité d'une entrée d'air σ comme étant :

$$\sigma = \frac{\text{pression totale réelle sortie diffuseur}}{\text{pression totale théorique sortie diffuseur}} = \frac{P_{t1\text{réelle}}}{P_{t0\text{théorique}}} = \frac{P_{t1}}{P_{t0}} \quad (\text{III.8})$$

$\sigma = 1$ (Entrée d'air parfaite).

Pour les calculs généraux des cycles, on utilise en aéronautique une formule qui donne une valeur moyenne de l'efficacité de l'entrée uniquement en fonction de M_0 . [8]

Pour $M_0 < 1 \Rightarrow \sigma = 1$

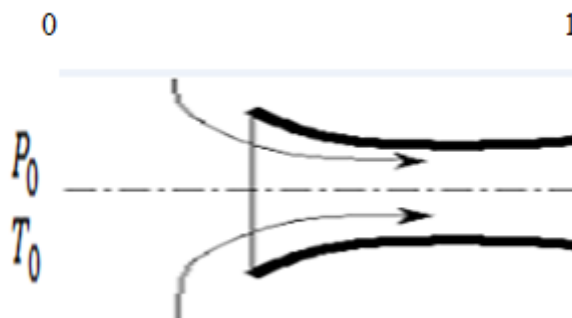
Pour $M_0 > 1 \Rightarrow \sigma = 1 - 0.0075(M_0 - 1)^{1.35}$

1.4. Calcul des paramètres thermodynamique à la sortie du canal d'admission

L'avion est supposé au point fixe au sol, Les paramètres à l'entrée sont, donc, ceux de l'ambiance, avec naturellement $V_0=0$.

$$T_0 = 25^\circ\text{C} = 298 \text{ K}$$

$$P_0 = 1,013 \text{ Bar}$$



Le nombre de Mach à l'entrée M_1 est situé entre 0.3 et 0.5. [24]. Quant au rendement isentropique du canal d'admission on le prend égal à 0,9 :

$$\eta_{1is} = 0,9 = 90\% \quad [14]$$

1.4.1. Les calculs à la station 0

A l'entrée de canal le nombre de Mach $M_0 = 0$.

La section est infinie vu que la vitesse est égale à 0

1.4.1.1. La température

D'après ZEUNEUR la température se conserve le long de l'écoulement adiabatique (conservation de la température totale).

$$T_{t0} = T_{t1} = T_0 = 298 \text{ K}$$

1.4.1.2. La pression

$$P_{t0} = P_0 = 1,013 \text{ bar}$$

1.4.1.3. Calcul de la masse volumique

➤ La masse volumique statique

D'après la relation des gaz parfaits nous obtenons :

$$\rho_0 = \frac{P_0}{rT_0}$$

$$\rho_0 = \frac{1,013 \cdot 10^5}{287 \cdot 298}$$

$$\rho_0 = 1,184 \text{ Kg/m}^3$$

➤ La masse volumique totale

$$\rho_{t0} = \rho_0 = 1,184 \text{ Kg/m}^3$$

Tableau des résultats de la station (0) Air ambiant :

$T_0(K)$	$T_{t0}(K)$	$P_0(bar)$	$P_{t0}(bar)$	$\rho_0(Kg/m^3)$	$\rho_{t0}(Kg/m^3)$
298	298	1,013	1,013	1,184	1,184

1.4.2. Calculs de la Station 1

1.4.2.1. Calculs des températures

➤ Température statique

$$T_1 = 298 \left(1 + \frac{1.4 - 1}{2} (0.35)^2 \right)^{-1}$$

$$T_1 = 290,874 \text{ K}$$

➤ **Température totale**

$$\frac{T_{t1}}{T_1} = \left(1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M_1^2\right)$$

$$T_{t1} = T_1 \left(1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M_1^2\right)$$

$$T_{t1} = 290,874(1 + 0,2(0,35)^2)$$

$$T_{t1} = 298 \text{ K}$$

➤ **Température isentropique**

Le rendement isentropique est égal à 90%. [14]

$$\eta_{1is} = 0,9 = 90\%$$

$\eta_{1is} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_{1is}}$: d'après cette relation on tire :

$$(T_0 - T_{1is})\eta_{1is} = T_0 - T_1$$

$$T_{1is} = T_0 - \frac{T_0 - T_1}{\eta_{1is}}$$

$$T_{1is} = 298 - \frac{298 - 290,874}{0,9}$$

$$T_{1is} = 290,082 \text{ K}$$

1.4.2.2. Calculs des pressions

➤ **La pression statique**

On utilise la loi isentropique :

$$T^\gamma \cdot P^{1-\gamma} = C^{te}$$

$$T_0^\gamma \cdot P_0^{1-\gamma} = T_{1is}^\gamma \cdot P_1^{1-\gamma}$$

$$P_1 = P_0 \left(\frac{T_0}{T_{1is}}\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$$

$$P_1 = 1,013 \left(\frac{298}{290,082}\right)^{-3,5}$$

$$P_1 = 0,922 \text{ bar}$$

➤ **La pression totale**

$$\frac{P_{t1}}{P_1} = \left[1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M_1^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$P_{t1} = P_1 \left[1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M_1^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$P_{t1} = 0,922(1 + 0,2(0,35)^2)^{3,5}$$

$$P_{t1} = 1,0035 \text{ bar}$$

1.4.2.3. Calculs des masses volumiques

➤ **La masse volumique statique**

$$\rho_1 = \frac{P_1}{rT_1}$$

$$\rho_1 = \frac{0,922 \cdot 10^5}{287 \cdot 290,874}$$

$$\rho_1 = 1,104 \text{ Kg/m}^3$$

➤ **La masse volumique totale**

$$\rho_{t1} = \frac{P_{t1}}{r \cdot T_{t1}}$$

$$\rho_{t1} = \frac{1,0035 \cdot 10^5}{287 \cdot 298}$$

$$\rho_{t1} = 1,173 \text{ Kg/m}^3$$

1.4.2.4. Calcul de la vitesse

D'après l'équation du nombre de Mach on retire la vitesse :

$$M_1 = \frac{V_1}{a_1} = \frac{M_1}{\sqrt{\gamma \cdot r \cdot T_1}}$$

$$V_1 = M_1 \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T_1}$$

$$V_1 = 0,35 \sqrt{287 \cdot 1,4 \cdot 290,874}$$

$$V_1 = 119,654 \text{ m/s}$$

1.4.2.5. Calcul de la section

La relation du débit est :

$$Q = \rho_1 \cdot V_1 \cdot S_1$$

Tel que :

$$Q = 40 \text{ Kg/s.}$$

Puisque on a deux entrées donc le débit sera divisé en deux donc :

$$q = \frac{Q}{2} = \frac{40}{2} = 20 \text{ Kg/s}$$

Donc la relation du débit devient :

$$q = \rho_1 \cdot V_1 \cdot S_1$$

On tire la relation de section on aura :

$$S_1 = \frac{q}{\rho_1 \cdot V_1}$$

$$S_1 = \frac{20}{1,104 \cdot 119,654}$$

$$S_1 = 0,151 \text{ m}^2$$

1.4.2.6. Calcul de diamètre

D'après la relation de la section :

$$S_1 = \frac{\pi \cdot D_1^2}{4}$$

On aura :

$$D_1 = \left(\frac{4 \cdot S_1}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$D_1 = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,151}{3,14}}$$

$$D_1 = 0,439 \text{ m}$$

D_1 Diamètre d'entrée du compresseur.

Tableau des résultats à la station 1 :

$T_1(K)$	$T_{t1}(K)$	$T_{1is}(K)$	$P_1(bar)$	$P_{t1}(bar)$	$\rho_1(Kg/m^3)$	$\rho_{t1}(Kg/m^3)$	$V_1(m/s)$	$\dot{m}_1(Kg/s)$
290,874	298	290,082	0,922	1,0035	1,104	1,173	119,654	20

2. Compresseur centrifuge

2.1. Description fonctionnelle

L'élément essentiel d'un compresseur centrifuge est la roue. En rotation, celle-ci crée une dépression qui aspire l'air dans le canal d'admission. Il est ensuite introduit radialement dans le rouet pour y subir la compression nécessaire. Après avoir quitté la roue à aubes, l'air est transporté, ensuite, dans le diffuseur constitué de canaux divergents (partie de stator de la turbomachine) qui convertit l'énergie cinétique en énergie de pression.

En générale, les compresseurs centrifuges sont conçus de telle sorte que l'augmentation de pression se fait partiellement entre la roue et le diffuseur (degré de réaction égal $\frac{1}{2}$). La vitesse de rotation de la roue est un paramètre important dans le processus de transformation d'énergie. En serait tenté d'augmenter considérablement sa valeur en vue de recueillir un maximum de pression, hélas ! Des considérations structurelles liées aux sollicitations mécaniques qui agissent sur le disque et la vitesse de l'air sortant de la turbine qui doit être inférieure à Mach 1 pour éviter les effets de compressibilité et pompage conduisent à limiter sa valeur.

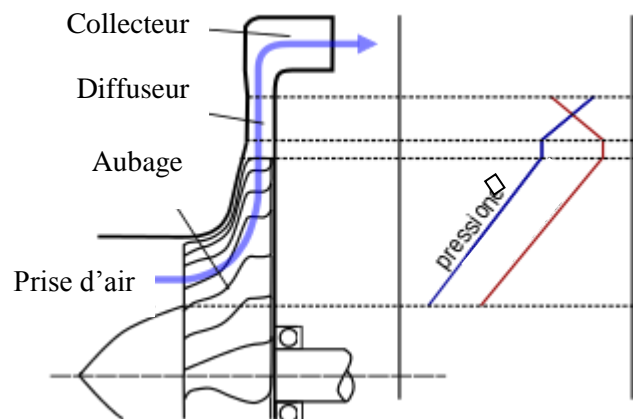


Figure (III.3) : Les résultants qualitatifs de la pression et de la vitesse dans les différentes sections d'un compresseur centrifuge.

2.2. Les composants principaux

2.2.1. Le distributeur

Son rôle est d'amener l'écoulement jusqu'à la roue en lui donnant une vitesse et, éventuellement, une direction appropriée.

2.2.2. La roue

La roue est l'élément fondamental du compresseur. Munie d'aubages, elle aspire l'air axialement et le refoule radialement après l'avoir accéléré et comprimé, grâce à l'effet de la

force centrifuge générée par sa rotation. Sa fonction, donc, est la communication du travail au fluide.

2.2.3. Le diffuseur

Son rôle est double :

- Transformer une partie de l'énergie cinétique en énergie de pression.
- Préparer le fluide, en lui donnant une orientation idoine, pour son évacuation extérieure.

2.3. Le diagramme de (T-S)

Figure (III.5) représente diagramme de (T-S) à la sortie de compresseur :

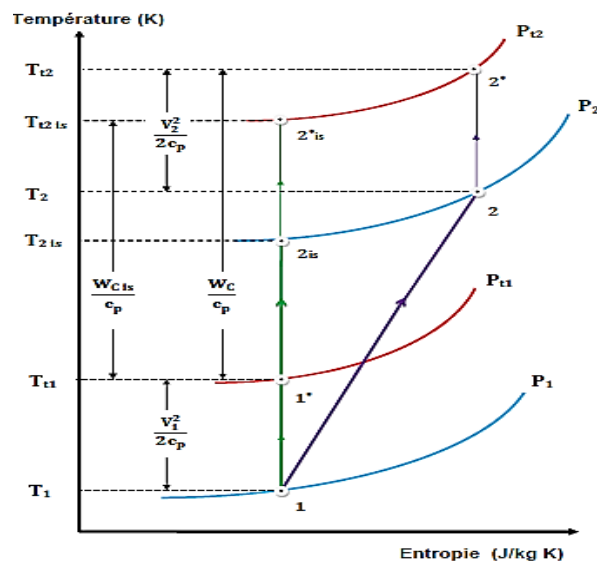


Figure (III.4) : Diagramme de (T-S) à la sortie de compresseur

2.4. Triangle des vitesses

Les deux figure (III.5) et (III.6) nous montre le triangle des vitesses à l'entrée et à la sortie de la roue.

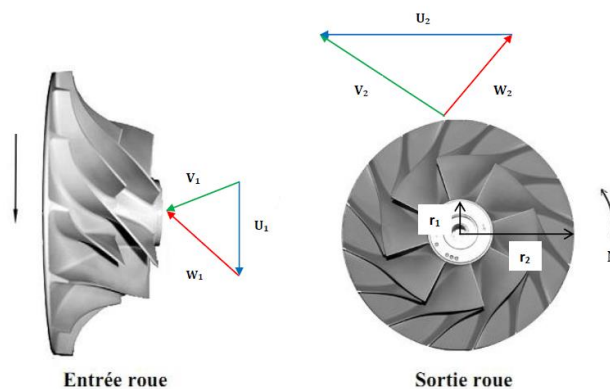


Figure (III.5) : Représentations des vitesses à l'entrée et la sortie de la roue mobile.

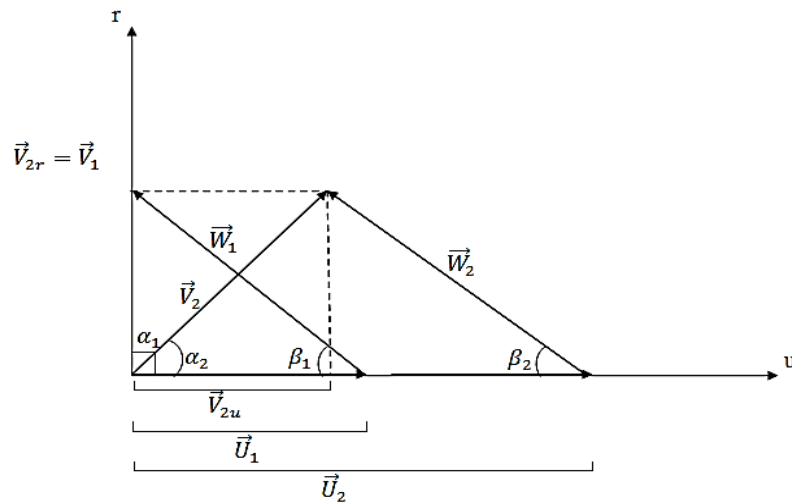


Figure (III.6): Triangle des vitesses à entrée radiale (u-r)

Le triangle des vitesses de la Figure (III.7) repose sur la composition des vitesses [14]

$$\vec{V} = \vec{W} + \vec{U}$$

Où V , W et U sont respectivement les vecteurs, vitesse absolue, relative et d'entraînement.

