

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur  
et de la Recherche Scientifique

*Université de Blida*  
*Institut d'Aéronautique*  
*Département de Propulsion*

# MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

*Pour l'obtention du diplôme*  
**D.U.E.A**  
*en Aéronautique*

*ETUDE DE FONCTIONNEMENT  
DES PRISES D'AIR EN SUBSONIQUE*



Présenté par :

- M. BOURDJEM SOFIANE  
- M. KACIMI MOHAMED

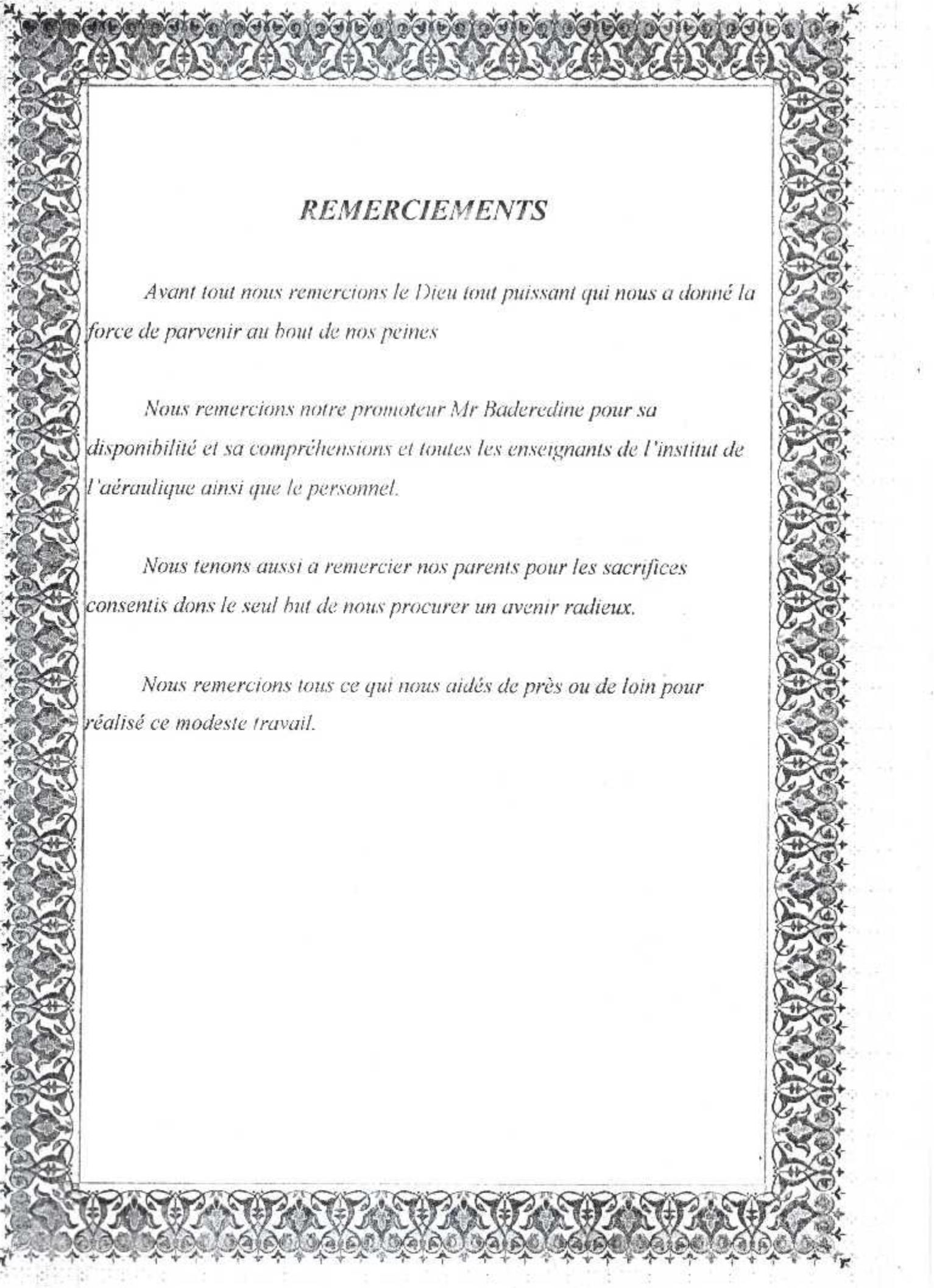
Promoteur :

- M. BADREDDINE

*Promotion 2001*

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

وَفَوْقَ كُلِّ ذِي عِلْمٍ عَلِيمٌ



## *REMERCIEMENTS*

*Avant tout nous remercions le Dieu tout puissant qui nous a donné la force de parvenir au bout de nos peines*

*Nous remercions notre promoteur Mr Baderedine pour sa disponibilité et sa compréhensions et toutes les enseignants de l'institut de l'aéraulique ainsi que le personnel.*

*Nous tenons aussi a remercier nos parents pour les sacrifices consentis dons le seul but de nous procurer un avenir radieux.*

*Nous remercions tous ce qui nous aidés de près ou de loin pour réalisé ce modeste travail.*

## Védicace

*Je dédie ce modeste travail à :*

*Mes parents pour leurs aides, encouragements,  
subventions matérielles et morales :*

*M. BOUCHEMAT IDRIS qui m'a vraiment  
guidé pour la réalisation de ce mémoire*

*Toute l'équipe de l'université de Sijel et UEPD  
D'EL HA'R'RACH notamment M. BOUNAR  
MOURAD et M<sup>lle</sup>. Rima pour leur bon accueil et  
pour m'avoir faciliter la tâche concernant la formation.*

*Mes amis intimes M. Bioud AbdAnnour, M.  
MOUK'RANI KAMEL et autres pour leurs  
cours, conseils et leurs encouragements.*

*Toute personne qui m'a aidé directement ou  
indirectement à élaborer ce mémoire.*

*Sofiane*

# DEDICACE

Je dédie ce modeste travail à :

- ❖ A MES CHERS PARENTS POUR LEUR AMOUR ET SACRIFICES
- ❖ A la mémoire de mon grand-père Zouaoui que Dieu l'accueille en Son vaste paradis.
- ❖ A mes grands-parents Kheira et HAMMOUD
- ❖ A mes frères et mes sœurs
- ❖ A mes oncles et tantes
- ❖ A toute la famille KACIMI surtout a Ouled Hadj Ali
- ❖ A tous mes amis de Bouira et S E G et El Hachimia
- ❖ A tous mes amis de l'Institut d'Aéronautique
- ❖ A tous mes amis de l'Université de Blida.

*K. Mohamed*

# Sommaire

Introduction : 01

## CHAPITRE I : Généralités

I - 1	Rôle d'une entrée d'air.	02
I - 2	Etude aérodynamique.	02
I-2-1	Conservation de débit.	03
I-2-2	Quantité de mouvement.	04
I - 2-3	Equation d'énergie.	06

## CHAPITRE II : Caractéristique des prises d'air

II - 1	Débit d'une entrée d'air.	09
II - 2	Efficacité d'une entrée d'air.	12
II - 3	Résistance de captation d'une entrée d'air.	14

## CHAPITRE III : Fonctionnement de prises d'air subsonique.

III -1	Généralités.	17
III-1-1	Comportement à fluide parfait :	17
a-	Comportement à $\varepsilon > 1$	17
b-	Comportement à $\varepsilon < 1$	18
III-1-2	Comportement à fluide visqueux	18
III-2	Prise d'air à coefficient de débit supérieur à $\varepsilon > 1$ .	19
III-2-1	Etude d'un cas schématique.	19
III -2-2	Cas des lèvres mince $\varepsilon = 1, \lambda = 0$ .	22

III-2-3 Cas des lèvres épaisses.	23
- Epaisseur critique.	23
III-3 Cas des coefficients de débit $\leq 1$ .	24
III-3-1 Etude cas schématique.	24
III-3-2 Cas des lèvres minces.	26
III-3 -3 Cas des lèvres épaisses.	26
- Epaisseur critique.	27

#### **CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSIONS**

<b>CONCLUSION :</b>	<b>35</b>
---------------------	-----------

## Tableau des symboles

SYMBOLE	DESTINATION	UNITE
$\partial$	Dérivée partielle	Pas d'unité
$d$	dérivée totale	pas d'unité
$v$	composants de la vitesse selon l'axe X	M/S
$U$	composants de la vitesse selon l'axe Y	M/S
$w$	composants de la vitesse selon l'axe Z	M/S
$t$	temps	S
$\rho$	masse volumique	Kg/m <sup>3</sup>
$A$	section	M <sup>2</sup>
$V$	volume	m <sup>3</sup>
$M$	masse	kg
$T$	température	degré
$Q$	quantité de chaleur	joule
$R$	constante de gaz parfait	K joule/kg
$C_v$	chaleur massique à volume constant	K joule/kg
$C_p$	chaleur massique a pression constante	K joule/kg
$U$	énergie interne	joule
$\delta$	rapport des chaleurs massiques à p et v constant	pas d'unité
$W$	travail	joule
$\mu$	angle de Mach	degré
$P$	pression	pascale
$V_r$	composent radiale de la vitesse	m/s
$M$	nombre de Mach	pas d'unité

$R_e$	nombre de Reynolds	pas d'unité
$V_{max}$	vitesse maximal	m/s
1	indice amont du choc	pas d'unité
2	indice aval du choc	pas d'unité
$i$	indice des grandeurs totales	pas d'unité
$\infty$	indice des grandeurs à l'infini	pas d'unité
$C_x$	coefficient de traîné	pas d'unité
$A_0$	la section à l'infini amont	$m^2$
$A_1$	la section à l'entrée d'air	$m^2$
$A_2$	la section à l'entrée du diffuseur	$m^2$
$A_c$	la section à l'entrée du col	$m^2$
$N$	direction normale du choc	pas d'unité
$q_{m0}$	le débit masse	kg/s
$q_{m0}^*$	le débit maximal	kg/s
$\eta_m$	l'efficacité des lèvres minces	%
$X_a$	résistance additive	N
$X_1$	résistance de captation	N
$\rho_0$	masse volumique de l'air à la section $A_0$	kg/m <sup>3</sup>
$V_0$	vitesse d'écoulement de l'air à la section $A_0$	m/s
$\rho_2$	masse volumique de l'air à la section $A_2$	kg/m <sup>3</sup>
$V_2$	vitesse d'écoulement de l'air à la section $A_2$	m/s
$P_0$	la pression absolue à la section $A_0$	pascale
$P_2$	la pression absolue à la section $A_2$	pascale
$P_L$	la pression totale	pascale
$\lambda$	l'épaisseur	m
$\lambda_{crit}$	l'épaisseur critique	m
$K$	coefficient lié à la pression	pas d'unité

$\epsilon$	coefficient de débit	pas d'unité
$P_1$	pression à l'entrée amont	pascale
$P_0$	pression à l'infini amont	pascale
$X_\ell$	la traînée des lèvres	N

## INTRODUCTION

L'entrée d'air est un conduit destiné à capter l'air et à l'amener dans les meilleures conditions possibles à l'entrée du compresseur. Sa forme est étudiée pour présenter le minimum de résistance à l'avancement et pour que l'écoulement de l'air soit régulier dans le plus large domaine de vol possible.

On pourrait penser que l'entrée d'air n'est pas indispensable pour alimenter le compresseur. En effet, on peut imaginer le compresseur captant directement l'air dont il a besoin. Malheureusement, ce raccordement de l'écoulement aux bords du compresseur se fera avec des tourbillons et par conséquent, avec des pertes de pression génératrice dans le plan d'entrée du compresseur ; pour cette raison que l'on dispose d'une entrée d'air.

Ce travail est divisé en quatre chapitres :

- le premier est une généralité sur les entrées d'air,
- le second est consacré aux caractéristiques des prises d'air,
- quant au troisième chapitre, il est porté aux études des performances des prises d'air subsoniques,
- le dernier chapitre contient les résultats et les discussions.

# CHAPTER 4

## *GENERALITES*

## I-1- ROLE DE PRISE D'AIR

L'entrée d'air se présente sous la forme d'une conduite, son rôle est de raccorder le plus avantageusement ( champ de vitesse le plus homogène possible) les filets d'air avec l'entrée du compresseur et ce la dans le domaine de vol.

## I-2- ETUDE THERMODYNAMIQUE :

### I-2-1- CONSERVATION DE DEBIT :

Considérons une entrée d'air alimentée par un tube de courant dont la section amont est  $A_0$ .

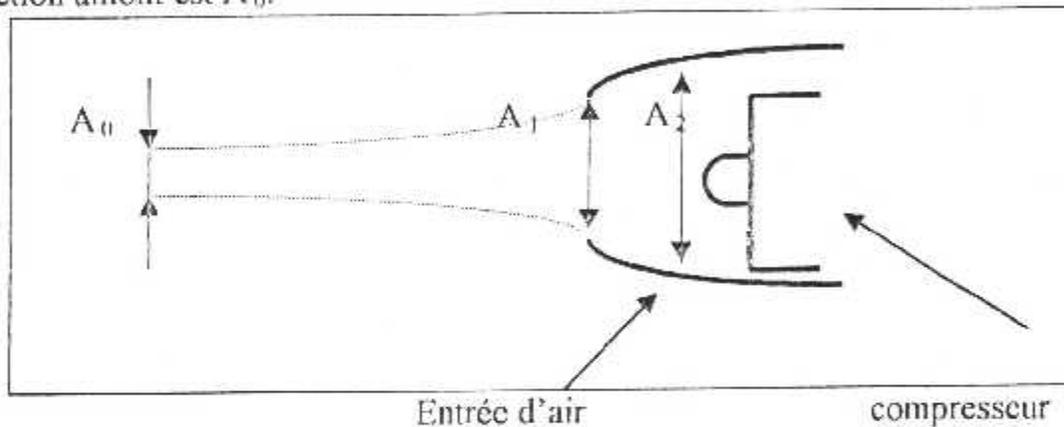


fig. : 1-2- 1

La loi de conservation du débit masse nous donne :

$$\rho_0 A_0 V_0 = \rho_2 A_2 V_2 \quad \text{I-1}$$

On peut avoir d'autres expressions du débit en faisant intervenir le Mach la pression totale  $P_t$  et la température totale  $T_t$ .

Partant de l'expression  $m = \rho AV$ , nous obtenons (§ I-2-3) :

$$m = \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \frac{P_t}{\sqrt{T_t}} A \left[ \frac{M}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \right] \quad \text{I-2}$$

Dans le cas d'un écoulement permanent isentropique, on a :

$$P_i = \text{Cte} \quad \text{et} \quad T_i = \text{Cte}$$

La conservation du débit s'exprime alors par :

$$P_i A \left[ \frac{M}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \right] = \text{Cte} = A \sum(M) \quad \text{I-3}$$

Il est intéressant de tracer la courbe  $\mu(M)$  dont nous donne l'allure suivante, pour  $\gamma=1,4$ .