En général, la vitesse tangentielle U à la roue (vitesse d'entraînement) et la vitesse relative W sont variables en fonction de l'inclinaison de l'aube de régulation. Il suffit donc de faire pivoter plus ou moins les aubes de régulation pour obtenir un débit plus ou moins grand du compresseur. A noter que la forme des aubes et leur point de fonctionnement font que le comportement aérodynamique est identique à celui d'une tuyère, c'est à dire que la variation du débit se fait sans perte de charge. [16]

$$U = \omega \cdot r = \frac{\pi \cdot D \cdot N}{60}$$

- D : diamètre de l'ailette(m).
- ω : vitesse angulaire (rad /s).
- N : vitesse de rotation (tr/min).

La Figure (III.7) donne les principales projections de ces vecteurs sur les directions r et U :

- W_{1u} et W_{2u} : Projections sur le plan périphérique des vitesses relatives.
- V_{1u} et V_{2u} : Projections sur le plan périphérique des vitesses absolues.
- V_{1r} et V_{2r} : Projections sur le plan radial des vitesses absolues.

Les angles α et β représentent respectivement les angles d'écoulement absolus et relatifs.

2.4.1. Calculs de la roue

2.4.1.1. La pression totale à la sortie de la roue

D'après la relation de taux de compresseur on tire le P_{t2} donc :

$$\tau = \frac{P_{t2}}{P_{t0}}$$

$$P_{t2} = \tau \cdot P_{t0}$$

$$P_{t2} = 4 \cdot 1,013$$

$$P_{t2} = 4,052 \text{ bar}$$

2.4.1.2. La température totale isentropique à la sortie de la roue

De la relation polytropique on tire la température totale isentropique à la sortie :

On a :

$$P_{t1}^{1-\gamma} \cdot T_{t1}^{\gamma} = T_{t2is}^{\gamma} \cdot P_{t2}^{1-\gamma}$$

$$T_{t2is} = T_{t1} \left(\frac{P_{t1}}{P_{t2}} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$T_{t2is} = T_{t1} \left(\frac{P_{t2}}{P_{t1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$T_{t2is} = T_{t1} \cdot \tau^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$T_{t2is} = 298(4)^{\frac{0,4}{1,4}}$$

$$T_{t2is} = 443 \text{ K}$$

2.4.2. Triangle des vitesses

➤ La vitesse périphérique à l'entrée de la roue

$$U_1 = \frac{\pi \cdot N \cdot D_i}{60}$$

On a : $D_e = 2D_i$ [12]

Donc : $D_i = \frac{725}{2} = 362,5 \text{ mm}$

$$U_1 = \frac{3,14 \cdot 362,5 \cdot 10^{-3} \cdot 12300}{60}$$

$$U_1 = 233,341 \text{ m/s}$$

Les résultats à la rentrée de la roue :

$U_1 (m/s)$	$W_1 (m/s)$	$D_i (m)$
233,341	262,242	362,5

➤ **La composante méridienne de vitesse absolue à la sortie de la roue**

$$V_{2r} = V_1$$

$$V_{2r} = 119,654 \text{ m/s}$$

➤ **La vitesse d'entraînement (U_2)**

$$U_2 = \frac{\pi \cdot N \cdot D_e}{60} = \frac{3,14 \cdot 725 \cdot 10^{-3} \cdot 12300}{60}$$

$$U_2 = 466,682 \text{ m/s}$$

➤ **La vitesse relative (W_1)**

D'après la loi de Pythagore on trouve la valeur de W_1 :

$$W_1 = \sqrt{U_1^2 + V_1^2} = \sqrt{(233,341)^2 + (119,654)^2}$$

$$W_1 = 262,231 \text{ m/s}$$

➤ **L'angle de la vitesse relative β_1**

$$\sin \beta_1 = \frac{V_{2r}}{W_1} = \frac{119,654}{262,231}$$

$$\sin \beta_1 = 0,46$$

$$\beta_1 = 27^\circ$$

➤ **L'angle d'attaque (angle la vitesse absolue) α_1**

L'angle α_1 est toujours perpendiculaire :

$$\alpha_1 = 90^\circ$$

➤ **La composante périphérique**

D'après la relation du coefficient manométrique on tire la vitesse V_{2u} :

Tel que :

$$\mu = \frac{V_{2u} \cdot U_2}{U_2^2} = \frac{V_{2u}}{U_2}$$

$$V_{2u} = \mu \cdot U_2$$

$$V_{2u} = 0,8 \cdot 466,682$$

$$V_{2u} = 373,346 \text{ m/s}$$

➤ **La vitesse absolue (V_2)**

D'après la loi de Pythagore on trouve la valeur de V_2 :

Tel que :

$$V_2 = \sqrt{V_{2u}^2 + V_{2r}^2}$$

$$V_2 = \sqrt{(373,346)^2 + (119,654)^2}$$

$$V_2 = 392,051 \text{ m/s}$$

➤ **La vitesse relative (W_2)**

D'après la loi de Pythagore on trouve la valeur de W_2 :

$$W_2 = \sqrt{V_2^2 + U_2^2}$$

$$W_2 = \sqrt{(392,051)^2 + (466,682)^2}$$

$$W_2 = 609,505 \text{ m/s}$$

➤ **L'angle de α_2 et β_2**

Pour α_2 :

$$\cos \alpha_2 = \frac{V_2}{U_2} = \frac{392,051}{466,682} = 0,84$$

$$\alpha_2 = 33^\circ$$

Pour β_2 :

$$\sin \beta_2 = \frac{V_2}{U_2} = \frac{392,051}{466,682} = 0,84$$

$$\beta_2 = 57^\circ$$

2.4.3. Le travail du compresseur centrifuge W_c

Le travail du compresseur est calculé comme suit :

$$W_c = U_2 \cdot V_{2u}$$

$$W_c = 466,682 \cdot 373,346$$

$$W_c = 174233,858 \text{ w}$$

2.4.4. Les températures

➤ La température totale à la sortie de la roue

D'après l'équation de travail du compresseur :

$$W_c = H_{t2} - H_{t1} = C_{p2}T_{t2} - C_{p1}T_{t1}$$

On suppose alors que C_p est égal à 1005 pour calculer la température et on le recalcule.

Donc :

$$\frac{W_c}{C_p} = T_{t2} - T_{t1}$$

$$T_{t2} = T_{t1} + \frac{W_c}{C_p}$$

$$T_{t2} = 298 + \frac{174233,858}{1005}$$

$$T_{t2} = 471 \text{ K}$$

➤ La température à la sortie de la roue T_2

On a :

$$T_{t2} = T_2 + \frac{V_2^2}{2C_p}$$

$$T_2 = T_{t2} - \frac{V_2^2}{2C_p}$$

$$T_2 = 471 - \frac{(392,051)^2}{(2 \cdot 1005)}$$

$$T_2 = 395 \text{ K}$$

On projetant le C_{p2} avec la température précédente on trouve que le C_p est égal à 1006 puis on recalcule la température avec le nouveau C_p pour approcher les valeurs, puis trouver la valeur de $\gamma_2 = 1.39$. À l'aide de logiciel Engauge Digitizer on fait les projections.

$$r_2 = \frac{C_{p2}(\gamma_2 - 1)}{\gamma_2} = \frac{1006(1.39 - 1)}{1.39}$$

$$r_2 = 282 \text{ J/Kg.K}$$

La nouvelle température ;

$$T_2 = 471 - \frac{(392,051)^2}{(2 \cdot 1006)}$$

$$T_2 = 395 \text{ K}$$

La température totale ;

$$T_{t2} = 298 + \frac{174233,858}{1006}$$

$$T_{t2} = 471 \text{ K}$$

➤ La température isentropique à la sortie de la roue

D'après la loi du rendement énergétique :

$$\eta_e = \frac{(T_{2is} - T_1) + \frac{V_2^2}{2C_p}}{T_{t2} - T_1}$$

On a : $\eta_e = 0,85$ [15]

$$0,85 = \frac{(T_{2is} - 290,874) + 76,393}{180}$$

$$T_{2is} = 367 \text{ K}$$

2.4.5. Le nombre de mach M_2

$$M_2 = \frac{V_2}{\sqrt{\gamma_2 \cdot \gamma_2 \cdot T_2}}$$

$$M_2 = \frac{392,051}{\sqrt{1,39 \cdot 282 \cdot 395}}$$

$$M_2 = 0,99$$

2.4.6. Les pressions**➤ La pression à la sortie de la roue**

$$\frac{P_{t2}}{P_2} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

$$P_2 = \frac{P_{t2}}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} = \frac{4,052}{(1 + 0,195(0,99)^2)^{3,5}}$$

$$P_2 = 2,197 \text{ bar}$$

2.4.7. La masse volumique**➤ La masse volumique à la sortie de la roue**

$$P_2 = \rho_2 \cdot r \cdot T_2$$

$$\rho_2 = \frac{P_2}{r \cdot T_2}$$

$$\rho_2 = \frac{2,197 \cdot 10^5}{282 \cdot 395}$$

$$\rho_2 = 1,972 \text{ Kg/m}^3$$

➤ La masse volumique totale

$$\rho_{t2} = \frac{P_{t2}}{r \cdot T_{t2}}$$

$$\rho_{t2} = \frac{4,052 \cdot 10^5}{282 \cdot 471}$$

$$\rho_{t2} = 3,051 \text{ Kg/m}^3$$

2.4.8. La largeur du canal de la roue

D'après l'équation de débit on trouve la largeur de la roue :

$$q = \rho_2 \cdot V_{2r} \cdot D_2 \cdot \pi \cdot l$$

$$l = \frac{q}{\rho_2 \cdot V_{2r} \cdot D_2 \cdot \pi}$$

$$l = \frac{20}{1,972 \cdot 119,654 \cdot 3,14 \cdot 725 \cdot 10^{-3}}$$

$$l = 0,0037 \text{ m}$$

2.4.9. Le rendement isentropique de la roue

La loi est :

$$\eta_{is} = \frac{T_{2is} - T_1}{T_2 - T_1}$$

$$\eta_{is} = \frac{367 - 290,874}{395 - 290,874}$$

$$\eta_{is} = 0,73$$

2.4.10. L'enthalpie totale a la sortie de la roue

D'après l'équation d'enthalpie totale :

$$H_{t2} = H_2 + \frac{V_2^2}{2}$$

Tel que :

$$H_2 = C_p T_2$$

On aura :

$$H_{t2} = C_p T_{t2} + \frac{V_2^2}{2}$$

$$H_{t2} = (1006 \cdot 471) + \frac{1}{2} (392,051)^2$$

$$H_{t2} = 550677,993 \text{ J/Kg}$$

Tableau des résultats à la sortie de la roue :

$P_{t2}(\text{bar})$	$P_2(\text{bar})$	$T_2(\text{K})$	$T_{t2}(\text{K})$	$T_{2is}(\text{K})$	$\rho_2(\text{Kg/m}^3)$	$\rho_{t2}(\text{Kg/m}^3)$	M_2
4,052	2,197	395	471	367	1,972	2,998	0,99

3. Chambre de combustion

Données pour calculs de la chambre de combustion

La vitesse de soufflage : $V_2' = 88,392 \text{ m/s}$

La pression statique : $P_2' = 4,250 \text{ bar}$

Le rendement de la chambre de combustion : $\eta_{cc} = 0,98$

Le pouvoir calorifique inférieur : $P_{ci} = 43000 \cdot 10^3 \text{ j/kg}$

La température à la sortie de la chambre de combustion : $T_3 = 500^\circ\text{K}$

Le débit d'entrée à chaque chambre annulaire : $q' = 4,444 \text{ Kg /s}$

3.1. Introduction

La chambre de combustion c'est une pièce très complexe, très difficile à réaliser et à optimiser. En effet, de nombreux phénomènes physiques interviennent lors de la combustion et de l'injection du carburant. La maîtrise de multiples notions physiques est donc nécessaire pour mettre au point une chambre performante. Etant donné la complexité des problèmes posés et les limites actuelles de la science, la chambre de combustion est essentiellement conçue de manière empirique.

La chambre de combustion joue un rôle important dans de nombreux domaines : Machines propulsive, turbine à gaz, turbine à vapeur...etc. Son rôle est d'apporter la chaleur nécessaire au fluide dont une partie, seulement, est récupérée, sous forme d'un travail mécanique, par la turbine.

La conception de la chambre de combustion dépend de l'usage qu'on veut en faire. Dans le cas du turbomoteur, elle doit être aussi efficace que celle d'un réacteur d'avion. Elle doit, entre autres :

- Assurer la combustion complète.
- Réduire la résistance pour minimiser les pertes de charges.
- Eviter les dépôts de carbone qui provoquent l'érosion des aubages de la turbine.
- Assurer une bonne répartition de la température à la fin de combustion.

3.2. Définition et principe de fonctionnement

La chambre de combustion est destinée à brûler le mélange air, en provenance du compresseur et combustible afin de porter la température des produits de combustion à une valeur importante qui, en se détendant dans la turbine et la tuyère d'éjection, produisent le travail mécanique nécessaire pour l'entraînement du compresseur et la poussée. La chambre de combustion est une enceinte capable de résister à de brusques changements de pression et de température.

L'air qui pénètre dans la chambre de combustion se répartit sur plusieurs circuits.

Une partie rentre directement dans le tube à flammes et dans l'injecteur pour contribuer à la combustion, une autre 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 l'âtre. Cet apport de chaleur se fait par la combustion de l'oxygène (comburant) de l'air avec le carburant, du kérosène. Elle doit être la plus complète possible et la répartition des températures dans les gaz la plus homogène possible, également.

La chambre doit assurer une combustion complète afin d'éviter les dépôts de carbone qui provoqueraient une érosion des ambages de la turbine et une formation de composés

polluants (oxyde de carbone, oxyde d'azote). Elle doit, également, être conçue de façon à ce qu'elle oppose à l'écoulement des gaz une résistance aussi réduite que possible pour diminuer les pertes de charges, et à ce qu'elle répartisse d'une manière uniforme les températures à la fin de la combustion. Il va sans dire que les chambres de combustion doivent avoir une durée de vie suffisante malgré les températures élevées auxquelles elles sont soumises, et une stabilité de fonctionnement.

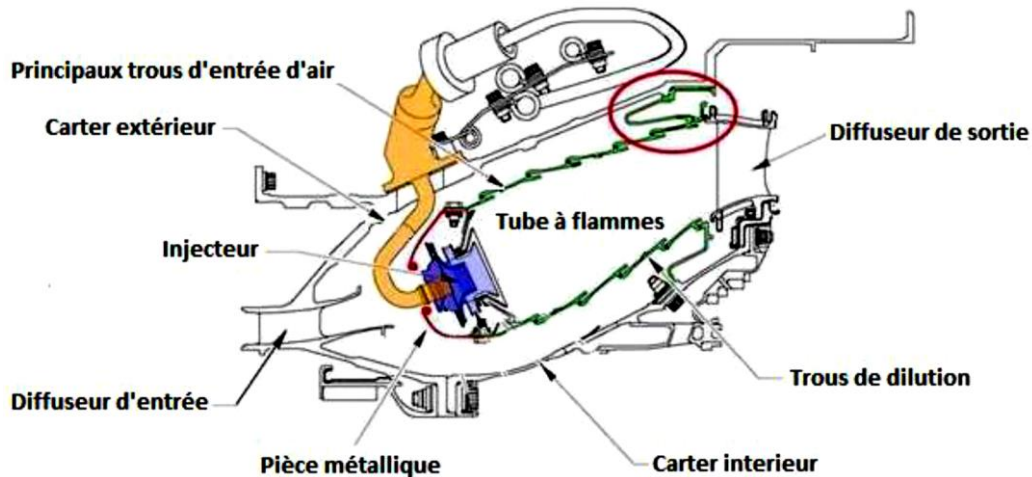


Figure (III.7) : Chambre de combustion

3.3. Chambre annulaire

Elle est constituée d'un tube à flamme « foyer » en forme de tore (généralement), Celui-ci est enfermé dans un « carter de chambre », également de forme torique, le tout situé dans l'axe du moteur, entre le compresseur et la turbine. Tout le débit d'air qui sort du compresseur passe dans ce cas dans une seule et unique chambre. Les injecteurs au nombre d'une vingtaine, sont répartis en tête de foyer pour assurer l'homogénéité de la flamme. Cette chambre de combustion est une combinaison de matériaux en Hast'x et HA188 qui apporte résistance, réparabilité entière et soudabilité démontrée. Hast'x et HA188 sont des codes de la SNECMA désignant respectivement les alliages suivants :

NC22FeD : alliage de Nickel avec 22% de Chrome + du Fer et du Molybdène. [13]

KCN22W : alliage de Cobalt et de Chrome avec 22% de Nickel + Tungstène.

Ce type de chambres s'impose maintenant comme le leader pour les futurs systèmes de propulsion et cela grâce aux divers avantages qu'elles présentent :

- L'uniformité de la zone de combustion augmentée.
- La simplicité de sa conception.
- La longueur de chambre plus petite.

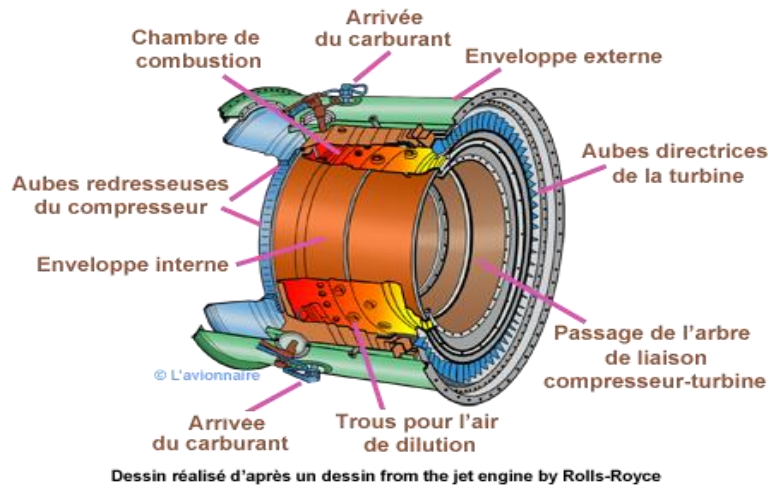


Figure (III.8) : Coupe d'une chambre de combustion annulaire

3.3.1. Injecteur

Le carburant utilisé est le kérosène, un produit pétrolier moins raffiné que le gasoil. Il est amené à la chambre de combustion par des pompes sous forte pression, puis vaporisé par les injecteurs. Les injecteurs régulièrement répartis en tête de foyer, sont destinés à fournir un débit de carburant suffisamment pulvérisé pour obtenir un mélange avec l'air optimal. Il en existe de différents types, à savoir :

- 3.3.1.1. **Injecteur mécanique** : pulvérisation fournie par la pression du carburant. [17]
- 3.3.1.2. **Injecteur aérodynamique** : pulvérisation par entraînement du carburant au moyen de l'air qui pénètre dans le foyer. [17]

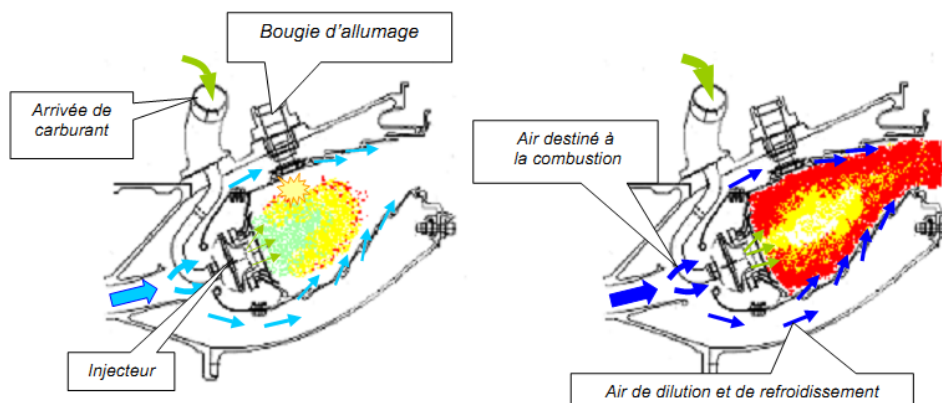


Figure (III.9) : Coupe schématique d'une chambre de combustion

3.3.2. Structure de la chambre, les différentes zones

L'intérieur de tube à flamme peut être divisé en 3 zones :

3.3.2.1. Zone primaire

C'est au début de la zone primaire que sont injectés une partie de l'air et le carburant. Sa fonction est d'ancrer la flamme et de lui offrir assez de temps, de température et de turbulences pour assurer sa stabilité et une bonne combustion. [20]

3.3.2.2. Zone secondaire (intermédiaire)

La taille de cette partie de la chambre doit permettre la meilleure combustion possible du carburant, c'est à dire la combustion la plus complète. La longueur de la zone intermédiaire doit être un compromis entre la taille de la chambre (que l'on veut minimiser) et son efficacité (que l'on veut maximiser). Dans cette zone on peut observer la présence des courants d'air qui sortent des orifices situés le long de tube à flamme (trous secondaires), ils ont pour but de canaliser l'écoulement pour que toutes les particules de fluide susceptibles de brûler se trouvent bien dans la partie où se cite la flamme.

Le mélange enflammé est donc concentré dans le centre de la chambre, ce qui permet de limiter la température des parois, d'éviter que la combustion soit trop incomplète à cause du fluide présent à la périphérie de la flamme et d'homogénéiser un peu plus le mélange. [20]

3.3.2.3. Zone de dilution

Dans cette zone, l'air injecté permet de diluer les gaz de combustion qui sortent de la chambre, ils sont refroidis jusqu'à une température acceptable pour la turbine et surtout de telle manière que sa distribution en température soit homogène (pas de points chauds). Le rôle de la zone de dilution est donc de préserver la turbine, Ceci dépend du nombre de trous, de leur diamètre ainsi que de la vitesse d'entraînement des gaz.

3.3.3. La section divergente

La vitesse de l'écoulement ne doit pas être supérieure à la propagation de la flamme, sinon on assiste au soufflage de la flamme (extinction). Pour cette raison, le constructeur doit raccorder la chambre de combustion au compresseur par une section divergente avec une vitesse d'écoulement inférieure à la vitesse de propagation ($V_2 > V_{2f}$).

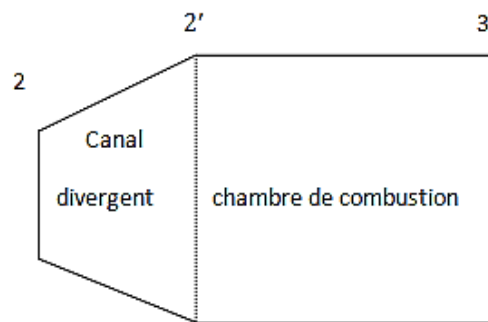


Figure (III.10) : Disposition du canal divergent

3.3.4. Stabilité de la flamme

Les paramètres limitatifs de la combustion sont :

3.3.4.1. La pression et la température minimales d'inflammation

La combustion n'est possible que dans certaines conditions de pression et de température comme l'indique le schéma ci-dessous. [18]

En d'autre terme, nous devrions toujours rester à l'intérieur du domaine inflammable (zone où la combustion est possible) défini par la courbe ci-dessous :

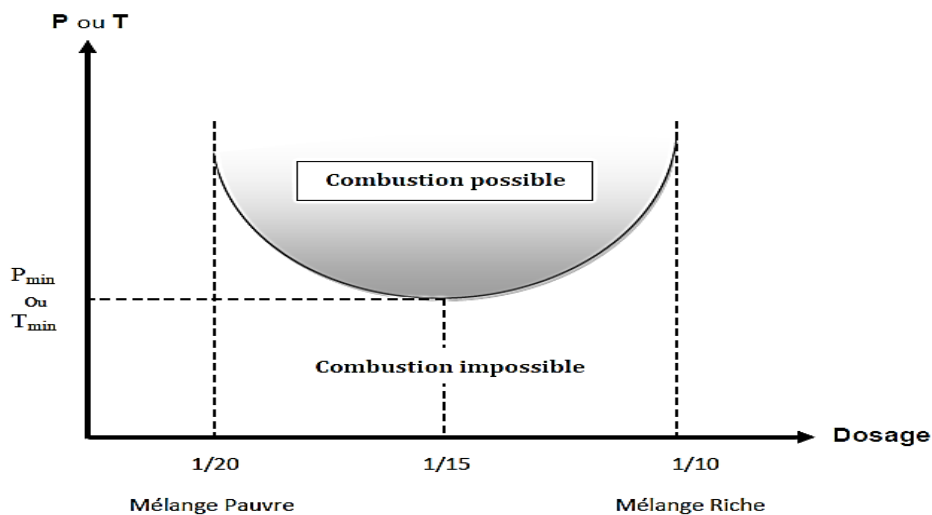


Figure (III.11) : Influence de la pression et de la température sur la combustion

La combustion dépend donc de la pression statique et de la température. Si la température et la pression de la zone de réaction sont suffisamment élevées, la vitesse de réaction sera rapide et la vapeur de carburant réagira comme si elle était en contact avec suffisamment d'oxygène.

3.3.4.2. La vitesse de l'écoulement

Pour avoir une flamme stable, la vitesse du mélange doit être maintenue entre certaines limites. Si la vitesse est trop élevée, la flamme va être soufflée hors de la sortie, si elle est trop faible, la flamme va s'éteindre. [18]

Cependant, il faut garder à l'esprit que la vitesse d'écoulement est limitée par la vitesse à laquelle le carburant est vaporisé et est mélangé avec l'air.

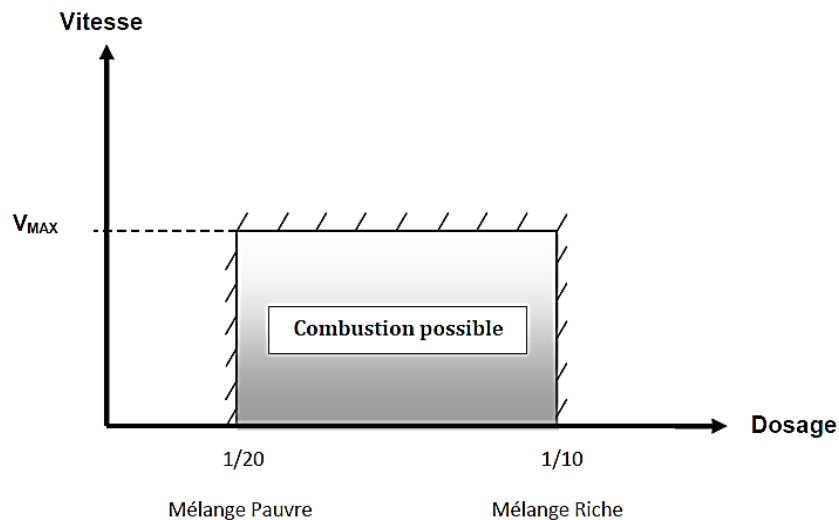


Figure (III.12) : Influence de la vitesse d'écoulement sur la combustion

3.3.4.3. La pulvérisation du carburant

Les plus fines gouttelettes de carburant brûlent complètement, tandis que la combustion des plus grosses est incomplète ce qui se traduit par des fumées et des dépôts de carbone.

Ainsi, il est nécessaire d'obtenir une pulvérisation des plus fines. Cette opération est possible grâce aux injecteurs à deux débit, appelés duplex.