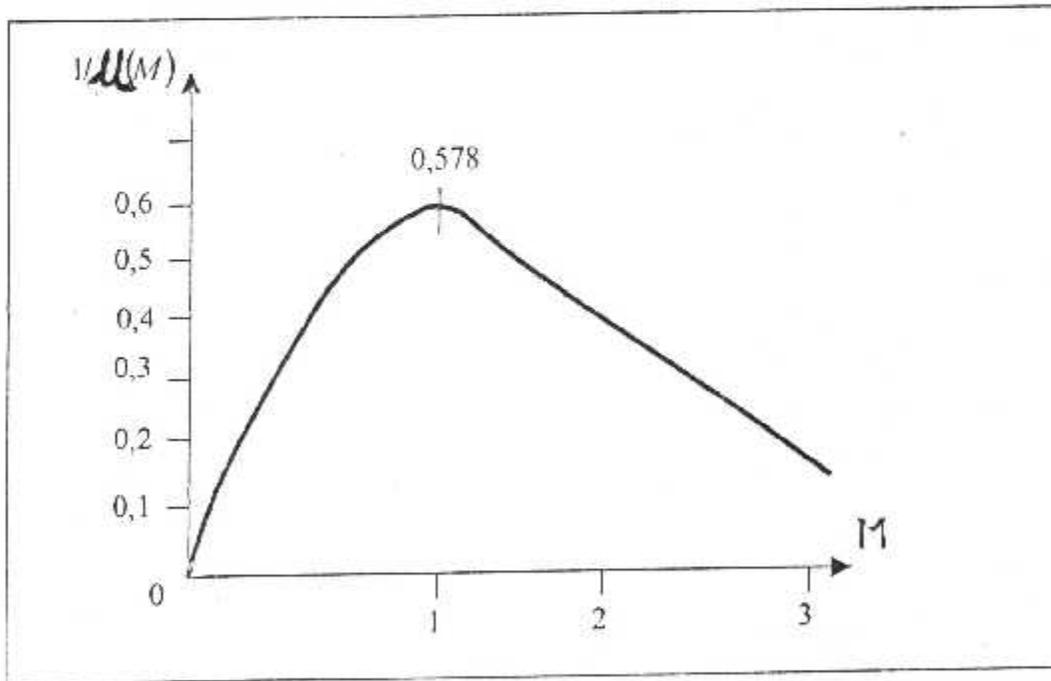


FIG :  $1/\mu(M)$

En état critique ( $M=1$ ) nous avons :

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \frac{P_i}{\sqrt{T_i}} A_c \left[ \frac{\gamma+1}{2} \right]^{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} \quad \text{I-4}$$

D'où, pour le cas des prises d'air ( $\Gamma_i = \text{Cte}$ ) on obtient la relation suivante :

$$P_i A_c = \text{Cte} \quad \text{I-5-a}$$

$$P_{i0} A_{c0} = P_{i1} A_{c1} = P_{i2} A_{c2} \quad \text{I-5-b}$$

De plus, par identification des deux équations ci-dessus nous obtenons :

$$AM \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} A_c \quad \text{I-6}$$

D'où :

$$\frac{A_c}{A} = \frac{1}{M} \left[ \left( \frac{2}{\gamma+1} \right) \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = \Sigma(M) \quad \text{I-7}$$

Donc :

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \frac{P_i}{\sqrt{I_i}} A \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad \text{I-8-a}$$

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{P_i}{\sqrt{I_i}} \Sigma(M) \quad \text{I-8-b}$$

Ce qui donne :

$$\Sigma(M) = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{1}{\mu(M)} \quad \text{I-9}$$

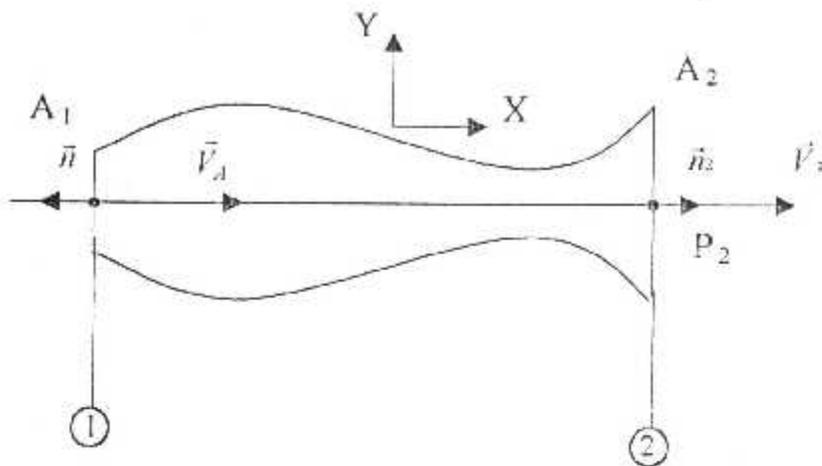
### I-2-2 - QUANTITE DE MOUVEMENT :

Pour le volume de contrôle ci dessous, le principe de la quantité de mouvement traduit la poussée du solide sur le fluide par la relation suivante :

$$F = m(\vec{V}_2 - \vec{V}_1) + P_2 A_2 \vec{n}_2 - P_1 A_1 \vec{n}_1 \quad \text{I-10}$$

Ou :

$$\vec{F} = (P + \rho V_2^2) A_2 \vec{n}_2 + (P + \rho V_1^2) A_1 \vec{n}_1 \quad \text{I-11}$$



Ou encore en module :

$$F = (P_2 + \rho_2 V_2^2) A_2 - (P_1 + \rho_1 V_1^2) A_1 \quad \text{-----} \quad \text{I-12}$$

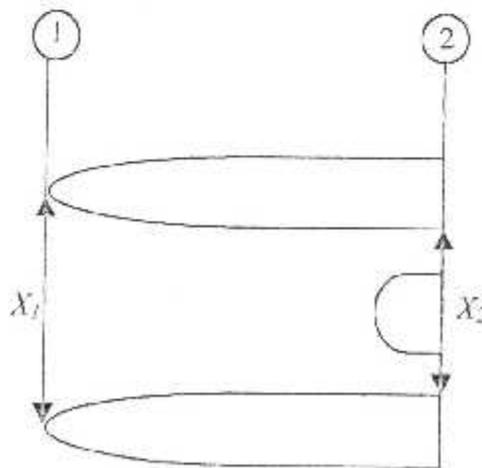
Soit X tel que :

$$X = (P + \rho V^2) A = (1 + \gamma M^2) P A \quad \text{-----} \quad \text{I-13}$$

Donc :

$$F = X_2 - X_1 = (1 + \gamma M_2^2) P_2 A_2 - (1 + \gamma M_1^2) P_1 A_1 \quad \text{-----} \quad \text{I-14}$$

Cependant, ce principe nous permet d'évaluer la partie de la poussée d'un moteur réalisée par une entrée d'air, en effet :

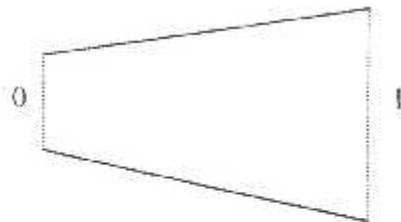


$$F = X_2 - X_1 = (1 + \gamma M_2^2) P_2 A_2 - (1 + \gamma M_1^2) P_1 A_1 \quad \text{I-13}$$

Où  $X_1$  est dite résistance de captation d'entrée d'air.

### I-2-3- EQUATION D'ENERGIE

Considérons une entrée d'air divergente subsonique ; Soit (0) la section d'entrée des filets d'air, et (1) La section commune au compresseur et à l'entrée d'air.



D'après le principe de la conservation d'énergie:

$$W + Q = \Delta h + \frac{\Delta V^2}{2} \quad \text{I-14}$$

Où  $W$  est le travail mécanique et  $Q$  est la quantité de chaleur communiquée au volume de contrôle.

A l'entrée d'air :

$[W + Q]_b = [h]_1 + \left[ \frac{V^2}{2} \right]_1$  ; Dans ce cas l'on a  $W = 0, Q = 0$  car nous n'avons aucune machine et que la paroi de la carène est adiabatique.

$$[C_p T]_b + \left[ \frac{V^2}{2} \right]_1 = 0 \quad \text{I-15}$$

soit :

$$C_p [T_1 - T_0] + \frac{V_1^2 - V_0^2}{2} = 0 \quad \text{I-16}$$

ou encore :

$$C_p T_1 + \frac{V_1^2}{2} = C_p T_0 + \frac{V_0^2}{2} \quad \text{I-17}$$

Donc :

$$C_p T + \frac{V^2}{2} = \text{constante} = C_p \left( T + \frac{V^2}{2C_p} \right) = C_p T_i \quad \text{I-18}$$

Dans une entrée d'air, l'équation d'énergie se résume :

$$T_i = T + \frac{V^2}{2C_p} = \text{cte} \quad \text{I-19}$$

avec :

$$M = \frac{V}{a} \quad \text{I-20}$$

$$a^2 = \gamma r T \quad \text{I-21}$$

$$C_p = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} \quad \text{I-22}$$

On obtient :

$$\frac{T_i}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 = \theta(M) \quad \text{I-23}$$

Si, l'évolution est réversible, les paramètres P et T (pression température statique) sont reliés par une relation de la forme :

$$\frac{P^{r-1}}{T^r} = \frac{P_i^{r-1}}{T_i^r} = \text{constante},$$

D'où :

$$\frac{P}{P_i} = \left( \frac{T_i}{T} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left( \theta(M) \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \omega(M) \quad \text{I-24}$$

Soit :

$$\omega(M) = (\theta(M))^{r-1} \quad \text{I-25}$$

En utilisant les équations (I-23 et I-24) nous pouvons facilement obtenir l'équation du débit masse sous la forme donnée par l'équation (I-2).

# CHAPTER - II

## *CARACTÉRISTIQUES DES PRISES D'AIR*

**II - 1 - DEBIT D 'UNE ENTREE D 'AIR :**

L'entrée d'air divergente est caractérisée par ses dimensions et doit permettre l'alimentation correcte du moteur. Ecrivons entre les stations représentant l'écoulement à l'infini amont, la section d'entrée et la section commune au compresseur et à la manche à air, l'équation de la conservation du débit masse  $m$  ; nous avons :

$$P_0 A_0 V_0 = P_1 A_1 V_1 = P_2 A_2 V_2 \quad \text{II-1}$$

On définit le coefficient de débit  $\varepsilon$  par le rapport  $A_0$  sur  $A_1$  :

$$\varepsilon = A_0 / A_1 \quad \text{II-2}$$

Ce coefficient caractérise la forme de l'écoulement extérieur de  $A_0$  jusqu'à  $A_1$  ; suivant que la valeur de  $\varepsilon$  est inférieure ou supérieure à 1, nous avons un écoulement externe divergent, cylindrique ou convergent.

**II- 1-1 - Fonctionnement avec un écoulement divergent,  $\varepsilon > 1$** 

Si  $A_0$  est inférieur  $A_1$  l'écoulement externe se raccorde aux lèvres par une divergente aérodynamique (fig. II- 1)

La courbe  $M = F(A)$  représente l'évolution du nombre de Mach tout au long des section de ( 0,1 et 2) . En effet d 'après l'équation du débit(II- 1) nous avons:

$$\frac{A_0}{\sum(M_0)} = \frac{A_1}{\sum(M_1)} \Rightarrow M_0 > M_1 \quad \text{II-3}$$

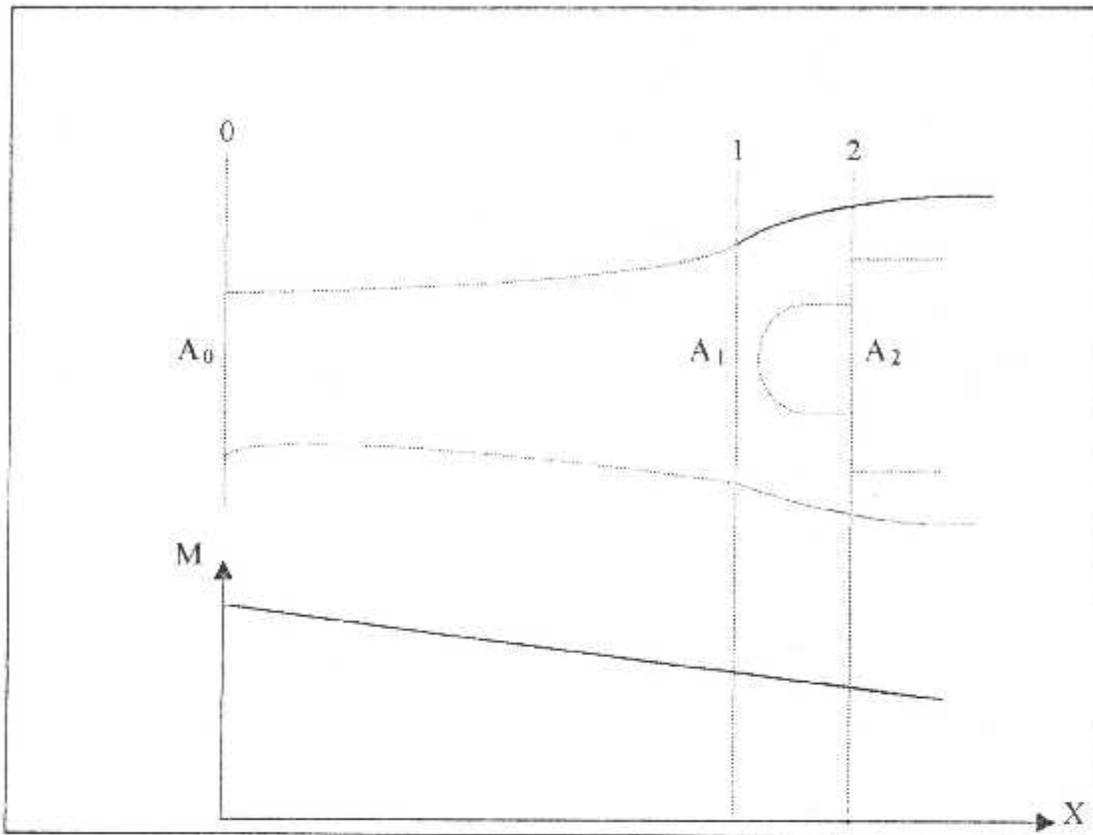


Figure (II -1) : Ecoulement divergent  $\varepsilon > 1$

**II-1-2- Ecoulement cylindrique externe  $\varepsilon = 1$  :**

Si  $A_0 = A_1$ , l'équation de débit entraîne que  $M_0 = M_1$ ,

$$\frac{A_0}{\sum(M_0)} = \frac{A_1}{\sum(M_1)} \Rightarrow M_0 = M_1 \quad \text{II-4}$$