3.4. Condition auxquelles satisfaire les chambres de combustion

Parmi les conditions que doivent satisfaire les chambres de combustion on trouve :

- Dimensions réduites de la chambre et de moteur dans leur ensemble.
- Allumage aisé du mélange lors du démarrage.
- Combustion stable à tous les régimes.
- Une longueur de flamme modérée et des différences de températures modérées aux différents points de sortie, excluant tout surchauffement des parties du distributeur et de la roue de la turbine.
- Un rendement efficace des parties les plus échauffées de la chambre de combustion excluant leur surchauffement car cela conduirait à la mise de la chambre hors usage.
- Des pertes de charge faibles afin de réduire les pertes d'énergie dans le moteur.

3.5. Matériaux utilisés

La chambre de combustion est constituée de deux éléments :

3.5.1. L'enveloppe extérieure

Doit être résistante à la pression des gaz. Elle est généralement construite en acier ferritique (solution solide de carbone dans l'allotrope α du fer).

3.5.2. L'enveloppe intérieure

Soumis à des températures très élevées, donc à des contraintes thermiques importantes, elle est réalisée généralement en acier austénitique ou on réfractaire, du moins sa partie supérieure. La suspension de l'enveloppe intérieure doit permettre la liberté des dilatations éventuelles.

3.6. Combustible

Les phénomènes régissant la combustion du fluide sont eux aussi peu connus car elle a lieu dans un milieu dont l'accès est difficile et dans des conditions extrêmes de températures et de pressions. On peut toutefois énoncer des principes généraux :

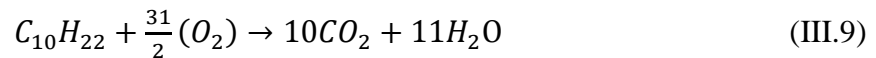
Le mélange doit être très homogène pour que la combustion soit la même en tout point de la flamme et que la température de sortie soit uniforme. D'autre part, il faut que le mélange soit relativement bien dilué afin qu'il ne s'enflamme pas tout seul, ce qui provoquerait une diminution de la stabilité de la flamme et du contrôle du volume où se produit la combustion.

Enfin, il ne faut pas que les réactifs soient introduits en proportion stœchiométrique car sinon la température atteinte lors de la combustion dépasserait celle admise par les matériaux constituant la chambre et les aubes de turbine. Toutefois, ces proportions ne doivent pas trop s'éloigner des proportions stœchiométriques pour qu'il n'apparaisse pas des imbrûlés en quantité importante. [19]

Les résidus d'une combustion complète kérosène-oxygène sont le gaz carbonique (C_{O_2}) et l'eau (H_{2O}) Bien que peu désirables pour cause d'effet de serre, ils sont théoriquement inévitables tant que l'on a recours des sources d'énergie fossile. Les oxydes d'azote (N_{OX}) dangereux pour la santé, sont produits par l'oxydation de l'azote de l'air dans les zones de pressions et de températures élevées qui règnent dans le tube à flamme. Les monoxydes de carbone (C_O) et les restes d'hydrocarbures imbrûlés sont typiques d'une combustion incomplète souvent due à un mauvais mélange du carburant avec l'air avant que la combustion ait lieu, ils sont également dangereux et peuvent être fortement réduits par une meilleure qualité de la combustion, tout comme les fumées. [17]

3.7. Paramètres utilisés en combustion

La combustion du kérosène est donnée par la formule chimique suivant :



L'air étant composé de 79% d'azote et 21% d'oxygène. Il contient, également, un nombre réduit d'autres éléments chimiques qui ne participent pas à la réaction.

3.7.1. Le dosage

C'est le rapport des débits massiques du carburant à celui de carburant qu'il lui est mélangé pour effectuer la combustion :

$$f = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_a}$$

Pour les quantités stœchiométriques \dot{m}_{as} , on associe un rapport spécifique f_s tel que :

$$f_s = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_{as}}$$

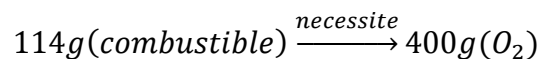
\dot{m}_{as} : Débit d'air strictement nécessaire.

Le dosage stœchiométrique du kérosène est de $\frac{1}{15}$ (1Kg de carburant pour 15Kg d'air). On a une plage de : $f \in [1/20 ; 1/10]$ on fixe $f = 1/15$

3.7.1.1. Calcul du rapport fuel/air

D'après l'équation (III.9), et les valeurs de masse molaire (N=14 ; O=16 ; C=12 ; H=1)

On obtiendra la formule suivante :



Tel que :

La masse de kérosène est : $(12 * 10) + (1 * 22) = 142g$

Et la masse d'oxygène : $\frac{31}{2}(16 * 2) = 496g$

La masse d'air :

$$\frac{496}{0.21} = 2362g$$

Pour trouver la le débit de combustible on utilise la règle de trois :

$$142g \rightarrow 2362g$$

$$X \rightarrow 4,444 \cdot 10^3 g$$

Donc on aura le débit stœchiométrique du combustible :

$$X = \frac{4,444 \cdot 10^3 * 142}{2362}$$

$$X = 267,167g$$

Pour le débit réel du combustible on a :

$$\dot{m}_c = \frac{267,167}{4} = 66,792g$$

➤ **Le dosage stœchiométrique**

$$f_s = \frac{\dot{m}_{cs}}{\dot{m}_a} = \frac{267,167}{4444} = 0,060$$

➤ **Le dosage réel**

$$f_r = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_a} = \frac{66,792}{4444} = 0,015$$

3.7.2. La richesse

C'est le rapport de dosage réel au dosage stœchiométrique :

$$r = \frac{f}{f_r} = \frac{\text{débit d'air strictement nécessaire}}{\text{débit d'air réellement utilisé}} = \frac{\frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_a}}{\frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_{as}}} = \frac{\dot{m}_{as}}{\dot{m}_a}$$

$$r = \frac{0,060}{0,015} = 4$$

$r < 1$ Dans le cas d'un mélange air/carburant pauvre.

$r > 1$ Dans le cas d'un mélange air/carburant riche.

3.7.3. Excès d'air

On définit le coefficient d'excès d'air comme l'inverse de la richesse.

$$\lambda = \frac{1}{r} = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_{as}}$$

$$\lambda = \frac{1}{4} = 0,25$$

3.8. Etude énergétique

L'écoulement s'effectue dans la chambre cylindrique à section constante. En réalité la combustion est accompagnée de pertes de charge de l'ordre de 5%. Soit 2' et 3 les conditions à l'entrée et à la sortie de la chambre de combustion, l'équation entre ces deux états nous donne le bilan énergétique de la chambre de combustion:

$$Q_{2'3} = H_{t3} - H_{t2'} \quad (\text{III.10})$$

Le bilan thermique est donné par l'équation :

$$\dot{m}_a C_{P_{2'}} T_{t_{2'}} + \dot{m}_c \eta_{cc} P_{ci} = (\dot{m}_a + \dot{m}_c) C_{P_3} T_{t_3} \quad (\text{III.11})$$

On divisant cette équation par \dot{m}_a on aura :

$$C_{P_{2'}} T_{t_{2'}} + f \eta_{cc} P_{ci} = (1 + f) C_{P_3} T_{t_3} \quad (\text{III.12})$$

Ou bien :

$$H_{t2'} + f \eta_{cc} P_{ci} = (1 + f) H_{t3} \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$$f = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_a}$$

f Etant très faible, de l'ordre de 1/75 à 1/125 [21].

L'équation (III.13) sera alors :

$$(1 + f) H_{t3} - H_{t2'} = f \eta_{cc} P_{ci} \quad (\text{III.14})$$

Ainsi, on obtient :

$$T_{t_3} = \frac{C_{P_{2'}} T_{t_{2'}} + f \eta_{cc} P_{ci}}{(1+f) C_{P_3}} \quad (\text{III.15})$$

D'après l'équation de conservation du débit massique :

$$\dot{m}_a = \rho_2' V_2' S_2'$$

$$\dot{m}_a + \dot{m}_c = \rho_3 V_3 S_3$$

Comme la chambre de combustion à une section cylindrique donc $S_2' = S_3$, la combinaison des équation (III.14) et (III.15) conduite à :

$$\rho_3 V_3 = (1 + f) \rho_2' V_2' \quad (\text{III.16})$$

En introduisant l'équation d'état des gaz parfaits exprimée par $\frac{P}{r} = \rho T$, l'équation (III.10) devient :

$$\frac{P_3}{P_2'} = \frac{V_2'}{V_3} \frac{r_3 T_3}{r_2' T_2'} (1 + f) \quad (\text{III.17})$$

En introduisant la notion du nombre de Mach on aura :

$$\frac{P_3}{P_2'} = \left(\frac{\gamma_2'}{\gamma_3} \right) \frac{M_2'}{M_3} \left(\frac{r_3 T_3}{r_2' T_2'} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1 + \frac{\gamma_2' - 1}{2} M_2'^2}{1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2} \right] (1 + f) \quad (\text{III.18})$$

L'équilibre des forces à l'intérieure de la chambre de combustion se traduit par :

$$\frac{P_3}{P_2'} = \frac{1 + \gamma_2' M_2'^2}{1 + \gamma_3 M_3^2} \quad (\text{III.19})$$

Les expressions (III.18) et (III.19) nous conduisent à la relation suivante :

$$\frac{\gamma_2'^{\frac{1}{2}} M_3 \left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_3 M_3^2} = \left[\frac{r_3 T_{t3}}{r_2' T_{t2'}} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\gamma_2'^{\frac{1}{2}} M_2' \left(1 + \frac{\gamma_2' - 1}{2} M_2'^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_2' M_2'^2} \right]^{\frac{1}{2}} (1 + f) \quad (\text{III.20})$$

Les équations (III.19) et (III.20) nous permettent d'aboutir à l'expression de nombre de Mach M_3 :

$$M_3 \frac{\left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_3 M_3^2} = \left(\frac{\gamma_2'}{\gamma_3} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r_3}{r_2'} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{M_2' \left(1 + \frac{\gamma_2' - 1}{2} M_2'^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_2' M_2'^2} \left(\frac{T_{t3}}{T_{t2'}} \right)^{\frac{1}{2}} (1 + f) \quad (\text{III.21})$$

3.8.1. Les diagrammes pour des gaz de combustion

3.8.1.1. Diagramme de C_p en fonction de la température

La figure ci-dessous, représente le diagramme de la chaleur massique en fonction de la température.

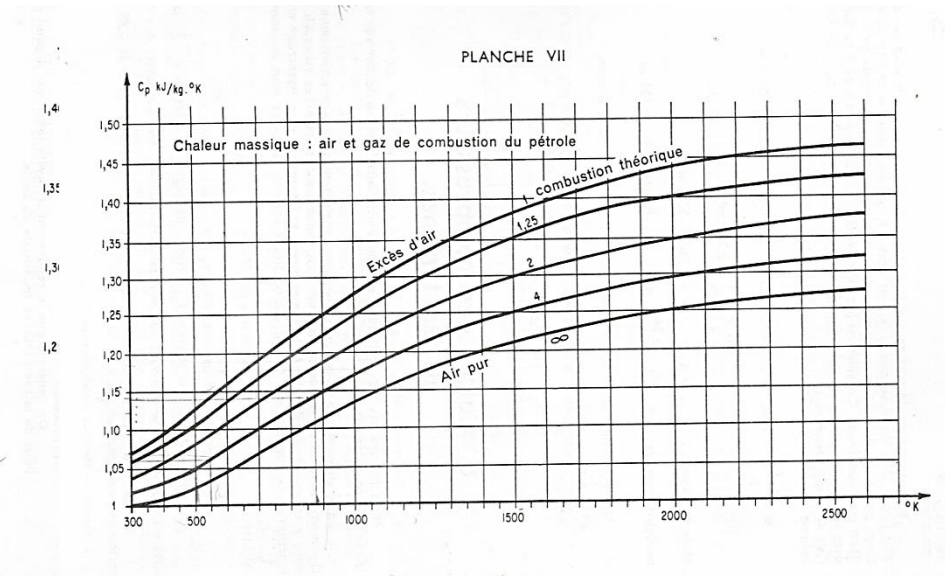


Figure (III. 13) : Diagramme de variation de $C_p = f(T)$ pour l'air et les gaz de combustion du Kérosène.

3.8.1.2. Diagramme de γ en fonction de la température

La figure ci-après, représente le diagramme de la constante des gaz de combustion en fonction de la température.

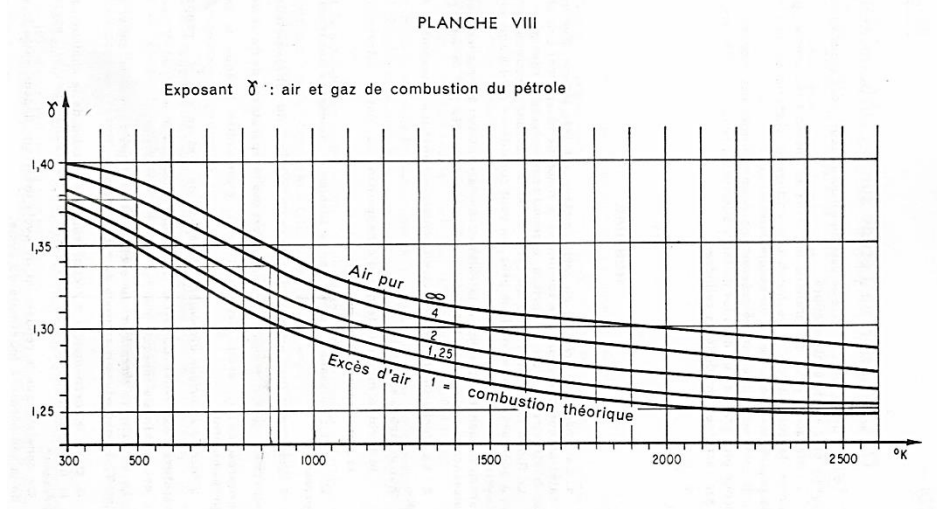


Figure (III.14) : Diagramme de variation de γ pour l'air et les gaz de combustion du kérosène

3.9. Les calculs de la chambre de combustion

3.9.1. A l'entrée de la chambre de combustion

3.9.1.1. Calcul l'enthalpie

L'enthalpie à l'entrée de la chambre de combustion est égale à l'enthalpie à la sortie de la roue donc :

$$H_{t2} = H_{t2'}$$

$$H_{t2'} = 550677,993 \text{ J/Kg}$$

3.9.1.2. La température statique

D'après l'équation de l'enthalpie on tire la température.

On suppose que $C_{p2'} = 1006$ puis on calcule la température pour recalculer le $C_{p2'}$ jusqu'à ce qu'on trouve la valeur exacte.

$$H_{t2'} = C_p T_{2'} + \frac{V_{2'}^2}{2}$$

$$T_{2'} = \left(H_{t2'} - \frac{V_{2'}^2}{2} \right) \frac{1}{C_p}$$

$$T_{2'} = \left(550677,993 - \frac{(88,39)^2}{2} \right) \frac{1}{1006}$$

$$T_{2'} = 544 \text{ K}$$

Après tant de calculs on trouve la valeur de la température $T_{2'}$, $C_{p2'}$ et $\gamma_{2'}$ exacte à l'aide du logiciel Engauge Digitizer ;

$$T_{2'} = 534 \text{ K} ; C_{p2'} = 1024 \text{ J/Kg.k} ; \gamma_{2'} = 1,38 ; r_{2'} = 282$$

3.9.1.3. Le nombre de mach

$$M_{2'} = \frac{V_{2'}}{\sqrt{\gamma_{2'} \cdot r_{2'} \cdot T_{2'}}$$

$$M_{2'} = \frac{88,392}{\sqrt{1,38 \cdot 282 \cdot 534}}$$

$$M_{2'} = 0,19$$

3.9.1.4. La température totale

$$\frac{T_{t2'}}{T_{2'}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} (M_{2'})^2\right)$$

$$T_{t2'} = T_{2'} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} (M_{2'})^2\right)$$

$$T_{t2'} = 534(1 + 0,19(0,19)^2)$$

$$T_{t2'} = 538 \text{ K}$$

3.9.1.5. La pression totale

$$\frac{P_{t2'}}{P_{2'}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} (M_{2'})^2\right)^{\frac{\gamma_{2'}}{\gamma_{2'} - 1}}$$

$$P_{t2'} = P_{2'} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} (M_{2'})^2\right)^{\frac{\gamma_{2'}}{\gamma_{2'} - 1}}$$

$$P_{t2'} = 4,250(1 + 0,19(0,19)^2)^{3,6}$$

$$P_{t2'} = 4,356 \text{ bar}$$

3.9.1.6. La masse volumique

$$P_{2'} = \rho_{2'} \cdot r \cdot T_{2'}$$

$$\rho_{2'} = \frac{P_{2'}}{r \cdot T_{2'}}$$

$$\rho_{2'} = \frac{4,250 \cdot 10^5}{282,534}$$

$$\rho_{2'} = 2,822 \text{ Kg/m}^3$$

3.9.1.7. La section

$$q' = \rho_{2'} \cdot V_{2'} \cdot S_{2'}$$

$$S_{2'} = \frac{q'}{\rho_{2'} \cdot V_{2'}}$$

$$S_{2'} = \frac{4,444}{2,822 \cdot 88,392}$$

$$S_{2'} = 17,816 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

3.9.1.8. Le diamètre

D'après l'équation de la section :

$$S_{2'} = \frac{\pi D_{2'}^2}{4}$$

On aura :

$$D_{2'}^2 = \frac{4S_{2'}}{\pi}$$

$$D_{2'} = \sqrt{\frac{4S_{2'}}{\pi}}$$

$$D_{2'} = \sqrt{\frac{4 * 17,816 \cdot 10^{-3}}{3,14}}$$

$$D_{2'} = 0,151 \text{ m}$$

3.9.2. Calculs à la sortie de chambre de combustion**3.9.2.1. L'enthalpie totale**

On a :

$$H_{t3} = H_{t2'} + Q_{2'3} \text{ (III.22)}$$

Tel que :

$$Q_{2'3} = \dot{m}_c \cdot \eta_{cc} \cdot P_{ci}$$

Donc :

$$H_{t3} = 550206,993 + 66,792 \cdot 0,98 \cdot 43 \cdot 10^6$$

$$H_{t3} = 2,815 * 10^9 \text{ J/Kg}$$

3.9.2.2. Calcul de la chaleur massique (C_p) et la constante des gaz de combustion (γ)

On fixe la température T_3 , par projection sur l'abscisse on détermine la valeur C_{p3} (courbe 4). ensuite on recalcule T_3 et C_{p3} jusqu'à ce qu'on trouve des valeurs proches.

On obtient :

$$T_3 = 1003 \text{ K} ; C_{p3} = 1146 \text{ J/Kg.K} ; \gamma_3 = 1,32 ;$$

Quant à r_3 , on la détermine comme suit :

$$r_3 = \frac{C_{P3}(\gamma_3 - 1)}{\gamma_3} = \frac{1146(1,32 - 1)}{1,32} = 278 \text{ J/Kg.k}$$

3.9.2.3. La température totale

De la relation (III.15) on a :

$$T_{t3} = \frac{C_{P2'}T_{t2'} + f \eta_{cc} P_{ci}}{(1 + f)C_{P3}}$$

$$T_{t3} = \frac{1024.538 + (0,015 \cdot 0,98 \cdot 43 \cdot 10^6)}{(1 + 0,015)1146}$$

$$T_{t3} = 1017 \text{ K}$$

3.9.2.4. Calcul du nombre de mach

Le nombre de Mach à la sortie de la chambre de combustion est donné par l'expression (III.21) :

$$M_3 \frac{\left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_3 M_3^2} = \left(\frac{\gamma_{2'}}{\gamma_3}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r_3}{r_{2'}}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{M_{2'} \left(1 + \frac{\gamma_{2'} - 1}{2} M_{2'}^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_{2'} M_{2'}^2} \left(\frac{T_{t3}}{T_{t2'}}\right)^{\frac{1}{2}} (1 + f)$$

On obtient :

$$M_3 \frac{\left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_3 M_3^2} = \left(\frac{1,38}{1,38}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{286}{282}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{0,19(1 + 0,19(0,19)^2)^{\frac{1}{2}}}{1 + 1,38 \cdot (0,19)^2} \left(\frac{1068}{538}\right)^{\frac{1}{2}} (1 + 0,015)$$

$$M_3 \frac{\left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma_3 M_3^2} = 0,26$$

$$M_3 = 0,29$$

3.9.2.5. La température a la sortie

$$\frac{T_{t3}}{T_3} = \left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2\right)$$

$$T_3 = \frac{T_{t3}}{\left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2\right)}$$

$$T_3 = \frac{1017}{(1 + 0,16(0,29)^2)}$$

$$T_3 = 1003 \text{ K}$$

3.9.2.6. La température totale isentropique

$$P_{2'}^{1-\gamma_{2'}} \cdot T_{2'}^{\gamma_{2'}} = T_{3is}^{\gamma_3} \cdot P_3^{1-\gamma_3}$$

$$T_{3is} = \left(\frac{4,356^{-0,38} * 538^{1,38}}{4,491^{-0,32}} \right)^{\frac{1}{1,32}}$$

$$T_{t3is} = 675 \text{ K}$$

3.9.2.7. La vitesse à sortie

D'après la définition du nombre de Mach, on a :

$$V_3 = M_3 \sqrt{\gamma_3 r_3 T_3}$$

$$V_3 = 0,29 \sqrt{1,32 \cdot 280 \cdot 1003}$$

$$V_3 = 176,570 \text{ m/s}$$

3.9.2.8. La pression statique

$P_{2'} = P_3$, car la combustion se fait à la pression constante, le processus est isobare sous l'effet de chaleur reçue Q , on a, donc :

$$P_{2'} = P_3 = 4,250 \text{ bar}$$

3.9.2.9. La pression totale

$$\frac{P_{t3}}{P_3} = \left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2 \right)^{\frac{\gamma_3}{\gamma_3 - 1}}$$

$$P_{t3} = P_3 \left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2 \right)^{\frac{\gamma_3}{\gamma_3 - 1}}$$

$$P_{t3} = 4,250 \left(1 + \frac{1,32 - 1}{2} (0,29)^2 \right)^{4,125}$$

$$P_{t3} = 4,491 \text{ bar}$$

3.9.2.10. La masse volumique

$$\rho_3 = \frac{P_3}{r_3 T_3}$$

$$\rho_3 = \frac{4,250 \cdot 10^5}{278 \cdot 1003}$$

$$\rho_3 = 1,524 \text{ Kg/m}^3$$

3.9.2.11. La masse volumique totale

$$\rho_{t3} = \frac{P_{t3}}{r_3 T_{t3}}$$

$$\rho_{t3} = \frac{4,491 \cdot 10^5}{278 * 1017}$$

$$\rho_{t3} = 1,588 \text{ Kg/m}^3$$

Tableau des résultats à la sortie de chambre de combustion :

$T_3(K)$	$T_{t3}(K)$	$P_3(bar)$	$P_{t3}(bar)$	$\rho_3(Kg/m^3)$	$\rho_{t3}(Kg/m^3)$	M_3	$V_3(m/s)$
1003	1077	4.250	4,491	1,524	1,588	0,29	204,392

4. Turbine

Les données de la turbine :

La pression à la sortie : $P_4 = 1,380 \text{ bar}$

4.1. Généralité sur la turbine

4.1.1. Définition

La turbine est une machine qui réalise la détente en transformant l'énergie des gaz sortants de la chambre de combustion en énergie mécanique pour entraîner le compresseur.

4.1.2. Description

Les turboréacteurs utilisent souvent la turbine axiale. Dans notre cas, elle est à un seul étage ; constitué d'un aubage fixe « distributeur » suivi d'une roue, mise en mouvement sous l'action dynamique du fluide. La turbine et le compresseur sont reliés par un arbre de transmission. Le rôle de chaque élément de la turbine est défini plus bas.

4.1.2.1. Distributeur

Il est l'organe fixe, composé de tuyères ou d'aubes, ayant pour but de transformer l'énergie thermique mise à sa disposition (ou une partie de cette énergie seulement) en énergie cinétique.

4.1.2.2. La roue

Organe mobile sur lequel est fixé l'arbre de la turbine et dont les ailettes situées à la périphérie ont pour objet de transformer en énergie mécanique de rotation l'énergie thermique et cinétique mises à leur disposition.

4.2. Étude aérodynamique de la turbine axiale

Pour pouvoir récupérer un maximum de travail mécanique sur l'arbre de la turbine, il est nécessaire d'accélérer et d'orienter convenablement les gaz en provenance de la chambre de combustion avant qu'ils abordent la roue. On installe, par conséquent, une grille spéciale à l'amont de la roue pour accomplir cette fonctionnalité ; c'est ce qu'on appelle le distributeur. [9].

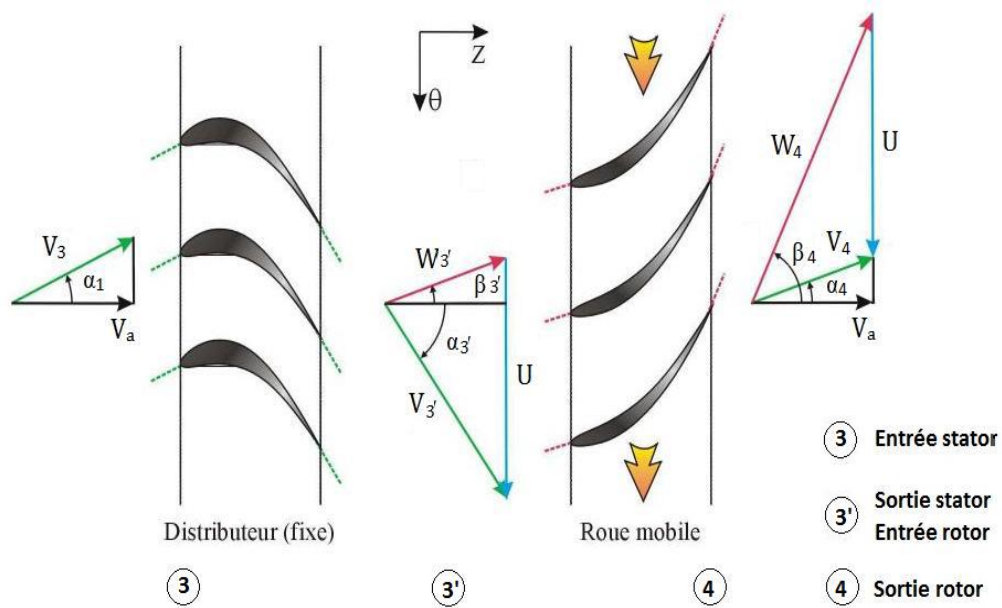


Figure (III.15): Configuration d'un étage de turbine axiale par triangles des vitesses

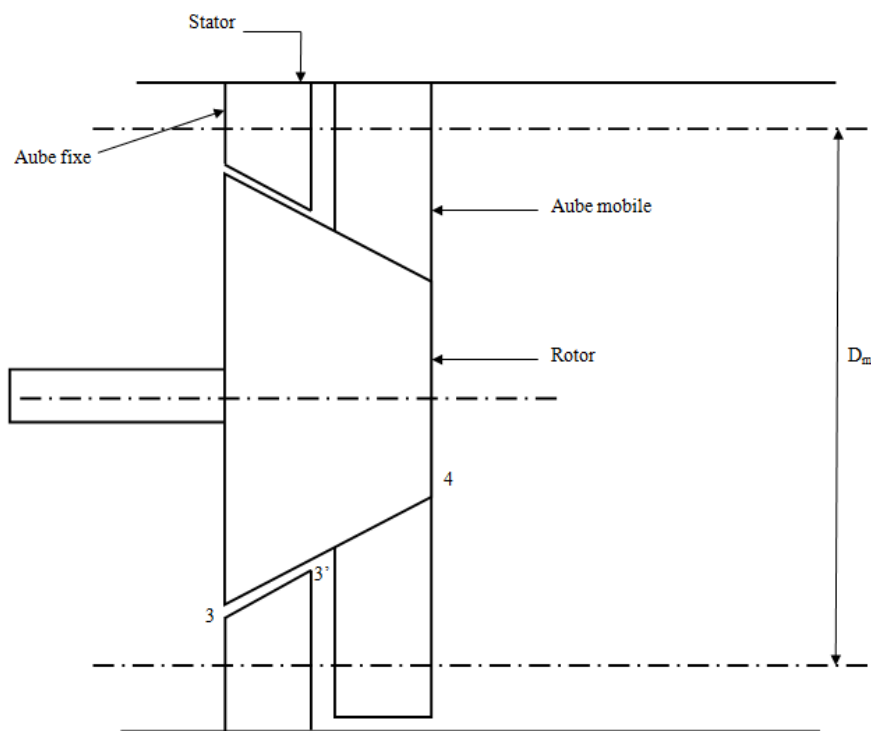


Figure (III.16) : Schéma d'un étage d'une turbine

4.2.1. Principe de fonctionnement

Les gaz qui arrivent de la chambre de combustion avec une vitesse approximativement axiale pénètrent dans le distributeur par une section de passage convergente (3 – 3'), le fluide se détend et verra sa vitesse absolue \vec{V} croître ($\vec{V}_{3'} > \vec{V}_3$) ; une partie de l'énergie de pression du fluide est transformée en énergie cinétique.