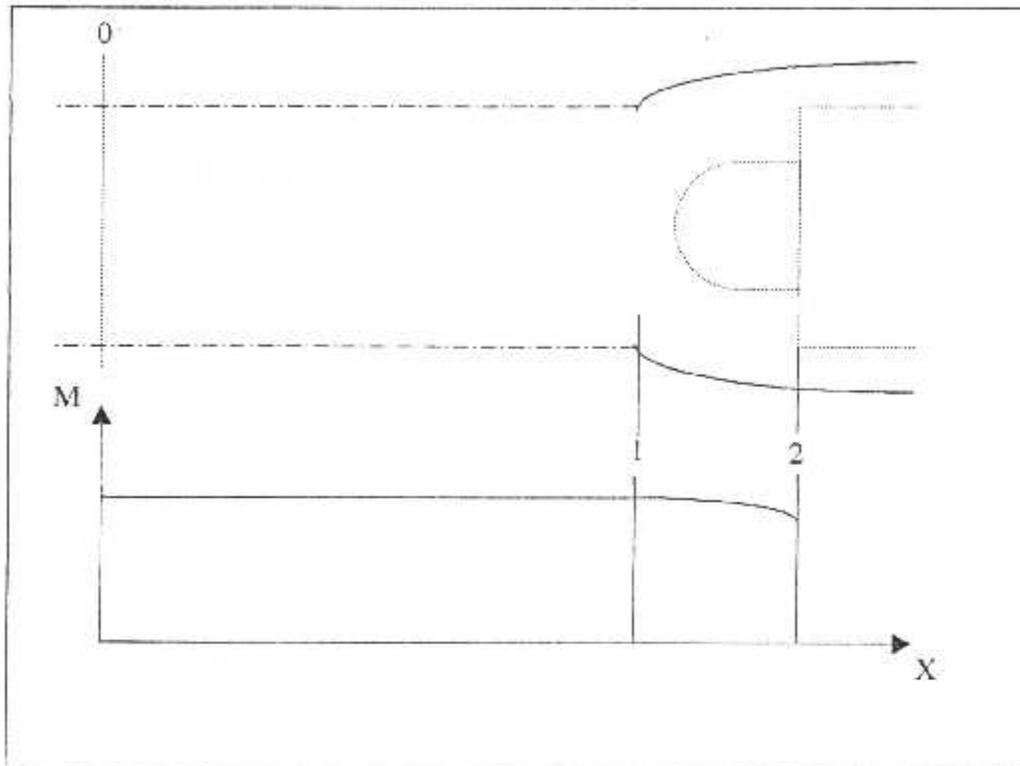
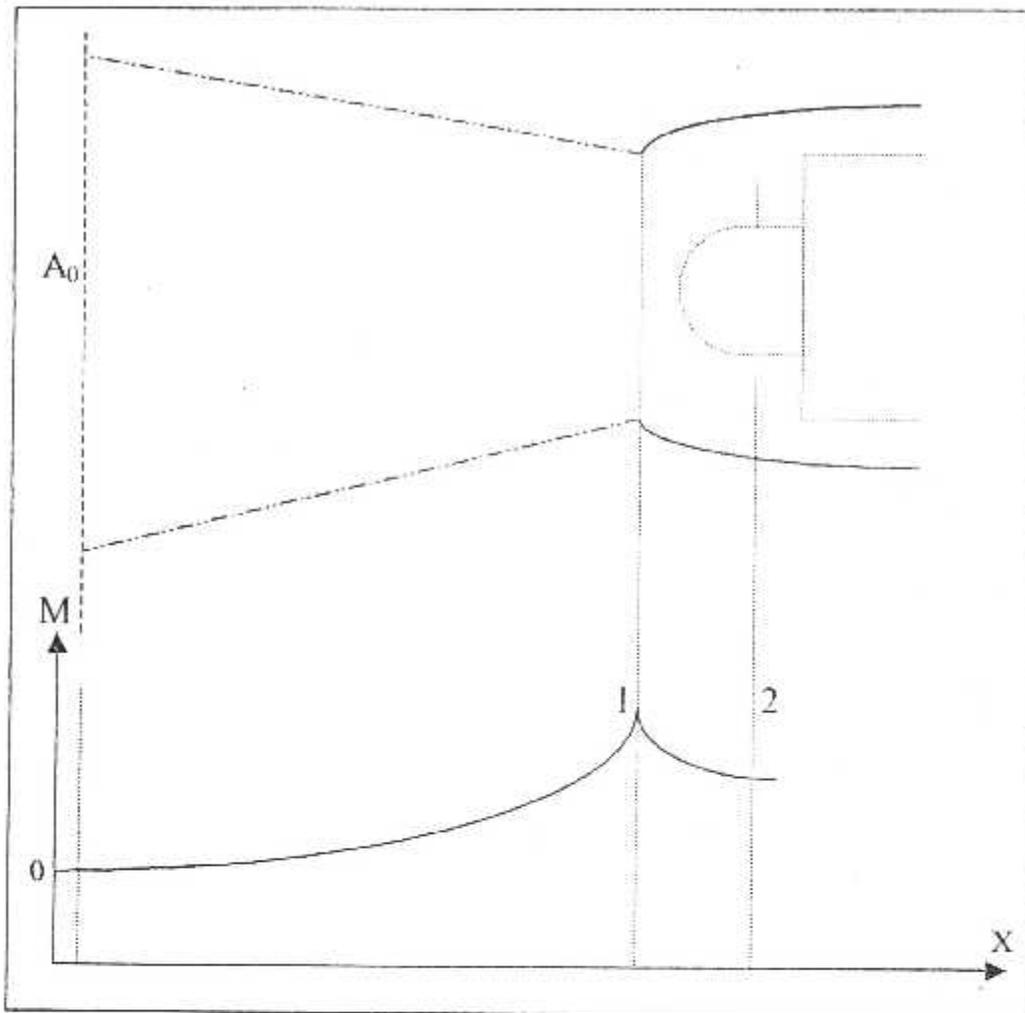


Figure (II -2) : Ecoulement cylindrique  $\varepsilon > 1$

**II- 1 -3- Fonctionnement avec un écoulement externe convergent  $\varepsilon < 1$**

Si  $A_0$  est beaucoup supérieur à  $A_1$  nous avons  $M_0$  est inférieure à  $M_1$

$$\frac{A_0}{\sum(M_0)} = \frac{A_1}{\sum(M_1)} \Rightarrow M_0 < M_1 \quad \text{II -5}$$

Figure (II -3) : Ecoulement convergent  $\epsilon < 1$ 

L'écoulement possède une forme convergente, le Mach augmente jusqu'à  $M_1$  puis chute jusqu'à  $M_2$  dans une section divergente.

Ce cas se produit à régime moteur élevé et à Mach de vol  $M_0$  relativement faible.

## II- 2 EFFICACITÉ D'UNE ENTREE D'AIR :

On définit l'efficacité d'une entrée d'air par le rapport suivant :

$$\eta = \frac{P_{12}}{P_{12s}}$$

II -6

Où

$P_{12}$  : La pression totale réelle de l'écoulement devant le compresseur.

$P_{12s}$  : La pression totale de l'écoulement s'il était isentropique.

$$P_{12s} = P_{10} \quad \text{II-7}$$

D'où :

$$\eta = \frac{P_{12}}{P_{10}} \quad \text{II-8}$$

Si l'entrée d'air était idéale, nous aurions  $\eta = 1$  ; En fait  $\eta$  varie en fonction de  $M_0$  l'irréversible étant causé par la viscosité du fluide et par les chocs. Plus  $M_0$  croît, plus ces derniers sont importants, la courbe  $\eta$  en fonction de  $M_0$  a la forme suivante :

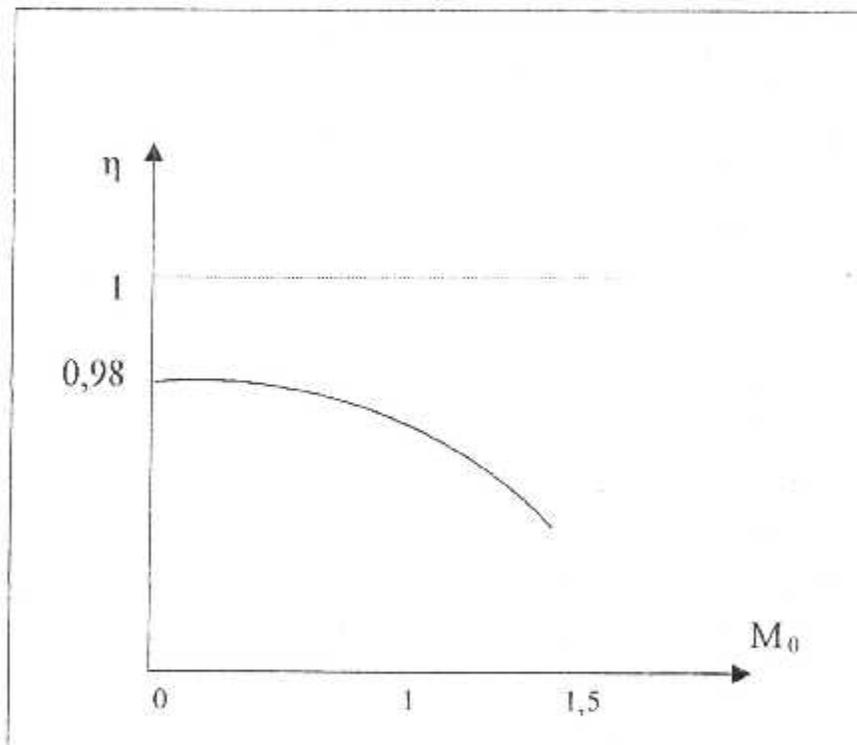


Figure (II-4)

De l'équation (I.5.b) :

$$P_{10} A_{c0} = P_{12} A_{c2} \quad \text{II-9}$$

Donc :

$$\eta = \frac{A_{e_0} - A_{e_0} A_2 A_0}{A_{e_2} A_0 A_{e_2} A_2} \frac{\sum(M_2) A_0}{\sum(M_0) A_2} \quad \text{II-10}$$

Ou encore :

$$\eta = \frac{\sum(M_2) A_0 A_1}{\sum(M_0) A_1 A_2} - \varepsilon \sigma \frac{\sum(M_2)}{\sum(M_0)} \quad \text{II-11}$$

Où :

$\varepsilon = \frac{A_0}{A_1}$  : est le coefficient du débit.

$\sigma = \frac{A_1}{A_2}$  : est le coefficient de contraction de l'entrée d'air.

**II-3 Résistance de captation ( $X_1$ ) et résistance des lèvres de la carène  $X_1$ :**

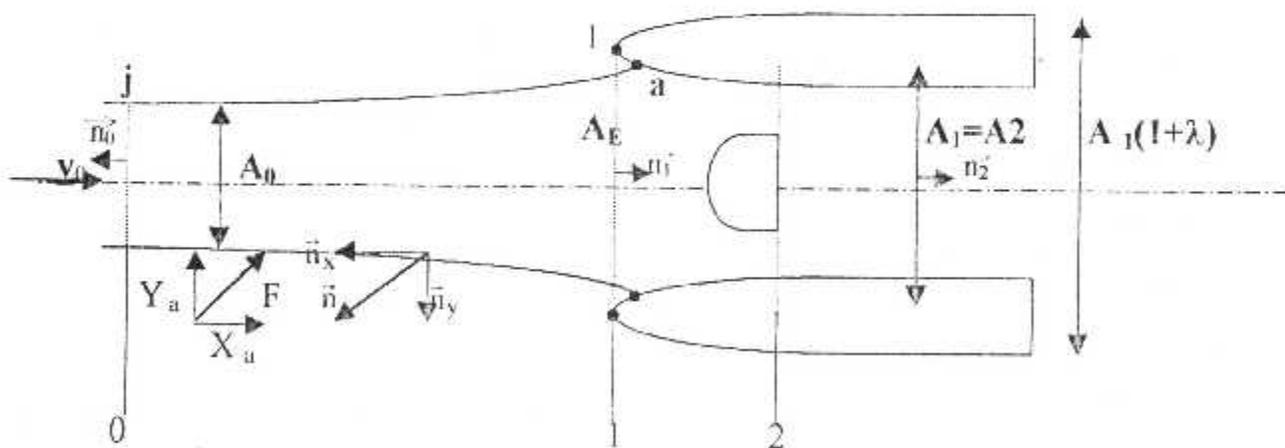


Figure (II- 5) : Cas schématique ( $\sigma = 1$ )

$$\vec{F} = - \int_{(j)} P \vec{n} dA \quad \text{II-12}$$

$$\vec{Y}_a = - \int_{(j)} P \vec{n}_y dA = 0 \quad \text{II-13}$$

$$\vec{X}_a = - \int_{(a)} P \vec{n}_x dA = \int_{A_0}^{A_1} P dA \vec{n}_1 \quad \text{II-14}$$

D'après le théorème de la quantité de mouvement, la résistance de captation  $X_i$  est donnée par :

$$X_i = (P_1 + \rho_1 V_1^2) A_1 = (1 + \gamma M_1^2) P_1 A_1 \quad \text{II-15}$$

Appliquons ce théorème au volume de contrôle délimité par le contour (j) de par d'autre des sections  $A_0$  et  $A_1$  :

$$X_a = X_1 - X_0 \quad \text{II-16}$$

Où  $X_a$  est la résistance additive appliquée sur le contour (j a) par les forces de pression extérieures, En effet :

$$\vec{X}_a = - \int_{(j)} P \vec{n}_x dA = \int_{A_0}^{A_1} P dA \vec{n}_1 \quad \text{II-17}$$

Et :

$$X_0 = (1 + \gamma M_0^2) P_0 A_0 \quad \text{II-18}$$

$$X_a = (1 + \gamma M_1^2) P_1 A_1 - (1 + \gamma M_0^2) P_0 A_0 \quad \text{II-19}$$

En terme de pression relative, la traînée additive  $X'_a$  est comme suite :

$$X'_a = \int_{A_0}^{A_1} (P - P_0) dA = X_a - P_0 (A_1 - A_0) \quad \text{II-20}$$

On définit aussi les coefficients de résistance et de traînée additives par les expressions suivantes :

$$C_{xa} = \frac{X_a}{\frac{1}{2} \gamma P_0 M_0^2 A_1} \quad \text{II-21}$$

$$C'_{su} = \frac{X'_u}{\frac{1}{2} \gamma P_0 M_0^2 A_1} \quad \text{II-22}$$

De plus, on définit le coefficient de résistance de carène  $C_{se}$  par :

$$C_{se} = \frac{X_r}{\frac{1}{2} \gamma M_0^2 A_1} \quad \text{II-23}$$

Où :

$$X_r = (k P_0) A_b = k P_0 \lambda A_1 \quad \text{II-24}$$

Avec  $X_r$  est la résistance de carène et  $(k P_0)$  est la pression moyenne sur les lèvres de la carène .

D'où :

$$C_{se} = \frac{k P_0 \lambda A_1}{\frac{1}{2} \gamma M_0^2 P_0 A_1} = \frac{2}{\gamma M_0^2} k \lambda \quad \text{II-25}$$

Le coefficient de traînée de carène correspondant s'écrit alors :

$$C'_{X_r} = \frac{X'_r}{\frac{1}{2} \gamma M_0^2 P_0 A_1} \quad \text{II-26}$$

avec :

$$X'_r = X_r P_0 A_b = P_0 (k-1) \lambda A_1 \quad \text{II-27}$$

Enfin :

$$C_{se} = \frac{-2}{\gamma M_0^2} (1-k) \lambda \quad \text{II-28}$$

$k=0$  correspondant au cas limite de l'effet de succion totale (vide sur les lèvres ).

$k=1$  correspondant au cas du repos sans écoulement .

# CHAPITRE - III -

*ETUDE DES  
PERFORMANCES DES  
PRISES D'AIR  
SUBSONIQUE*

### III -1- GENERALITES :

Le fonctionnement d'une prise d'air à vitesse nulle ou faible dépend essentiellement des phénomènes qui se produisent dans le voisinage immédiat des lèvres de la carène. De ce fait, Nous allons décrire le comportement de l'écoulement pour le cas parfait et pour le cas visqueux.

Les schémas ci dessous indiquent les deux types d'écoulements qui peuvent se présenter si l'on fait abstraction des effets de viscosité.

#### III -1-1 COMPORTEMENT A FLUIDE PARFAIT :

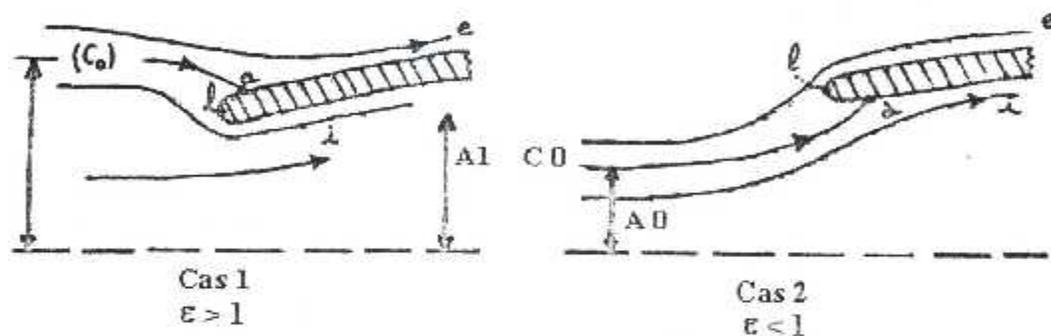


Figure (III - 1) : Visualisation du comportement de l'écoulement autour des lèvres de la carène .

#### a) Comportement à $\epsilon > 1$ :

La ligne de courant ( $C_0$ ) qui sépare l'écoulement externe de l'écoulement interne possède un point d'arrêt sur l'extrados de la carène.

Les lignes de courant interne voisine de  $(C_0)$  subissent donc au voisinage des lèvres une déviation d'autant plus rapide que les lèvres sont plus minces.

Ce qui résulte des vitesses locales très élevées et des pressions très basses.

Après cette détente, brutale, il se produit une rapide recompression sur la partie à faible courbure de la surface interne.

### **b) Comportement à $\varepsilon < 1$**

Le point d'arrêt est situé à l'intrados et les phénomènes que nous venons de décrire affectent maintenant l'écoulement externe.

## **III) 1-2 COMPORTEMENT A FLUIDE VISQUEUX :**

Le schéma théorique précédent doit être modifié pour tenir compte de la présence de la couche limite qui se forme sur la carène à partir du point d'arrêt.

L'écoulement réel comportera généralement un bourrelet de décollement du côté où s'est produit la détente accentuée ; Ce décollement est provoqué par la recompression consécutive à cette détente. Les schémas réels d'écoulement sont donc les suivants :

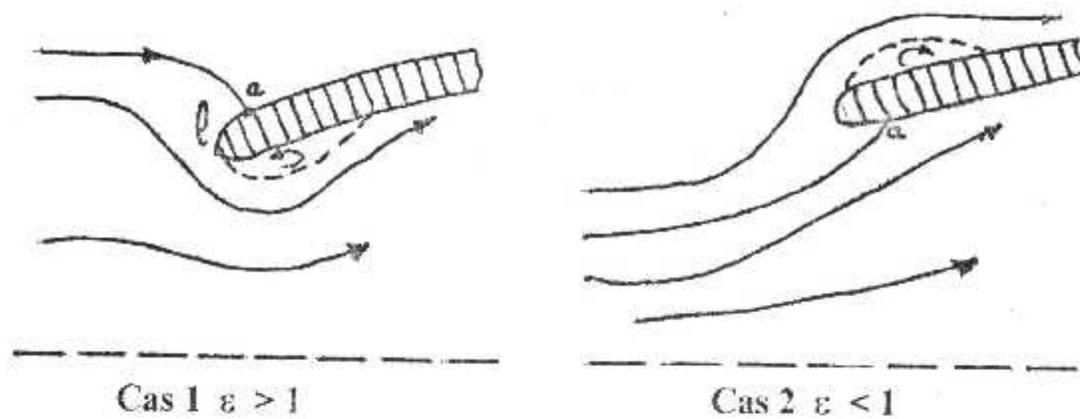


Figure ( III - 2 ) : Effets de viscosité sur la forme de l'écoulement  
autour de la lèvre de la carène .

Ainsi dans le cas 1, l'écoulement interne sera affecté par ce décollement et subir de ce fait des pertes importantes de pression génératrice alors que l'écoulement externe restera approximativement isentropique.

Cependant dans le cas 2, le phénomène est tout à fait l'inverse de celui du cas 1, (voir annexe (§A))

### III-2 PRISE D'AIR A COEFFICIENT $\epsilon > 1$ :

#### III-2 -1- ETUDE D'UN CAS SCHEMATIQUE :

Considérons une prise d'air cylindrique plane ou de révolution d'axe  $x$  supposée prolongée indéfiniment vers l'avant et plaçons -nous dans le cas 1.

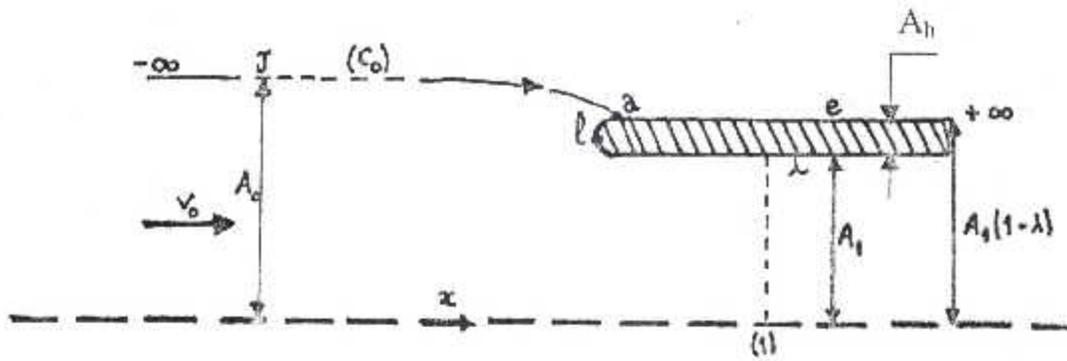


Figure ( III -3 ) : Ecoulement externe à coefficient de débit supérieur à 1

Soit  $(C_0)$  la surface de courant  $-\infty J_{ac} + \infty$  séparant l'écoulement capté de l'écoulement extérieur et supposons que le point d'arrêt (a) se situe sur la partie cylindrique de la carène.

D'après les calculs nous trouvons les relations suivantes donnant les caractéristiques de la prise d'air (annexe (§B)).

$$\eta = \frac{1 + (1 - k)\lambda}{\frac{\omega_1}{\omega_0} (1 + \gamma M_1^2) - \sum_1^0 \gamma M_0^2} \quad \text{III -1}$$

$$\varepsilon = \eta \frac{\sum_0^0}{\sum_1^0} \quad \text{III -2}$$

$$C'_{xii} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \lambda (1 - k) \quad \text{III -3}$$

Avec :

$$\sum_0^0 = \sum (M_0) \sum_1^0 = \sum (M_1) \omega_1 = \omega(M_0) + \omega(M_1) \quad \text{III -4}$$

$$\Sigma(M) = \frac{1}{M} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{III -5}$$

$$\alpha(M) = \frac{1}{\left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad \text{III -6}$$

$$\lambda = \frac{A_h}{A_1} \quad \text{III -7}$$

( $k P_0$ ) : Désigne la pression moyenne sur la lèvre de la carène.

Ces expressions montrent que si l'on se donne un Mach de vol  $M_0$  et un Mach à l'entrée  $M_1$ , l'efficacité et le débit ne dépendent que du coefficient  $(1-k)\lambda$ , c'est-à-dire du comportement de l'écoulement dans la région des lèvres.

Notons que  $M_0$  étant subsonique, le mach  $M_1$  ne peut, dans le schéma étudié dépasser la valeur unité ( $\Sigma = 1$ ) si  $M_1 = 1$  on dit alors qu'il y a blocage.

Cependant, par définition  $M_1$  représente une valeur moyenne mais que localement, dans la région des lèvres, il peut exister des domaines supersoniques avec ondes de choc, n'affectant que des promotions d'écoulement voisines de la paroi.

Une grandeur alternative au coefficient  $\varepsilon$  permettant de caractériser le débit est ce lui du taux de débit.

$$\frac{q_m}{q_m} = \frac{\eta}{\Sigma l} \quad \text{III-8}$$

Où :

$q_m$ : le débit masse effectif.

$q_m^*$ : le débit maximal

Cette grandeur se rattache à la définition du coefficient de débit  $\varepsilon$  par :

$$\frac{q_m}{q_m^*} = \frac{\eta}{\Sigma_1} = \frac{\varepsilon}{\Sigma_0} \quad \text{III-9}$$

### III- 2-2- CAS DES LEVRES MINCES ( $\varepsilon > 1$ ), ( $\lambda = 0$ ) :

La plupart des carènes destinées au vol supersonique ont des lèvres extrêmement mince, de sorte que dans l'expression ci-dessus le coefficient  $(1-k)\lambda$  est nul.

L'expression (III-1) de l'efficacité montre immédiatement que ce cas est le plus sévère qui puisse se présenter. Soit  $\eta_m$  la valeur correspondante de  $\eta$ .

$$\eta_m = \frac{1}{\frac{\omega_1}{\omega_0} (1 + \gamma M_1^2) - \gamma M_1^2 \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1}} \quad \text{III -10}$$

$$\frac{q_m}{q_m^*} = \frac{\eta_m}{\Sigma_1} \quad \text{III-11}$$

$$C_{xa}^* = 0 \quad \text{III -12}$$

Bien qu'établie sur le schéma d'une prise d'air cylindrique de section  $A_1$  constante jusqu'à l'infini aval, ces résultats sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux obtenus avec des prises d'air réelles, à lèvres minces, de formes non cylindriques. Ce fait confirme par conséquent que l'essentiel des pertes d'une prise d'air subsonique se produit au contournement des lèvres.

### III- 2-3 CAS DES LEVRES EPAISSES:

L'expression (III-1) montre clairement, que pour obtenir l'efficacité maximale il est indispensable de donner au terme  $(1 - k)\lambda$  une valeur aussi élevée que possible, ce qui incite à choisir des lèvres épaisses ; En effet le coefficient  $(1-k)$  qui caractérise la pression moyenne au bord d'attaque est une fonction croissante de  $\lambda$ .

Bien entendu, pour une valeur donnée de  $\lambda$ ,  $(1-k)$  peut varier dans des limites assez larges suivant le profil donné au bord d'attaque.

On retrouve ici le problème classique de la succion de bord d'attaque des ailes. Il y aura donc lieu de s'inspirer des résultats connus dans ce domaine pour dessiner les profils de lèvre. Généralement, les profils elliptiques assez allongés, sont mieux adaptés.

#### Epaisseur critique

Nous se bornerons ici à indiquer la valeur  $\lambda_{crit}$ , minimum de  $\lambda$  nécessaire ( mais non suffisant ) pour éviter toute perte d'efficacité, il suffit de remarquer que la limite minimale de  $k$  étant nulle (vide absolu au bord d'attaque) et

compte tenu de ce que l'on a posé, on ne pourra obtenir pour  $\eta$  la valeur 1 que si  $\lambda$  est supérieure à

$$\lambda_{\text{crit}} = \frac{1}{\eta_m} - 1 \quad \text{III - 13}$$

### III- 3 CAS DES COEFFICIENTS $\varepsilon > 1$

#### III-3-1 ETUDE D'UN CAS SCHEMATIQUE:

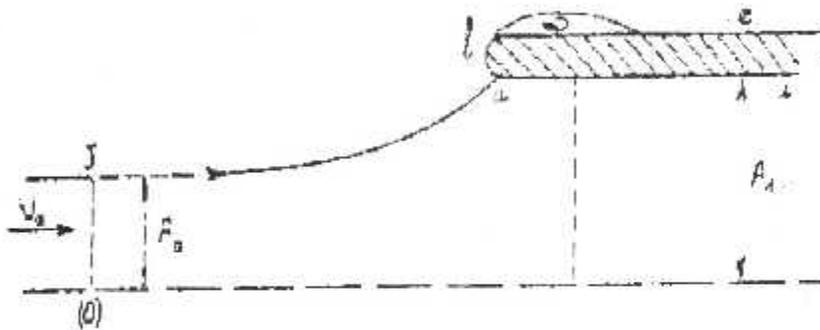


Figure IV : Écoulement interne à coefficient de débit inférieur à 1

Dans ce cas l'écoulement interne n'est plus affecté par le contournement, l'efficacité maximum récupérée reste donc toujours égale à l'unité quel que soit  $\varepsilon < 1$ , bien entendu en négligeant la couche limite interne.

C'est donc du côté de l'écoulement externe, c'est à dire de la résistance la carène, que nous devons porter surtout notre attention. En ce qui concerne l'écoulement interne notant les égalités immédiates puisque cet écoulement est supposé isentropique.

$$\eta = 1 \quad \text{III-14}$$

$$\varepsilon = \frac{\sum_0^n}{\sum_1} \quad \text{III-15}$$

$$\frac{q_m}{q_m^*} = \frac{1}{\sum_1} \quad \text{III-16}$$

$$C'_{Xa} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[ \frac{\varpi_1}{\varpi_0} (1 + \gamma M_1^2) - 1 \right] - 2 \frac{\sum_0}{\sum_1} \quad \text{III-17}$$

$$C'_{Xl} = \frac{-2}{\gamma M_0^2} (1-k)\lambda \quad \text{III-18}$$

La somme des deux coefficients de traîné des lèvres et de traînée additive est dite coefficient de traînée nette de la carène, en effet :

$$C'_{Xa} + C'_{Xl} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[ \frac{\varpi_1}{\varpi_0} (1 + \gamma M_1^2) - 1 - \lambda(1-k) \right] - 2 \frac{\sum_0}{\sum_1} \quad \text{III-19}$$

Le coefficient de traînée nette de la carène tenant compte des frottements est  $C'_{Xa}$  tel que :

$$C'_x = C'_{Xa} + C'_{Xl} + C'_{Xfe} \quad \text{III-20}$$

Si on tient compte des pertes par frottement de l'écoulement interne entre  $A_1$  et  $A_2$ , donc :

$$C'_x = C'_{Xa} + C'_{Xl} + C'_{Xfe} + C'_{Xli} \quad \text{III-24}$$

Où :

$$C'_{x'_{fe}} = \frac{X'_{fe}}{\frac{1}{2} \gamma M_1^2 P_0 A_1} \quad \text{III -22}$$

$$C'_{x'_{fi}} = \frac{X'_{fi}}{\frac{1}{2} \gamma M_0^2 P_0 A_1} \quad \text{III -23}$$

Avec :

$X'_{fe}$  et  $X'_{fi}$  Sont les traînées de frottement des écoulements externe et interne respectivement.

### III- 3.- 2- CAS DES LEVRES MINCES:

Dans ce cas le terme  $(1-k)\lambda$  est nul, la traînée externe nette se réduit à la traînée additive, elle est représentée par la figure (IV-2), on voit que la pénalité due aux lèvres minces se traduit par la perte de l'effet favorable de succion au bord d'attaque  $(1-k)\lambda$ .