A la sortie du distributeur la vitesse $\vec{V}_{3'}$ est dirigée suivant un angle $\alpha_{3'}$ par rapport à la direction périphérique. Le distributeur prépare le fluide à communiquer l'énergie au rotor. Dans le rotor (3' - 4) l'énergie du fluide est transformée en énergie mécanique de mouvement rotatif. Le fluide se détend et sa vitesse relative augmente ($\vec{W}_4 > \vec{W}_{3'}$).

Le flux de fluide est dévié dans les canaux du rotor. La courbure des aubes fait que les particules sont plus accélérées sur l'extrados que sur l'intrados, contrairement à la pression qui est plus élevée sur l'intrados que sur l'extrados, ce qui explique la naissance d'un effort dont la composant périphérique F_u sert à entraîner la turbine.

4.2.2. Degré de réaction (σ)

Il caractérise le type de turbine, il est défini par le rapport de la chute de l'énergie de pression dans le rotor à la chute de l'énergie de pression dans l'étage complet. [22]

Ou encore, il se définit comme étant le rapport de la variation d'enthalpie dans le rotor à la variation d'enthalpie dans l'étage. [18]

$$\sigma = \frac{\Delta H_{rotor}}{\Delta H_{\text{étage}}} \quad (\text{III.23})$$

4.2.3. Classification des turbines

Il existe deux types de turbines :

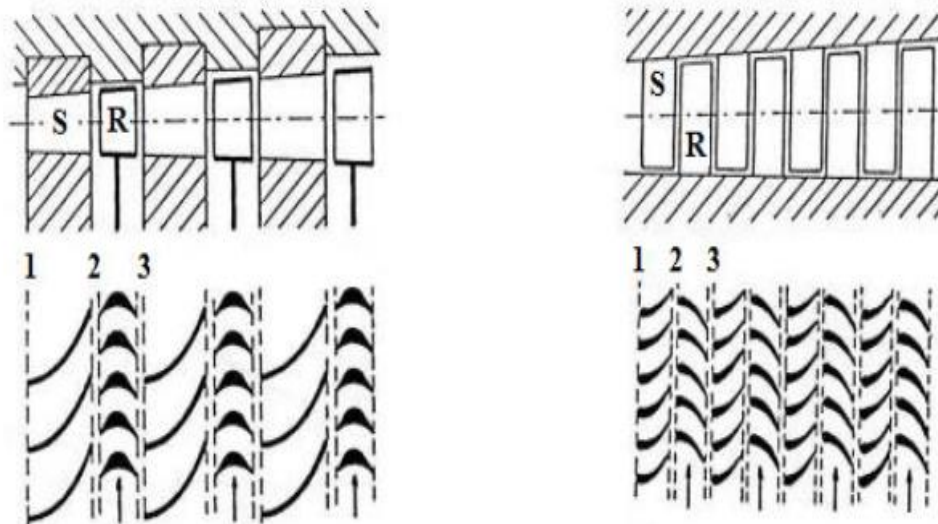
4.2.3.1. Turbine à action $\sigma = 0$:

Dans une turbine à action, le travail de détente (quasi complet) ne s'effectue que dans le stator. L'énergie cinétique ainsi engendrée sera récupérée par le rotor sous forme d'énergie mécanique afin d'entraîner le compresseur. [18]

Les turbines à action sont bien adaptées aux fortes pressions et se prêtent mieux à la régulation de débit. Leur construction est plus coûteuse et réserve leur emploi aux premiers étages de la turbine. [18]

4.2.3.2. Turbine à réaction $\sigma = \frac{1}{2}$:

Dans une turbine à réaction, la détente s'effectue à la fois dans le stator et dans le rotor. De plus, dans ce type de turbine, seule une faible partie de l'énergie des gaz est détendue afin de la récupérer sous forme d'énergie mécanique, étant donné que l'ensemble turbine-compresseur est moins lourd à entraîner qu'un ensemble avec hélice. Le restant d'énergie sera récupéré au niveau de la tuyère, sous forme d'énergie cinétique, afin de créer la poussée. [18] Les turbines à réaction réservent leur emploi aux étages à basse pression et leur coût de construction est plus faible.



Figure(III.17) : Turbine à action $\sigma = 0$ Figure(III.18) : Turbine à réaction $\sigma = \frac{1}{2}$

4.2.4. Triangle des vitesses

Il existe de types de triangle de vitesse, le premier pour la turbine à action et le second pour la turbine à réaction voyons ce dessous :

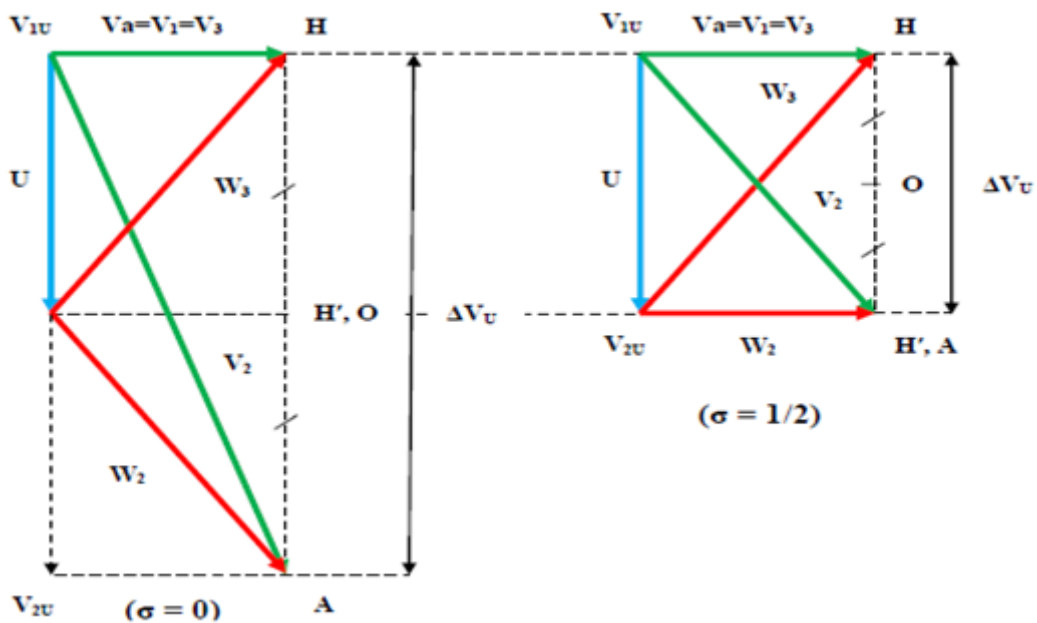


Figure (III.19) : Triangle des vitesses pour un étage de turbine à actions et à réaction

4.3. Etude thermodynamique

4.3.1. Le diagramme (T-S)

Figure (III.21) représente le Diagramme (T-S) entre et sortie de la turbine :

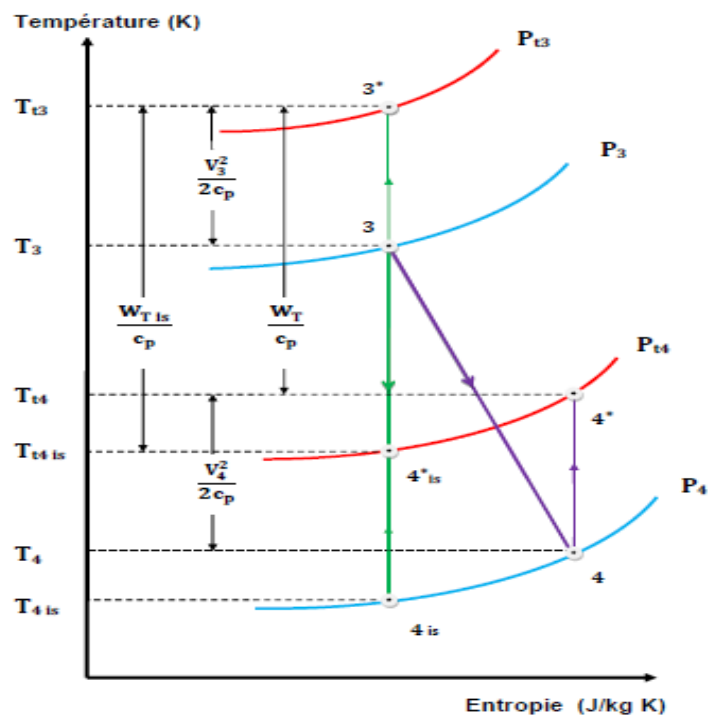


Figure (III.20) : Diagramme (T-S) entre et sortie de la turbine

4.3.2. Travail réel de détente

Premier principe de la thermodynamique pour un système ouvert :

$$[W_T + Q]_3^4 = [\Delta H + \Delta E_C + \Delta E_P]_3^4 = (H_4 - H_3) + \frac{1}{2}(V_4^2 - V_3^2) + g(z_4 - z_3) \quad (III.24)$$

L'évolution étant adiabatique ($Q=0$), Pas de dénivellation ($\Delta E_P = 0$).

$$W_T = \left(H_4 + \frac{1}{2}V_4^2\right) - \left(H_3 + \frac{1}{2}V_3^2\right) \quad (III.25)$$

En posant :

$$W_T = H_{t4} - H_{t3} = \Delta H_t$$

Pour un gaz parfait : $H = C_p T$ On a :

$$W_T = C_{p4}T_{t4} - C_{p3}T_{t3} \quad (III.26)$$

Remarque : ici le travail de la turbine $W_T < 0$ car il s'agit d'une détente.

D'après le triangle des vitesses $V_3 = V_4$.

Donc on a :

$$W_T = H_4 - H_3 = C_{P4}T_{t4} - C_{P3}T_{t3} \quad (\text{III.27})$$

4.3.3. Travail de détente isentropique

$$W_{Tis} = C_{P3}T_{t3} - C_{P4}T_{t4is} \quad (\text{III.28})$$

4.3.4. Le taux de détente de la turbine

D'après l'évolution isentropique on aura le taux de détente :

$$P_{t3}^{1-\gamma_3} \cdot T_{t3}^{\gamma_3} = P_{t4}^{1-\gamma_4} \cdot T_{t4is}^{\gamma_4} \quad (\text{III.29})$$

Tel que :

$$\bar{\gamma} = \frac{\gamma_3 + \gamma_4}{2}$$

$$\frac{T_{t4is}}{T_{t3}} = \left(\frac{P_{t3}}{P_{t4}} \right)^{\frac{1-\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}}}$$

$$\tau = \frac{P_{t3}}{P_{t4}} = \left(\frac{T_{t4is}}{T_{t3}} \right)^{\frac{\bar{\gamma}}{1-\bar{\gamma}}} \quad (\text{III.30})$$

4.3.5. Puissance récupérée

4.3.5.1. Puissance réelle fournie par les gaz à la turbine

$$P_T = (\dot{m}_a + \dot{m}_c) |w_T| \quad (\text{III.31})$$

4.3.5.2. Puissance isentropique fournie par les gaz à la turbine

$$P_{Tis} = (\dot{m}_a + \dot{m}_c) |w_{Tis}| \quad (\text{III.32})$$

4.3.6. Le rendement de la turbine

Le rendement de détente est le rapport de l'énergie réellement récupérée par la turbine à celle qu'elle aurait théoriquement due recevoir [22].

4.3.6.1. Rendement de détente isentropique :

La figure ci-après représente le diagramme (h-s) d'évolution du fluide.

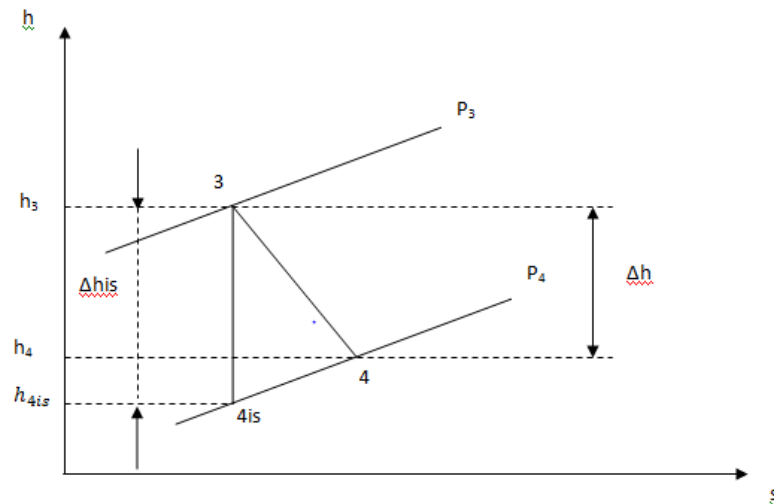


Figure (III.21) : Evolution du fluide dans un diagramme (h-s)

$$\eta_T = \frac{W_T}{W_{Tis}} = \frac{T_{t3} - T_{t4}}{T_{t3} - T_{t4is}} \quad (\text{III.33})$$

4.4. Les calculs de la turbine

4.4.1. Travail de la détente

$$W_T(\dot{m}_a + \dot{m}_c) = \dot{m}_a W_C \quad (\text{III.34})$$

$$W_T = \frac{\dot{m}_a W_C}{(\dot{m}_a + \dot{m}_c)}$$

$$W_T = \frac{4,444 \cdot 10^3 * 174233,858}{(4,444 \cdot 10^3 + 66,792)}$$

$$W_T = 171653,950 \text{ J/Kg}$$

4.4.2. La température statique

D'après l'expression du travail, on tire la température de sortie de la turbine. On doit auparavant déterminer C_{P4} et γ_4 :

D'après triangle des vitesses $V_3 = V_4$.