### III- 3- 3 CAS DES LEVRES EPAISSES:

La traînée externe nette dans le cas des lèvres épaisses est donnée par l'équation (III -18) ci dessous :

$$C'_{x'} = C'_{x'a} - \frac{2}{\gamma M_0^2} (1-k)\lambda \quad \text{III -24}$$

**Épaisseur critique:**

Pour une condition de fonctionnement ( $M_0, M_1$ ) donnée  $C'_{xa}$  étant déterminé,  $C'_x$  ne peut s'annuler que si

$$(1-k)\lambda = \frac{1}{2} \gamma M_0^2 C'_{xa} \quad \text{III-25}$$

Il existe donc une valeur critique de l'épaisseur au-dessous de laquelle cette condition ne pourrait être satisfaite :

$$\lambda_{\text{crit}} = \frac{1}{2} \gamma M_0^2 C'_{xa} \quad \text{III-26}$$

Mais la condition  $\lambda > \lambda_{\text{crit}}$  n'est pas suffisant car  $k$  ne peut en aucun cas atteindre une valeur nulle.

# CHAPITRE - IV -

*RESULTATS ET  
DISCUSSION*

**IV- 1 FONCTIONNEMENT DES PRISES D' AIR :  $\Lambda \varepsilon > 1$** **IV- 1- 1 CAS DES LEVRES MINCES :**

Les expressions représentant les caractéristiques de ces types de prises d'air permettent d'établir immédiatement le graphe (IV-1), dont les axes sont  $(\eta, q_m / q_m^*)$ . On peut tracer à l'aide des tables des fonctions  $\bar{\omega}(M)$  et  $\Sigma(M)$ , les courbes  $M_1 = Cte$ , et  $M_0 = Cte$  (on remarquera que les courbes  $M_1 = Cte$  sont des droites issues de l'origine  $\varepsilon = 1$ ).

Lorsqu'on s'approche de la condition de blocage (i.e.  $q_m = q_m^*$ ) ce qui favorise un débit capté maximal, l'efficacité de la prise d'air s'améliore de plus en plus.

La courbe  $M_0=0$  représente l'essai au point fixe ; elle est définie par :

$$\eta_m^{(0)} = \frac{1}{\bar{\omega}_1(1+\gamma M_0^2)} \quad \text{-----} \quad \text{IV-1}$$

$$\left( \frac{q_m}{q_m^*} \right)_0 = \frac{\eta_m^{(0)}}{\Sigma_1} \quad \text{-----} \quad \text{IV-2}$$

L'efficacité décroît rapidement quand le débit augmente ; au blocage, pour  $M_1 = 1$ ,  $\Sigma(M_1)=1$ , on trouve :

$$\eta_m^{(0)} - \left( \frac{q_m}{q_m^*} \right)_0 = 0,79 \quad \text{-----} \quad \text{IV-3}$$

La droite  $M_1 = 1$  représente la caractéristique de blocage pour  $M_0$  variable

$$\frac{q_m}{q^*m} = \frac{1}{1,27 - \gamma M_0^2 \Sigma_0} \quad \text{IV -4}$$

### VI- 1-2 CAS DES LEVRES EPAISSES :

Dans ce cas les résultats du calcul sont portés à l'estimation de la valeur de  $\lambda_{critique}$  ( $\lambda_{crit}$ ) (voir figure IV -3 ), valeur minimale nécessaire mais non suffisante pour éviter toute perte d'efficacité. Si l'épaisseur des lèvres est inférieure à  $\lambda_{crit}$  il y aura nécessairement des pertes, dans le cas contraire les pertes seront d'autant plus faibles que  $\lambda ( 1-k )$  sera plus voisin de  $\lambda_{crit}$ .

La résistance additive est caractérisée par le coefficient  $C_{xa}$ . Si  $\eta$  désigne l'efficacité réelle de perte de la prise d'air supposée munie d'un diffuseur parfait, il en résulte d'après l'expression (III-1 et III.5 )

$$\lambda(1-k) = \frac{\eta}{\eta_m} - 1 \quad \text{IV -5}$$

D'où

$$C_{xa} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left( \frac{\eta}{\eta_m} - 1 \right) \quad \text{IV -6}$$

## IV-2 FONCTIONNEMENT DES PRISES D'AIR A $\varepsilon < 1$ :

### IV-2-1 CAS DES LEVRES MINCES :

Le graphe (IV -2) représente le coefficient  $C'_{xa}$ , c'est la traînée additive due à la présence de l'obstacle (lèvre), en fonction du débit réduit ; lorsque le nombre de Mach varie de l'infini amont à l'infini aval.

On note que  $C'_{xa}$  s'annule lorsque  $M_0 = M_1$ , à cet instant  $\varepsilon = 1$ , si  $M_1$  devient plus grand que  $M_0$  alors  $C'_{xa}$  reste nul et c'est l'efficacité qui commence à baisser.

### IV -2-2 CAS DES LEVRES EPAISSES :

Si l'on admet que pour une famille de profils de lèvres en affinité  $k$  reste sensiblement constant dans une certaine limite de variation de  $\lambda$  pour ( $M_0, M_1$ ) données, l'équation (III-18) montre que la traînée externe  $C'_x$  décroît linéairement en fonction de  $\lambda$ . Cette remarque souligne seulement qualitativement l'intérêt que peut présenter l'épaississement des lèvres compte tenu du comportement de la couche limite qui est indispensable pour évaluer  $k(\lambda, M_0, M_1)$  et par conséquent  $C'_x$  par l'équation (III-18). Cette traînée peut être réduite par épaississement des lèvres en vue de bénéficier plus ou moins partiellement de l'effet de suction ; il existe alors une valeur critique minimale du coefficient d'épaississement  $\lambda$  pour que la traînée externe puisse s'annuler, en effet :

$$\lambda_{crit} = \frac{1}{2} \gamma M_0^2 C'_{xa} \text{ ----- IV-6}$$

**IV-3 CONSEQUENCES**

Dans tous les cas ( $\varepsilon \lesssim 1$ ) l'effet de succion effectivement réalisé pour une épaisseur donnée des lèvres dépend du tracé du profil des lèvres. Il ne peut être déterminé que par une analyse fine de l'écoulement, compte tenu du comportement de la couche - limite. Cette analyse est dès à présents possibles par voie numérique.

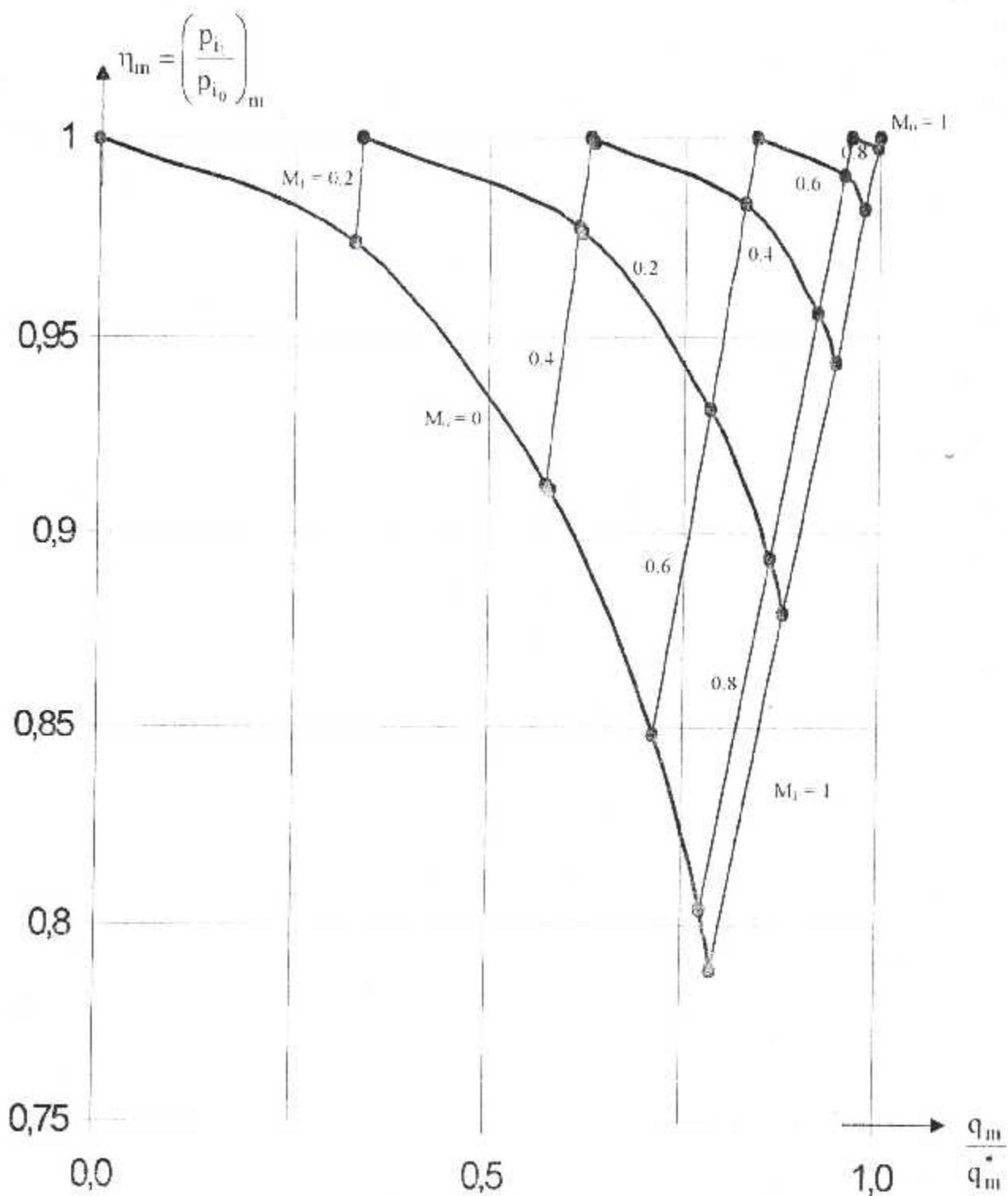


Figure IV-1 : Evolution du rendement en fonction du débit réduit

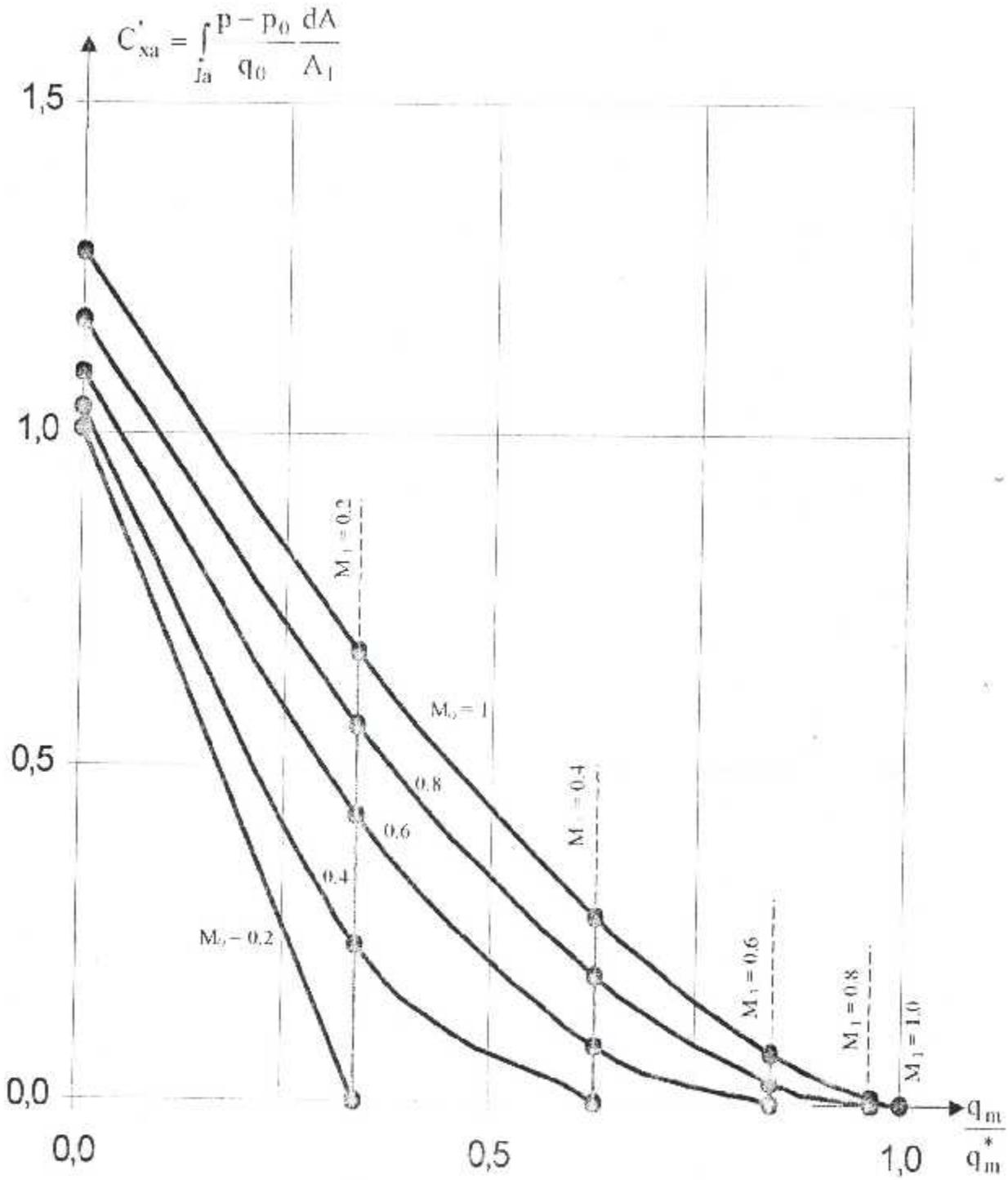
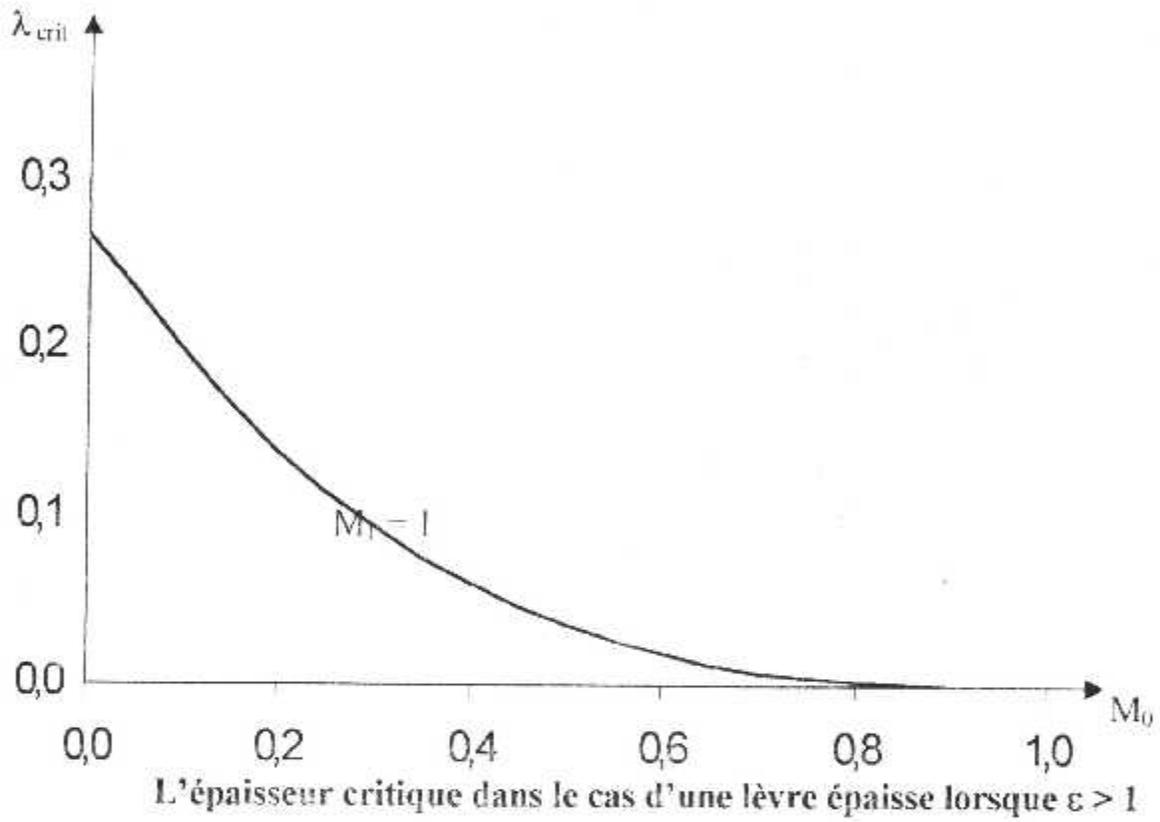