On fait la même chose que avant, on fixe la température T_4 à 300K pour trouver la valeur de C_{P4} et γ_4 à l'aide des graphes de gaz à combustion puis on recalcule la température jusqu'à ce que nous trouvons la température T_4 , C_{P4} et γ_4 finale.

$$T_4 = 864 \text{ K}, C_{P4} = 1132 \text{ J/Kg.K}$$

$$\gamma_4 = 1,33$$

Et on calcule r_4 :

$$r_4 = \frac{C_{P4}(\gamma_4 - 1)}{\gamma_4} = \frac{1132(1,33 - 1)}{1,33}$$

$$r_4 = 281 \text{ J/Kg.K}$$

4.4.3. La température totale

$$W_T = C_{P3}T_{t3} + C_{P4}T_{t4}$$

$$T_{t4} = \frac{C_{P3}T_{t3} - W_T}{C_{P4}}$$

$$T_{t4} = \frac{1146 * 1017 - 171653,950}{1132}$$

$$T_{t4} = 878 \text{ K}$$

4.4.4. Le nombre de mach

$$M_4 = \frac{V_4}{\sqrt{\gamma_4 r_4 T_4}}$$

$$M_4 = \frac{204,392}{\sqrt{1,33 * 281 * 878}}$$

$$M_4 = 0,36$$

4.4.5. La pression totale

$$P_{t4} = P_4 \left[1 + \frac{M_4^2 \cdot (\gamma_4 - 1)}{2} \right]^{\frac{\gamma_4}{\gamma_4 - 1}}$$

$$P_{t4} = 1,380(1 + 0,165(0,36)^2)^{\frac{1,33}{0,33}}$$

$$P_{t4} = 1,503 \text{ bar}$$

4.4.6. La masse volumique

$$\rho_4 = \frac{P_4}{r_4 T_4}$$

$$\rho_4 = \frac{1,380 \cdot 10^5}{281,935}$$

$$\rho_4 = 0,525 \text{ Kg/m}^3$$

4.4.7. La masse volumique totale

$$\rho_{t4} = \rho_4 \left[1 + \frac{M_4^2 \cdot (\gamma_4 - 1)}{2} \right]^{\frac{1}{\gamma_4 - 1}}$$

$$\rho_{t4} = 0,525 (1 + 0,165 (0,36)^2)^{\frac{1}{0,33}}$$

$$\rho_{t4} = 0,560 \text{ Kg/m}^3$$

4.4.8. Le taux de détente de la turbine

$$\tau = \frac{P_{t3}}{P_{t4}}$$

$$\tau = \frac{4,491}{1,503}$$

$$\tau = 3$$

4.4.9. La température totale isentropique

$$P_{t3}^{1-\gamma_3} \cdot T_{t3}^{\gamma_3} = P_{t4}^{1-\gamma_4} \cdot T_{t4is}^{\gamma_4}$$

$$T_{t4is} = \left(\frac{P_{t3}^{1-\gamma_3} \cdot T_{t3}^{\gamma_3}}{P_{t4}^{1-\gamma_4}} \right)^{\frac{1}{\gamma_4}}$$

Tel que : $\bar{\gamma} = \frac{\gamma_3 + \gamma_4}{2}$

$$\bar{\gamma} = \frac{1,32 + 1,33}{2}$$

$$\bar{\gamma} = 1,325$$

$$T_{t4is} = \left(\frac{(4,491 * 10^5)^{-0,32} \cdot (1077)^{1,32}}{(1,503 * 10^5)^{-0,33}} \right)^{\frac{1}{1,33}}$$

$$T_{t4is} = 859 \text{ K}$$

4.4.10. La température isentropique

D'après l'évolution isentropique on aura :

$$P_3^{1-\gamma_3} \cdot T_3^{\gamma_3} = P_4^{1-\gamma_4} \cdot T_{4is}^{\gamma_4}$$

$$T_{4is} = \left(\frac{P_3^{1-\gamma_3} \cdot T_3^{\gamma_3}}{P_4^{1-\gamma_4}} \right)^{\frac{1}{\gamma_4}}$$

$$T_{4is} = \left(\frac{(4,250 \cdot 10^5)^{-0,32} (1003)^{1,32}}{(1,380 \cdot 10^5)^{-0,33}} \right)^{\frac{1}{1,33}}$$

$$T_{4is} = 794 \text{ K}$$

4.4.11. Le travail de détente isentropique

Le travail de détente isentropique est donné par :

$$W_{Tis} = H_{t4is} - H_{t3}$$

Pour un gaz parfait : $W_{Tis} = C_{P3}T_{t3} - C_{P4}T_{t4is}$

$$W_{Tis} = 1146(1017) - 1132(859)$$

$$W_{Tis} = 193094 \text{ J/Kg}$$

4.4.12. Les rendements

4.4.12.1. Le rendement de la détente

$$\eta_T = \frac{T_{t3} - T_{t4}}{T_{t3} - T_{t4is}}$$

$$\eta_T = \frac{1017 - 878}{1017 - 859}$$

$$\eta_T = 0,88$$

4.4.12.2. Le rendement isentropique

$$\eta_{is} = \frac{W_T}{W_{Tis}}$$

$$\eta_{Tis} = \frac{171653,950}{193094}$$

$$\eta_{Tis} = 0,89$$

4.4.13. Puissance récupérée

4.4.13.1. Puissance réelle fournie par les gaz à turbine

D'après l'équation (III.31) :

$$p_T = (4,444 \cdot 10^3 + 66,792(171653,950))$$

$$p_T = 11469554,63 \text{ W}$$

4.4.13.2. Puissance isentropique fournie par les gaz à la turbine

D'après l'équation (III.32) :

$$p_{Tis} = (4,444 \cdot 10^3 + 66,792(193094))$$

$$p_{Tis} = 12901578,45 \text{ W}$$

Tableau des résultats de calcul final :

$T_4(K)$	$T_{t4}(K)$	$T_{t4is}(K)$	$P_{t4}(bar)$	$\rho_4(bar)$	$\rho_{t4}(bar)$	M_4	$W_T(J/Kg)$
864	878	859	1,503	0,525	0,560	0,36	171653,950

5. Tuyère d'éjection

Les données de la tuyère d'éjection

La pression à la sortie : $P_5 = P_{atm} = 1,013bar$

La poussée au point fixe : $F_p = 22500N$

5.1. Introduction

Lorsque l'air passe dans les réacteurs, il est expulsé plus rapidement qu'il n'y est entré. (Cela est dû au principe d'action-réaction). L'avion est poussé vers l'avant, c'est la force de poussée.

La poussée s'oppose à la trainée. Lors d'un vol stabilisé, les deux forces s'équilibrent et l'avion adopte une vitesse constante. A même altitude, si la poussée augmente, elle dépasse momentanément la trainée. L'avion prend alors de la vitesse. Cependant, la trainée augmentera plus tard pour enfin rattraper la poussée. L'avion cessera alors d'accélérer, et reprendra un vol stabilisé. La vitesse redeviendra constante mais sera néanmoins plus grande. Pour les planeurs, la poussée est exercée par des courants thermiques.

La poussée est le facteur le plus important pour déterminer les capacités ascensionnelles d'un avion : la vitesse ascensionnelle maximale n'est pas liée à la portance générée par les ailes, mais à la quantité d'énergie fournie en plus de celle nécessaire au maintien du vol en palier.

5.2. Définition

Une tuyère est un organe mécanique qui met en communication deux espaces à des pressions différentes. Sa forme générale présente trois parties essentielles comme la montre la figure ci-dessous :

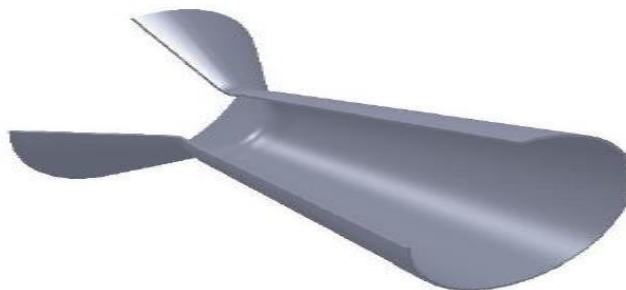


Figure (III.22) : Tuyère convergente divergente.

5.2.1. Le convergent

C'est la partie amont de la tuyère, son rétrécissement contribue à l'accélération des gaz.

5.2.2. Le col

C'est la partie du canal d'écoulement des gaz qui a la plus petite section et qui par le choix de ses dimensions fixe le point de fonctionnement du moteur.

5.2.3. Le divergent

C'est la partie aval de la tuyère, il augmente la vitesse d'éjection des gaz au cours de leur détente et améliore de ce fait leur effet propulsif.

5.3. Le rôle de la tuyère

Le rôle de la tuyère est d'évacuer les gaz chauds sous pression sortant des turbines en leur communiquant le maximum de vitesse et obtenir le maximum de poussée. Elle est de forme convergente en écoulement subsonique et divergente en écoulement supersonique.

5.4. Fonctionnement

La tuyère constitue un des éléments les plus importants dans les turboréacteurs, dont la fonction est de convertir l'énergie thermique issue de la chambre de combustion en énergie cinétique. Elle convertit ainsi les gaz de faible vitesse, de pression et température élevées en gaz de vitesse très importante, mais de basse pression et température. Cette transformation d'énergie produit la poussée utile, il est donc important que la tuyère soit aussi complète que possible. Elle serait parfaite dans un réacteur idéal d'où les gaz seraient éjectés à la température de l'air ambiant, toute leur chaleur ayant été transformée en vitesse dans la tuyère. La vitesse d'éjection des gaz est proportionnelle à la différence entre leur pression dans le moteur et la pression atmosphérique. Cet écart est d'autant plus grand que l'altitude est élevée, à condition que la pression à l'intérieur du moteur qui dépend de la température du flux puisse être maintenue en altitude. [15]

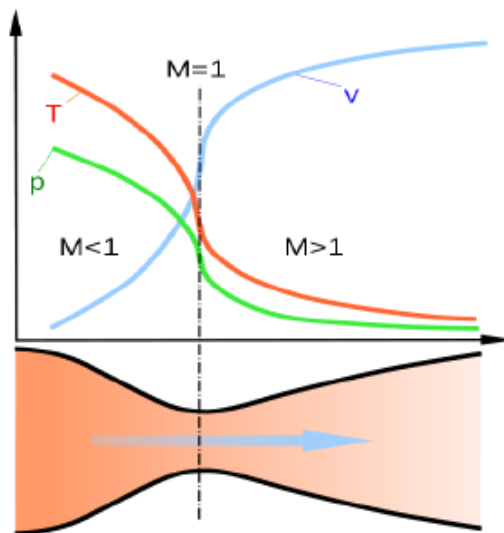


Figure (III.23) : La variation P, V et T à travers la tuyère

5.5. Forme de la tuyère dans le turboréacteur simple flux

Dans le cas le plus simple (notre cas turboréacteur simple flux subsonique), la tuyère ressemble à un gros tuyau d'un diamètre approprié, appelé aussi veine de sortie, qui accélère l'air en sortie de turbine et l'amène à la vitesse d'éjection optimale. La section d'éjection est calculée à cet effet et est fixée une fois pour toutes. [23]

La veine de sortie se compose généralement : d'un cône de raccordement, d'une rallonge et d'une tuyère convergente. [23]

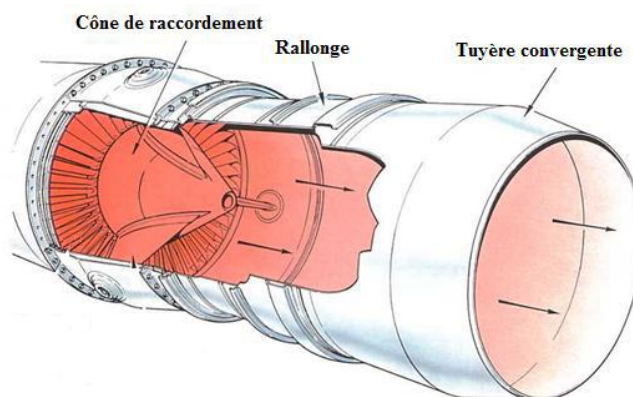


Figure (III.24) : Veine de sortie d'un turboréacteur simple flux subsonique

5.6. Etude thermodynamique

Le premier principe de la thermodynamique pour un système ouvert donne :

$$[W + Q]_4^5 = [\Delta H + \Delta E_C + \Delta E_P]_4^5 = (H_5 - H_4) + \frac{1}{2}(V_5^2 - V_4^2) + g(z_5 - z_4) \quad (\text{III.35})$$

- $W=0$ pas de travail technique dans le diffuseur.
- $Q=0$ évolution adiabatique.
- $\Delta E_P = 0$ Pas de dénivellation.

Ce qui nous donne :

$$(H_5 - H_4) + \frac{1}{2}(V_5^2 - V_4^2) = 0 \quad (\text{III.36})$$

Qu'on peut écrire également :

$$H_5 + \frac{V_5^2}{2} = H_4 + \frac{V_4^2}{2} = C^{te} \quad (\text{III.37})$$

$H_{t5} = H_{t4} = C^{te}$; Conservation de l'enthalpie totale dans la tuyère.

Pour un gaz parfait :

$$H = C_p T$$

L'équation (III.37) devient :

$$T_5 + \frac{V_5^2}{2C_p} = T_4 + \frac{V_4^2}{2C_p} \quad (\text{III.38})$$

$T_{t5} = T_{t4} = T_t = C^{te}$; Conservation de la température totale dans la tuyère.

5.6.1. La température isentropique

D'après l'évolution polytropique :

$$PV^\gamma = C^{te}$$

On a :

$$T_4^{\gamma_4} \cdot P_4^{1-\gamma_4} = T_{5is}^{\gamma_5} \cdot P_5^{1-\gamma_5} \quad (\text{III.39})$$

Ce qui nous donne :

$$T_{5is} = T_4 \left[\frac{P_4}{P_5} \right]^{\frac{1-\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}}} \quad (\text{III.40})$$

5.6.2. Le rendement de la tuyère

Le rendement (η_{ty}) varie de [0,93 à 0,97] on prend $\eta_{ty} = 0,93$ [24]

$$\eta_{ty} = \frac{T_4 - T_5}{T_4 - T_{5is}} \quad (\text{III.41})$$

5.6.3. La vitesse déjection des gaz

L'équation d'énergie d'un gaz parfait nous donne :

$$C_{P_g} T_{t5} = C_{P_g} T_5 + \frac{V_5^2}{2} \quad (\text{III.42})$$

$$V_5 = \sqrt{2C_{P_g}(T_{t5} - T_5)} \quad (\text{III.43})$$

C_{P_g} : 1,14 Kj/Kg.k (chaleur massique moyenne)

$\gamma' = 1,33$ (Coefficient isentropique moyenne)

5.6.4. La section de la tuyère

L'équation de continuité nous fournit :

$$\dot{m}_a + \dot{m}_c = \rho_5 V_5 S_5 \quad (\text{III.44})$$

Devient :

$$\dot{m}_a(1 + f) = \rho_5 V_5 S_5$$

On aura donc la section est :

$$S_5 = \frac{\dot{m}_a(1+f)}{\rho_5 V_5} \quad (\text{III.45})$$

5.6.5. Le nombre de mach :

Le nombre de Mach est donné par l'équation suivante :

$$M_5 = \sqrt{\frac{\left(\frac{P_{t5}}{P_5}\right)^{\frac{\gamma'-1}{\gamma'}} - 1}{\frac{\gamma'-1}{2}}} \quad (\text{III.47})$$

5.6.6. Le diamètre

Le diamètre est calculé par l'équation suivante :

$$D_5 = \sqrt{\frac{4 \cdot S_5}{\pi}} \quad (\text{III.48})$$

5.6.7. La poussée

Comme nous l'avons déjà démontré dans le chapitre II, la poussée d'un turboréacteur simple flux est donnée par la relation suivante :

$$F_P = (\dot{m}_a + \dot{m}_c)V_5 - \dot{m}_a V_0 + S_5(P_5 - P_0) \quad (\text{III.49})$$

En supposant que la tuyère est adaptée $P_5 = P_0$ et que la vitesse à l'entrée du turboréacteur est nul ($V=0$ au point fixe) on aura :

$$F_P = (\dot{m}_a + \dot{m}_c)V_5 \quad (\text{III.50})$$

5.7. Calculs de la tuyère d'éjection

5.7.1. La température isentropique :

En utilisant la relation (III.39), on aura :

$$T_{5is} = T_4 \left[\frac{P_4}{P_5} \right]^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$T_{5is} = 864 \left[\frac{1,380}{1,013} \right]^{\frac{-0,4}{1,4}}$$

$$T_{5is} = 791 \text{ K}$$

5.7.2. Vitesse de d'éjection des gaz

D'après la relation (III.43), on aura :

$$V_5 = \sqrt{2C_{Pg}(T_{t5} - T_5)}$$

Comme $T_t = \text{cst}$, cela en traine : $P_t = \text{cst}$

D'où : $P_{t5} = P_{t4}$ conservation de pression dans la tuyère.

$$V_5 = \sqrt{2 * 1140(878 - 800)}$$

$$V_5 = 421,711 \text{ m/s}$$

5.7.3. Le nombre de Mach

$$M_5 = \frac{V_5}{\sqrt{\gamma_5 r_5 T_5}}$$

$$M_5 = \frac{460,940}{\sqrt{1,4 \cdot 287 \cdot 883}}$$

$$M_5 = 0,77$$

5.7.4. La température statique

$$T_5 = \frac{T_{t5}}{1 + \frac{\gamma' - 1}{2} M_5^2}$$

$$T_5 = \frac{878}{1 + \frac{1,33 - 1}{2} (0,77)^2}$$

$$T_5 = 800 \text{ K}$$

5.7.5. La masse volumique statique

$$\rho_5 = \frac{P_5}{r_5 T_5}$$

$$\rho_5 = \frac{1,013 \cdot 10^5}{287 \cdot 800}$$

$$\rho_5 = 0,441 \text{ Kg/m}^3$$

5.7.6. La masse volumique totale

$$\rho_{t5} = \rho_5 \left[1 + \frac{M_5^2 \cdot (\gamma_5 - 1)}{2} \right]^{\frac{1}{\gamma_5 - 1}}$$

$$\rho_{t5} = 0,441 [1 + 0,165(0,77)^2]^{\frac{1}{0,33}}$$

$$\rho_{t5} = 0,585 \text{ Kg/m}^3$$

5.7.7. La section de la sortie

D'après la relation (III.44), on obtient l'équation suivante :

$$S_5 = \frac{\dot{m}_a + \dot{m}_c}{\rho_5 V_5}$$

$$S_5 = \frac{40 + 0.066792}{0,441 * 421,711}$$

$$S_5 = 0.215 m^2$$

5.7.8. Le diamètre

D'après la relation (III.46), on a :

$$D_5 = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,215}{3,14}}$$

$$D_5 = 0,523 m$$

5.7.9. La poussée

D'après la relation (III.48) :

$$F_p = (40 + 0.066792) * 421,711$$

$$F_p = 16896,607 N$$

5.7.10 Les performances

Afin de calculer les performances du turboréacteur on utilise les équations suivantes :

Puissance calorifique :

$$P_C = P_{Ci} \cdot \dot{m}_c$$

$$P_C = 43 \cdot 10^6 \cdot 66,792 \cdot 10^{-3}$$

$$P_C = 2872056 W$$

Le rendement interne :

$$\eta_i = \frac{P_{tr}}{P_{tt}}$$

Tel que :

P_{tr} : Puissance thermique réelle en dynamique.

P_{tt} : Puissance thermique théorique.

$$\eta_i = \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_c + \dot{m}_a)V_j^2}{P_C - (\dot{m}_c + \dot{m}_a)(T_5 - T_0)}$$

$$\eta_i = \frac{0,5(4,444 + 66,792 \cdot 10^{-3})(421,711)^2}{2872056 - (4,444 + 66,792 \cdot 10^{-3})502}$$

$$\eta_i = 0,14$$

$$\eta_i = 14 \%$$

Le rendement thermodynamique :

$$\eta_{th} = \frac{P_{th}}{P_C} = \frac{P_{tt}}{P_C} = \frac{2856441,891}{2872056}$$

$$\eta_{th} = 0,99$$

$$\eta_{th} = 99 \%$$

Le rendement global :

$$\eta_g = \eta_{th} \cdot \eta_i$$

$$\eta_g = 0,14 \cdot 0,99$$

$$\eta_g = 0,14\%$$

Impulsion spécifique :

$$I_{sp} = \frac{V_j}{g}$$

$$I_{sp} = \frac{421,711}{9,81}$$

$$I_{sp} = 42,988 \text{ s}$$

Consommation spécifique :

$$C_{sp} = \frac{1}{I_{sp}}$$

$$C_{sp} = \frac{1}{42,988}$$

$$C_{sp} = 0,02 \text{ Kg/KWH}$$

Force spécifique :

$$F_{sp} = \frac{F_P}{\dot{m}} = \frac{F_P}{\dot{m}_c + \dot{m}_a}$$

$$F_{sp} = 3745,818 \text{ N/Kg} \cdot s$$

Tableau des résultats de calculs :

$T_5(\text{K})$	$T_{5is}(\text{K})$	$\rho_5(\text{Kg}/\text{m}^3)$	$\rho_{t5}(\text{Kg}/\text{m}^3)$	M_5	$F_P(\text{N})$	$S_5(\text{m}^2)$
800	791	0,441	0,585	0,77	16896,607	0,215

Conclusion générale

Conclusion générale

L'étude des turbomachines est très complexe, plusieurs facteurs y concourent. Il y'a d'abord la très forte tridimensionnalité de l'écoulement liée aux organes tournants de la machine, aux effets de jeux etc. mais il y a aussi la présence d'une kyrielle de tourbillons qui s'inter-réagissent et donnent une irrégularité supplémentaire et non des moindres à l'écoulement. L'interaction fluide-structure n'est pas en reste puisqu'elle influence d'une certaine façon la nature de l'écoulement. La résolution de tels problèmes fait appel à outillage mathématique, numérique et même expérimentale très élaboré. D'un point de vu mathématiques, les écoulements au sein de ces machines sont gouvernés par les équations de Navier stocks exprimées souvent en coordonnées cylindriques. C'est un système d'équations déterministe où cohabitent concomitamment des grandeurs physiques et leurs dérivées partielles. Ce sont les équations aux dérivées partielles (EDP) non linéaires. Toute simplification introduite éloigne leur solution de la réalité du problème. Voilà pourquoi, l'analyse analytique trouve du mal à s'imposer dans ce domaine. Sur le plan numérique, plusieurs travaux et simulations ont été réalisés. Malheureusement, la validation des résultats obtenus s'appuie fortement sur ceux obtenus par les essais. En attendant l'avènement de la DNC (Direct Numerical Simulation), seul la RANS permet d'établir des modèles plus ou moins cohérents aptes de prédire les évolutions du fluide dans les turbomachines. L'expérience reste à présent maîtresse dans ce domaine. On fait appel à des techniques de mesure très performantes en matière de mesure. L'anémométrie à fil chaud, l'anémométrie laser basée sur l'effet doppler, également, sont les plus utilisées de nos jours.

Le travail qu'on vient d'effectuer est très simplifié dans la mesure où on a occulté tous les phénomènes décrits plus hauts. Il serait présomptueux de notre part de prétendre à l'étude exhaustive da la turbomachine pour le temps imparti à ce travail (trois mois effectifs). En fait, toute étude d'une turbomachine inédite passe d'abord par cette première étape simplificatrice. Elle constitue le fil rouge qui nous met sur la trajectoire conductrice vers la bonne solution. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux donnés par le constructeur. Ils sont fondés sur un rendement de la machine optimal. Avec la modification des paramètres extérieurs, tout change, comment, dans ces conditions, le turboréacteur réagira ? C'est la seconde partie de notre travail. Dans ce cas, il y aura nécessairement distorsion des triangles des vitesses. Pour prédire leurs nouvelles configurations, l'outil numérique parait toute indiqué. On y simule l'écoulement autour d'une aube possédant la même géométrie que celle de la turbomachine lorsqu'on varie le débit. Les résultats obtenus serviront à l'analyse du comportement du turboréacteur et détermineront ensuite les courbes de performances. Hélas ! des facteurs exogènes à notre volonté nous ont empêché de mener à terme ce travail. Notre souhait c'est de voir ce travail repris dans sa seconde partie pour le mener à son bout.

Références bibliographiques

- [1] Le turboréacteur, moteur des avions à réaction Jean Claude THEVNIN.
3^{ème} édition 2004.
- [2] Les avions de transport modernes et futurs André PEYRAT-ARMANDY.
Edition : Teknea. Bibliothèque de génie mécanique T-O.
- [3] La propulsion des avions Georges LEHR.
Edition : Presses universitaires de France. Bibliothèque centrale de l'UMMTO
- [4] <https://www.lavionnaire.fr/MotorTurboReact.php>
- [5] <https://www.lavionnaire.fr/MotorElements.php>
- [6] Défis de conception des compresseurs pour propulsion aéronautique. Ecole polytechnique de Montréal.
MEC4270-présentation invitée 11 novembre, 2008.
- [7] Cours de thermodynamique (par Dr HENNI MANSOUR Z).
- [8] Cours de thermodynamique I.U.T. de Saint-Omer Dunkerque Département Génie Thermique et énergie Olivier PERROT 2010-2011.
Edition: Eyrolles, Bibliothèque de génie mécanique T.O
- [9] Cours de thermopulsion II. Dr Henni Mansour Zoubir. Edition: 2010.
- [10] MécaniqueExpérimentale des Fluides .R.COMOLET 4^{ème} édition.
- [11] Mécanique Expérimentale des Fluides .R COMOLET 3^{ème} édition.
- [12] Statique et dynamique des fluides non visqueux.
5^{ème} édition paris 1992.
- [13] Cours Thermodynamiques et de Gazodynamique .KOUDJA.
Édition MASSON 1971.
- [14] Machines transformatrices d'énergie. Tome 2 G.LEMASSON.
Edition Paris 1982.
- [15] Turbomachine théorie générale .JON.KRYSINSKI.
- [16] Machines à fluides compressibles, turbines et compresseurs. Robert Rey. Edition 2008.
- [17] Le turboréacteur, moteur des avions à réaction. Jean Claude Thevenin. 3^{ème} édition 2004.
- [18] Etude et dimensionnement de la turbine à gaz industrielle THM 1304.S.Lebik & G.Medjkane.
PFE G. mécanique Tizi-Ouzou 2002.

Références bibliographiques

- [19] Etude aérodynamique dans une chambre de combustion, simulation numérique. Emilie Lachaud.
PFE Paris 2008.
- [20] Turboréacteur. LEHMAN et LEBOURY.
Edition Ecole de l'aviation civile de Toulouse 1980.
- [21] Turbine à gaz .R.ROUDIL.
- [22] Etude et calcul des performances du turbo-fan le CF6-80E1.Y. Ait Mahdi & M. Ait Manguellet.
PFE Génie mécanique Tizi-Ouzou 2005.
- [23] The jet .ROLLS ROYCE. Edition 1996.
- [24] Techniques d'ingénieurs.