Figure IV-2 : Evolution du coefficient de traînée additive en fonction du débit réduit



# CONCLUSION

*Nous avons consacré notre modeste travail sur l'étude aérodynamique et les caractéristiques des prises d'air.*

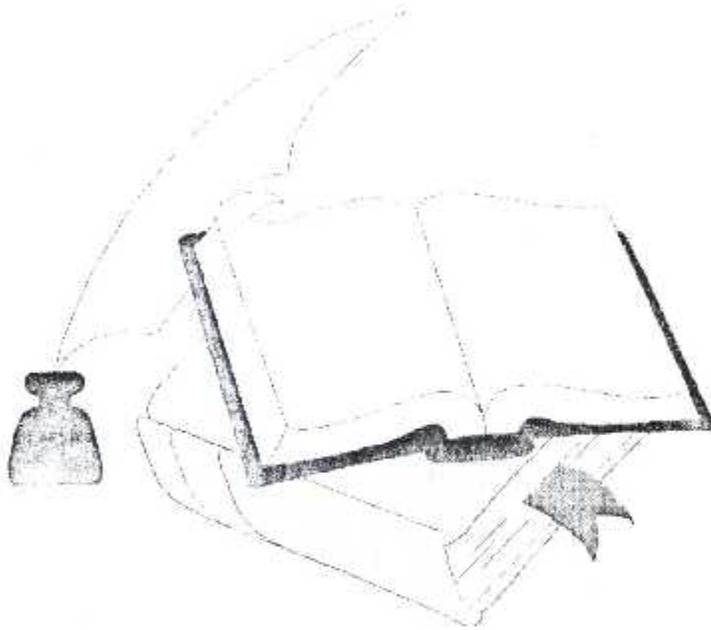
*Nous nous sommes intéressés aux performances des prises d'air subsoniques, ayant une importance capitale pour le fonctionnement du réacteur.*

*Cependant ce travail peut être suivi en tenant compte de l'évolution judicieuse de la pression moyenne sur les lèvres de la carène (par voie théorique ou expérimentale), de la forme divergente de la prise d'air et des frottements internes et externes de l'écoulement sur la carène.*

*Cette étude nous a permis de nous préparer à la vie professionnelle, dans le domaine de construction aéronautique.*

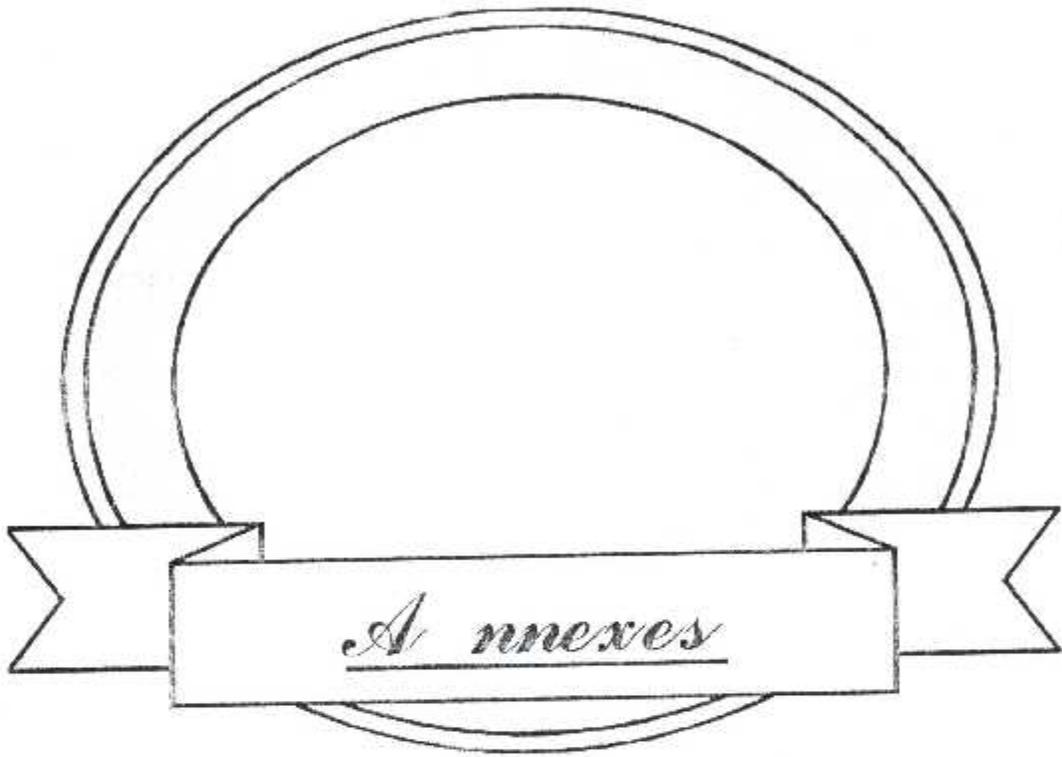
*Arrivant au terme final de ce modeste travail, fruit de nos grands efforts, nous souhaitons tout le succès aux futurs techniciens en leurs études.*

## Bibliographie



# Bibliographie

- *CF 680 A 3 BASIC ENGINE AND SYSTEM PMC.*
- *technologie de turbo réacteur g - LEHMANN et POURRY*  
*Edition I.N.A.C. TOULOUSE 1986.*
- *CF 80 A 3 STUDENT NOTE BOOK G E A E - edition 6 Jung*  
*1996*
- *AERODYNAMIQUE INTERNE des REACTEUR*  
*(prise d'air)*



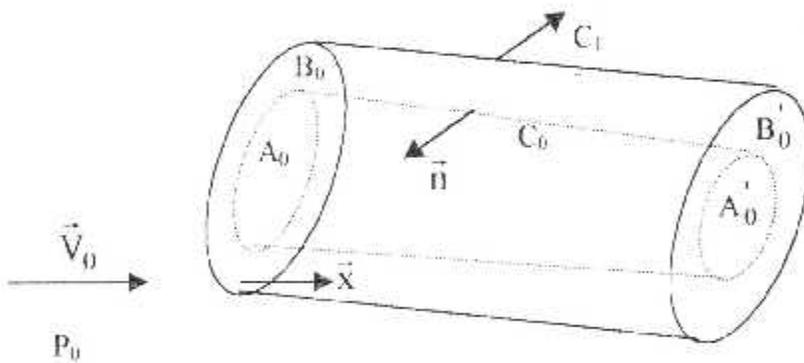
Annexes

### A - Théorème fondamental :

Considérons un écoulement permanent adiabatique et isotopique, de vitesse et de pression uniforme à l'infini ( $\vec{V}_0, P_0$ ), limité intérieurement par une surface de courant donnée ( $C_0$ ) admettant les sections  $A_0$  et  $A'_0$  respectivement à l'infini amont et à l'infini aval : La résultante  $\vec{R}_0$  des efforts exercés par l'écoulement extérieur sur ( $C_0$ ) est égal à :

$$\vec{R}_0 = P_0 \vec{x} (A_0 - A'_0) \quad \text{-----} \quad (\text{A.1})$$

Où  $\vec{x}$  désigne le vecteur unitaire attaché à  $V_0$ .



### B- Expression de l'efficacité pour $\varepsilon > 1$ :

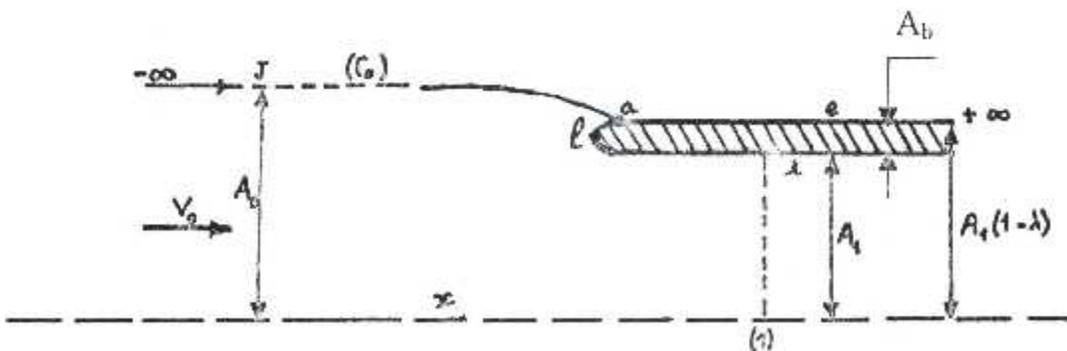


Figure (IV-2) : L'écoulement externe à  $\varepsilon > 1$

Appliquons alors le théorème fondamental précédent en projection sur  $\bar{x}$ ,  $\vec{R}_{ext}$  ne donne évidemment aucune contribution et il reste la force axiale appliquée à  $(-x, \lambda x)$  par l'écoulement extérieur, soit :

$$\vec{X}_{ext} = -P_0 [A_0 - A(1+\lambda)] \bar{x} \quad \text{-----} \quad (\text{B.1})$$

Appliquons maintenant le théorème de la quantité de mouvement, en projection sur  $\bar{x}$  au tube de courant capté, entre l'infini amont et une section interne (1) assez éloignée pour que l'écoulement y soit uniforme ( $p_1, M_1, A_1, p_{i1}$ ) il vient :

$$P_1 A_1 (1 + \gamma M_1^2) - p_0 A_0 (1 + \gamma M_0^2) = X_{ext} - X_i - X_u \quad \text{-----} \quad (\text{B.2})$$

En désignant par  $X_i$  la résultante suivant  $\bar{x}$  des forces appliquées sur le contour  $(a, l, i)$  par l'écoulement interne nous trouvons ainsi :

$$X_i = p_0 A_0 (1 + \gamma M_0^2) - p_1 A_1 (1 + \gamma M_1^2) - p_0 [A_0 - A(1+\lambda)] \quad \text{-----} \quad (\text{B.3})$$

Remplaçons  $X_i$  par sa valeur  $k P_0 A_1 \lambda$  et divisons l'expression par  $P_0 A_1$  nous obtenons :

$$k\lambda = 1 + \lambda + \varepsilon \gamma M_0^2 - \frac{p_1}{p_0} (1 + \gamma M_1^2) \quad \text{-----} \quad (\text{B.4})$$

$1 + \lambda$  Etant toujours une grandeur voisine de l'unité, et  $\lambda A_1$  caractérisant l'aire occupée par la paroi de la carène.

Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{p_1}{p_0} (1 + \gamma M_1^2) = 1 + (1-k)\lambda - \varepsilon \gamma M_0^2 \quad \text{-----} \quad (\text{B.5})$$

avec :

$$\frac{p_1}{p_0} = \eta \frac{\varpi_1}{\varpi_0} \quad \text{-----} \quad (\text{B.6})$$

D'où :

$$\eta = \frac{1 + (1-k)\lambda}{\frac{\varpi_1}{\varpi_0} (1 + \gamma M_0^2) - \sum_0 \gamma M_0^2} \quad \text{-----} \quad (\text{B.7})$$

$$\varepsilon = \eta \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} \text{ ----- (B.8)}$$

d'après (B.2) :

$$X_a = -X_t - P_0[A_0 - A_1(\lambda + 1)] \text{ ----- (B.9)}$$

donc :

$$X'_a = X_a - P_0(A_1 - A_0) \text{ ----- (B.10)}$$

d'où :

$$C_{X'_a} = \frac{1}{\gamma M_0^2} [1 - \varepsilon + \lambda(1 - k)] \text{ ----- (B.11)}$$

et

$$C'_{X'_a} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \lambda(1 - k) \text{ ----- (B.12)}$$

### C - Expression des traînées additives pour $\varepsilon < 1$ :

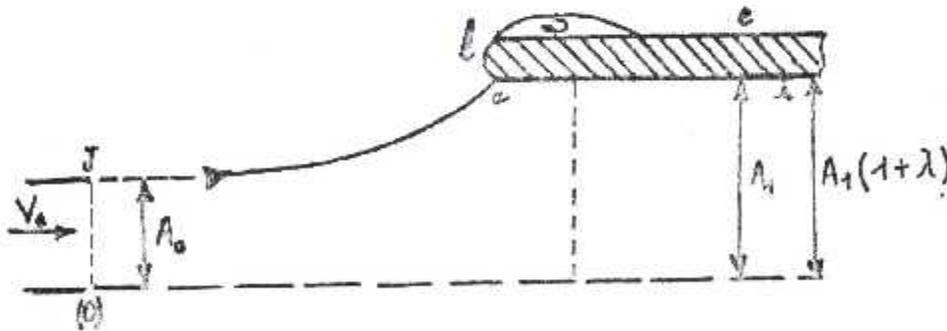


Figure (IV-3) : L'écoulement interne à  $\varepsilon < 1$ .

La somme des deux coefficients de traînée d'après la définition de la traînée additive :

$$X_a = P_1 A_1 (1 + \gamma M_1^2) - P_0 A_0 (1 + \gamma M_0^2) \text{ ----- (C.1)}$$

$$C_{X_s} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[ \frac{\varpi_1}{\varpi_0} (1 + \gamma M_1^2) - \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} \gamma M_0^2 \right] \text{-----} \quad (\text{C.2})$$

avec :

$$X_i = k P_0 \lambda A_i \text{-----} \quad (\text{C.3})$$

$$C_{X_i} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \lambda k \text{-----} \quad (\text{C.4})$$

donc

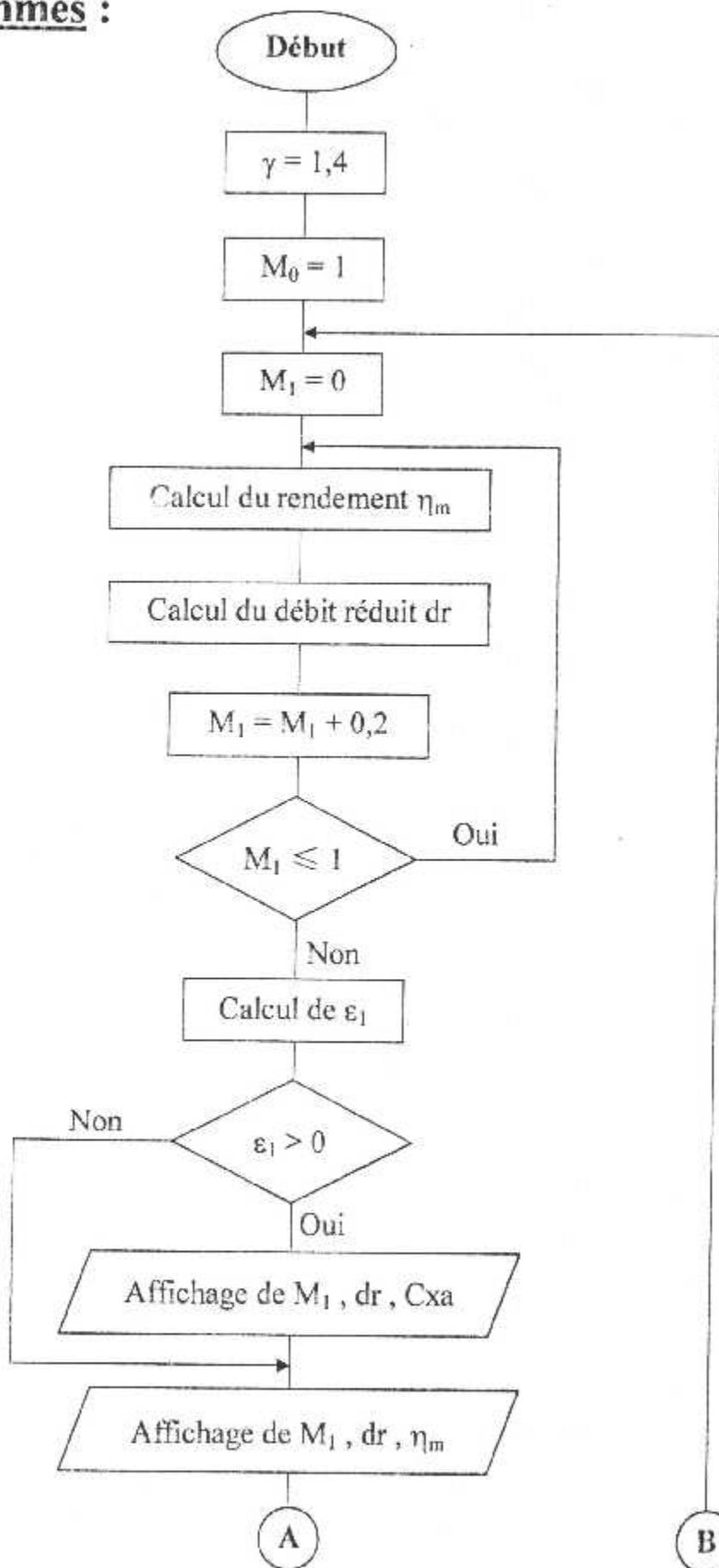
$$C'_{X_s} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[ \frac{\varpi_1}{\varpi_0} (1 + \gamma M_1^2) - 1 \right] - 2 \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} \text{-----} \quad (\text{C.5})$$

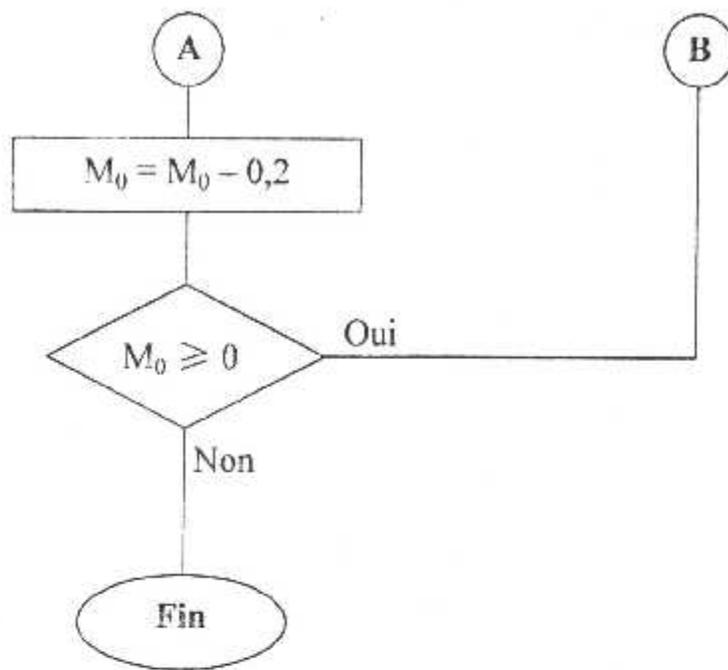
$$C'_{X_i} = -\frac{2}{\gamma M_0^2} \lambda (1 - k) \text{-----} \quad (\text{C.6})$$

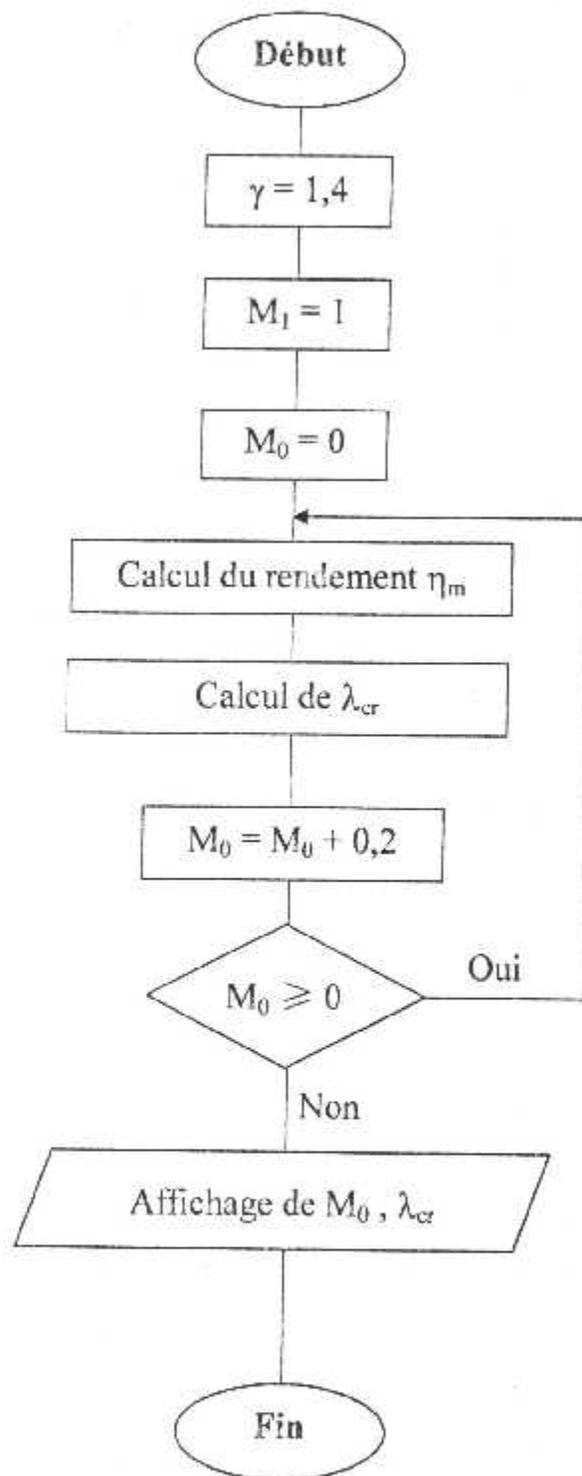
d'où

$$C'_{X_s} + C'_{X_i} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[ \frac{\varpi_1}{\varpi_0} (1 + \gamma M_1^2) - 1 - \lambda (1 - k) \right] - 2 \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} \text{-----} \quad (\text{C.7})$$

Organigrammes :







```

real m0(15),m1(15),etam(15,15),dr(15,15),dr1(15,15),cxa(15,15)
+,lamdacl(15)
open(1,file='g1')
open(2,file='g2')
open(3,file='cxa.res')
open(4,file='rend.res')
open(5,file='d.res')
open(6,file='l.res')
gam=1.4
write(6,135)
do 10 i=1,6
m0(i)=1.-(6.-i)*0.2
do 20 j=1,6
m1(j)=1.-(j-1)*0.2
sig0=sig(gam,m0(i))
sig1=sig(gam,m1(j))
omg0=omg(gam,m0(i))
omg1=omg(gam,m1(j))
etam(i,j)=rend(omg0,omg1,m1(j),m0(i),gam,sig0,sig1)
dr(i,j)=etam(i,j)/sig1
dr1(i,j)=1./sig1
cxa(i,j)=2.*(omg1*(1.+gam*m1(j)**2)/omg0-1.)/(gam*m0(i)**2)-2.
- 20 +*sig0/sig1
continue
if(abs(m0(i)).le.1.e-6)m0(i)=0.
write(1,*)'M0 = ',m0(i)
write(3,801)m0(i)
do 26 k=6,1,-1
eps1=sig0/sig1
if(eps1.gt.0.) goto 35
if(dr1(i,k).le.eps)dr1(i,k)=0.
if(cxa(i,k).le.eps)cxa(i,k)=0.
xm=m1(k)
if(abs(xm).le.1.e-6)xm=0
write(1,*)xm,dr1(i,k),cxa(i,k)
write(3,803)xm,dr1(i,k),cxa(i,k)
if(cxa(i,k).le.0)goto 35
- 26 continue
35 write(3,802)
write(1,*)
if(m0(i).le.1.e-6)m0(i)=0.
write(2,*)'M0 = ',m0(i)
write(4,804)m0(i)
do 25 k=1,6
if(dr(i,k).le.eps)dr(i,k)=0.
if(etam(i,k).le.eps)etam(i,k)=0.
xm=m1(k)
if(abs(xm).le.1.e-6)xm=0
write(2,*)xm,dr(i,k),etam(i,k)
write(4,803)xm,dr(i,k),etam(i,k)
if(etam(i,k).ge.1.) goto 180
- 25 continue
180 write(4,802)
write(2,*)
lamdacl(i)=1./etam(i,1)-1.
if(abs(lamdacl(i)).le.1.e-6)lamdacl(i)=0.
write(5,*)m0(i),lamdacl(i)
write(6,133)m0(i),lamdacl(i)
- 10 continue
write(6,134)

```

```

write(1,*)'=====
write(2,*)'=====
do 101 k=6,1,-1
xm=m1(k)
if(abs(xm).le.1.e-6)xm=0
write(1,*)'m1 =',xm
do 261 i=1,6
if(l.eq.1.) goto 315
if(abs(cxa(i,k)).ne.0)goto 261
l=1
if(dr1(i,k).le.1.e-6)dr1(i,k)=0.
if(cxa(i,k).le.1.e-6)cxa(i,k)=0.
xm=m0(i)
if(abs(xm).le.1.e-6)xm=0
315 write(1,*)xm,dr1(i,k),cxa(i,k)
261 continue
l=0
write(1,*)
101 continue
do 251 k=1,6
if(abs(m1(k)).le.1.e-6)m1(k)=0.
write(2,*)'m1 = ',m1(k)
do 100 i=1,6
if(dr(i,k).le.eps)dr(i,k)=0.
if(etam(i,k).le.1.e-6)etam(i,k)=0.
xm=m0(i)
if(abs(xm).le.1.e-6)xm=0
write(2,*)xm,dr(i,k),etam(i,k)
if(etam(i,k).ge.1.) goto 253
100 continue
253 write(2,*)
251 continue
801 format(2x,'A M0 = ',f3.1,/,2x,10(1h=),/,2x,'r',8(1h=),'r',
+14(1h=),'r',16(1h=),'r',/,2x,'||',3x,'M1',3x,'||',4x,'qm/qm*'
+,4x,'||',6x,'C' 'xa',6x,'||',/,2x,'r',8(1h=),'r',14(1h=),'r'
+,16(1h=),'r')
804 format(2x,'A M1 = ',f3.1,/,2x,10(1h=),/,2x,'r',8(1h=),'r',
+14(1h=),'r',16(1h=),'r',/,2x,'||',3x,'M0',3x,'||',4x,'qm/qm*'
+,4x,'||',4x,'Rendement',3x,'||',/,2x,'r',8(1h=),'r',14(1h=),'r'
+,16(1h=),'r')
803 format(2x,'||',3x,f3.1,2x,'||',4x,f6.4,4x,'||',5x,f6.4,5x,'||')
802 format(2x,'||',8(1h=),'||',14(1h=),'||',16(1h=),'||',/)
135 format(' Les résultats de Lamda critique pour M1 = 0 sont',2(/)
+,20x,'r',9(1h=),'r',11(1h=),'r',/,20x,'||',4x,'M0',3x,'||',2x,
+'Lamdacr',2x,'||',/20x,'r',9(1h=),'r',11(1h=),'r')
133 format(20x,'||',3x,f3.1,3x,'||',3x,f5.3,3x,'||')
134 format(20x,'||',9(1h=),'||',11(1h=),'||')
stop
end

function sig(gam,m)
real m
gam1=(gam-1)/2.
gam2=(gam+1)/(2*(gam-1))
gam3=(gam+1)/2.
sig=((1+gam1*m**2)/gam3)**gam2/m
return
end
function omg(gam,m)

```

```
real m
gam1=(gam-1.)/2.
gam2=gam/(1-gam)
omg=(1.+gam1*m**2)**gam2
return
end
function rend(omg0,omg1,m1,m0,gam,sig0,sig1)
real m0,m1
rend=omg1*(1+gam*m1**2)/omg0-gam*m0**2*sig0/sig1
rend=1./rend
return
end
```

A M1 = 0.0

M0	qm/qm*	Rendement
1.0	0.7887	0.7887
0.8	0.7744	0.8040
0.6	0.7137	0.8481
0.4	0.5737	0.9122
0.2	0.3286	0.9738
0.0	0.0000	1.0000

A M1 = 0.2

M0	qm/qm*	Rendement
1.0	0.8789	0.8789
0.8	0.8606	0.8935
0.6	0.7845	0.9321
0.4	0.6148	0.9776
0.2	0.3374	1.0000

A M1 = 0.4

M0	qm/qm*	Rendement
1.0	0.9439	0.9439
0.8	0.9211	0.9563
0.6	0.8277	0.9835
0.4	0.6289	1.0000

A M1 = 0.6

M0	qm/qm*	Rendement
1.0	0.9820	0.9820
0.8	0.9539	0.9904
0.6	0.8416	1.0000

A M1 = 0.8

M0	qm/qm*	Rendement
1.0	0.9976	0.9976
0.8	0.9632	1.0000

A M1 = 1.0

M0	qm/qm*	Rendement
1.0	1.0000	1.0000

A M0 = 0.0

M1	$q_m/q_m^*$	$C'_{xa}$
0.0	0.0000	0.0000

A M0 = 0.2

M1	$q_m/q_m^*$	$C'_{xa}$
0.0	0.0000	1.0100
0.2	0.3374	0.0000

A M0 = 0.4

M1	$q_m/q_m^*$	$C'_{xa}$
0.0	0.0000	1.0406
0.2	0.3374	0.2362
0.4	0.6289	0.0000

A M0 = 0.6

M1	$q_m/q_m^*$	$C'_{xa}$
0.0	0.0000	1.0933
0.2	0.3374	0.4278
0.4	0.6289	0.0859
0.6	0.8416	0.0000

A M0 = 0.8

M1	$q_m/q_m^*$	$C'_{xa}$
0.0	0.0000	1.1704
0.2	0.3374	0.5614
0.4	0.6289	0.1920
0.6	0.8416	0.0324
0.8	0.9632	0.0000

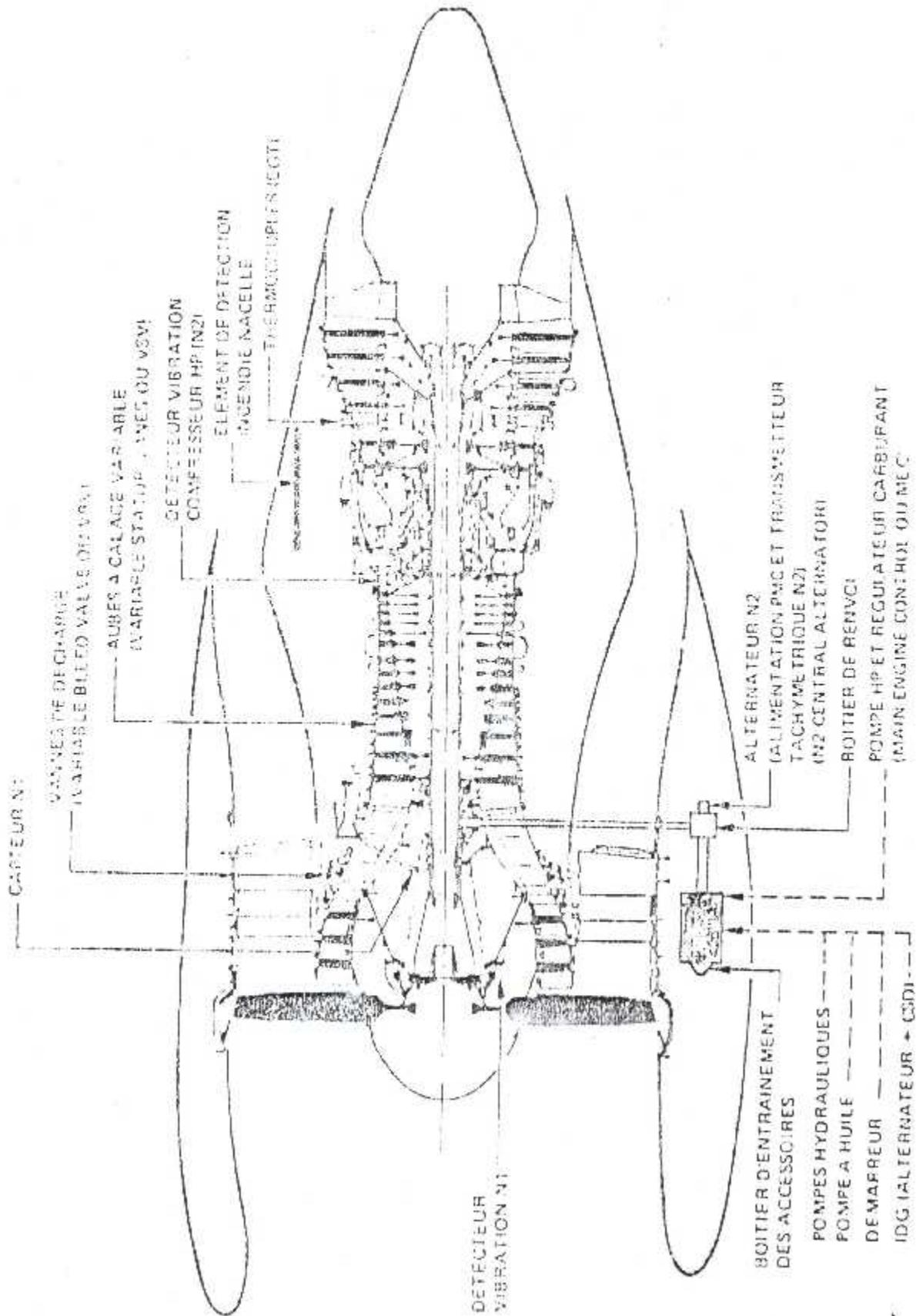
A M0 = 1.0

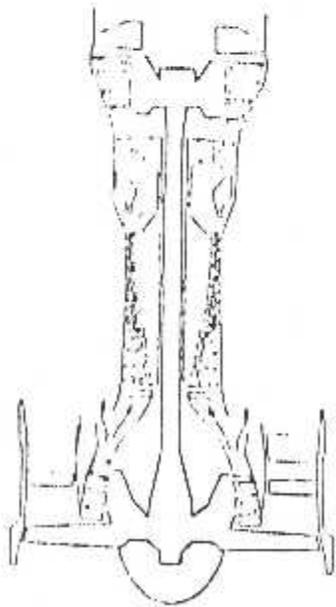
M1	$q_m/q_m^*$	$C'_{xa}$
0.0	0.0000	1.2756
0.2	0.3374	0.6736
0.4	0.6289	0.2781
0.6	0.8416	0.0768
0.8	0.9632	0.0086
1.0	1.0000	0.0000

Les résultats de  $\lambda$  critique pour  $M_1 = 0$  sont

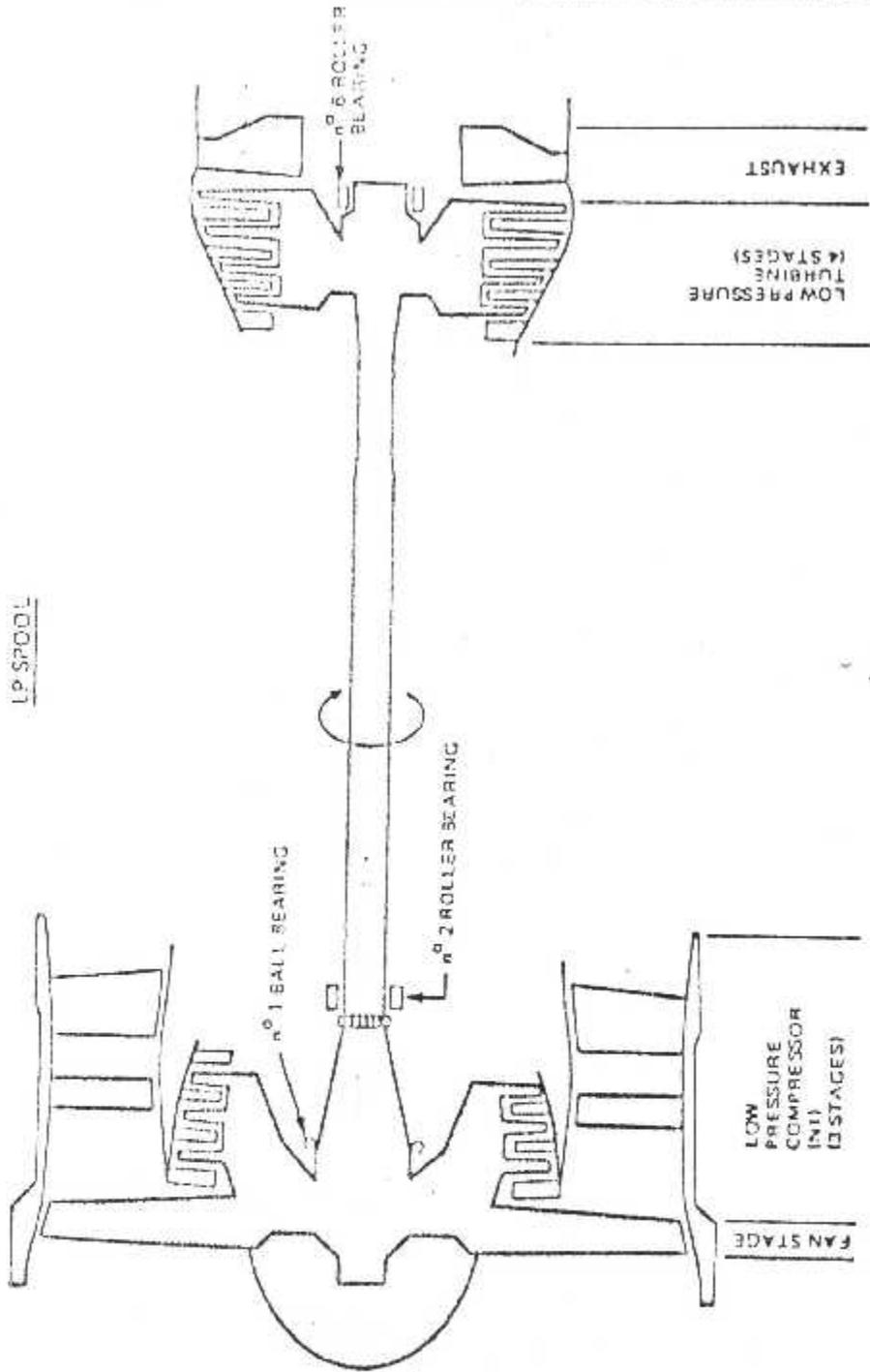
$M_0$	$\lambda_{\text{crit}}$
0.0	0.268
0.2	0.138
0.4	0.059
0.6	0.018
0.8	0.002
1.0	0.000

DESCRIPTION DU REACTEUR  
LOCALISATION ET COMPOSANTS

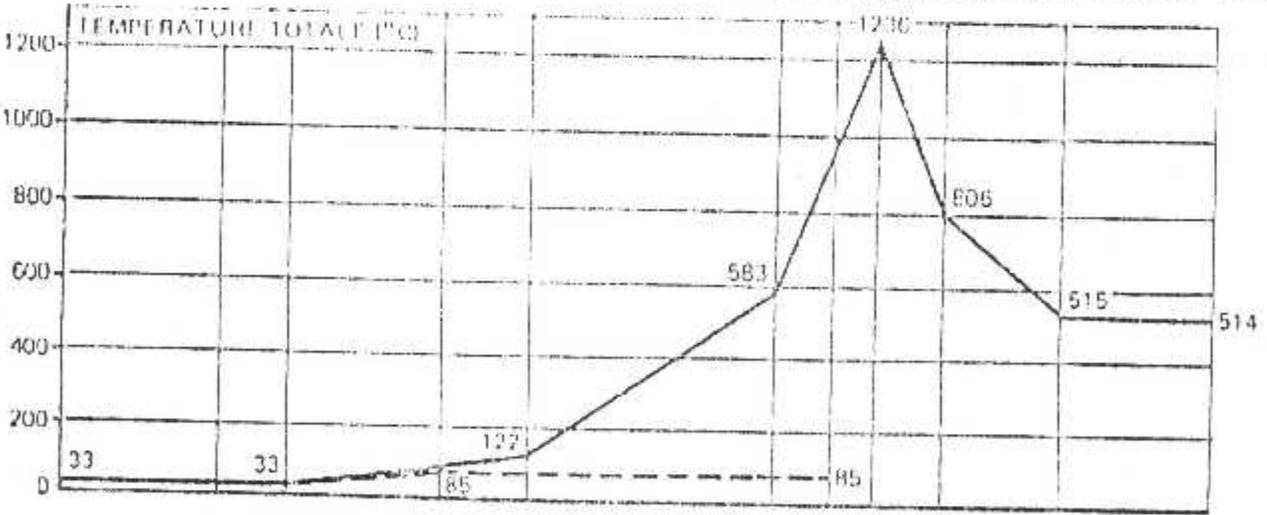
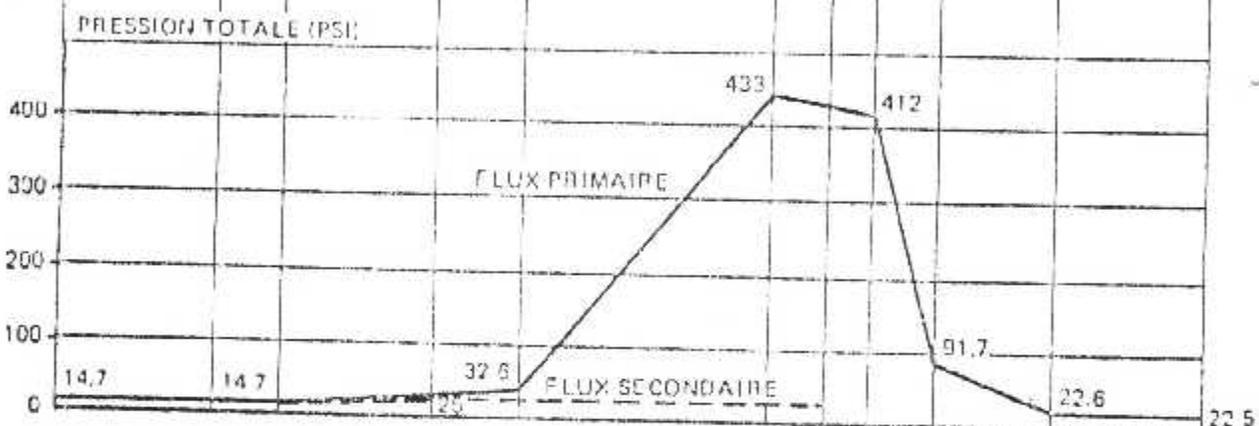
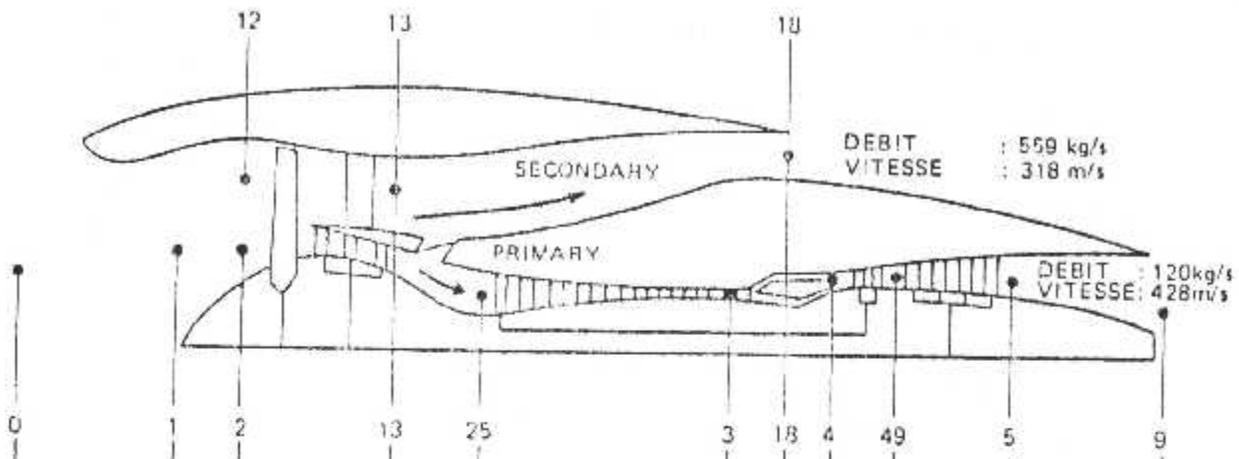




LP SPOOL



PARAMETRES REMARQUABLES  
-PRESSIONS TEMPERATURES-



PERFORMANCES :  
DECOLLAGES JOUR CHAUD : T. AMB. 33°C  
P. AMB. 14.7 PSI

TE 148