

ICAS PAPER

No. 72 - 23



ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA
REPARTITION DE PRESSION ET DE FLUX THERMIQUE
SUR UNE GOUVERNE EN PRESENCE D'UNE EPAISSE
COUCHE LIMITE TURBULENTE HYPERSONIQUE

par

Rene Ceresuela, Chef de Subdivision de Recherches et
Claude Gibart, Ingenieur de Recherches
O. N. E. R. A., Chatillon, France

The Eighth Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences

INTERNATIONAAL CONGRESCENTRUM RAI-AMSTERDAM, THE NETHERLANDS
AUGUST 28 TO SEPTEMBER 2, 1972

Price: 3. Dfl.

**ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA REPARTITION DE PRESSION
ET DE FLUX THERMIQUE SUR UNE GOUVERNE, EN PRESENCE D'UNE EPAISSE
COUCHE LIMITE TURBULENTE HYPERSONIQUE**

René CERESUELA et Claude GIBART

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (O.N.E.R.A.)

92320, Châtillon - France

RESUME

On compare des répartitions expérimentales de pression et de flux thermique obtenues à Mach 10 et à très grand nombre de Reynolds sur un volet braqué aux répartitions calculées.

Les pressions sont calculées par la méthode des caractéristiques appliquée à la partie externe de la couche limite, supersonique, rotationnelle et supposée non visqueuse.

Les flux sont calculés par une méthode de couche limite turbulente avec gradient de pression.

L'accord entre expérience et calcul pour les pressions et les flux peut être considéré comme satisfaisant et justifie l'emploi de la méthode de calcul préconisée au stade de l'étude d'un projet.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF PRESSURE AND
HEAT TRANSFER DISTRIBUTIONS ON A FLAP UNDER A THICK
HYPERSONIC TURBULENT BOUNDARY LAYER

ABSTRACT

Experimental pressure and heat transfer distributions on a wedge flap obtained at Mach 10 at high Reynolds numbers are compared to calculated distributions.

The pressure distributions are calculated by the method of characteristics applied to the outer part of the boundary layer which is supersonic, rotational and supposed to be non-viscous.

The heat fluxes are calculated by a turbulent boundary layer method in the case of a pressure gradient.

The agreement between experimental and calculated pressure and heat-transfer distributions may be considered satisfying and validates the use of the present method at least at the engineering level.

NOTATIONS

α	angle de braquage de la gouverne
δ	épaisseur de la couche limite
μ	viscosité
ρ	masse volumique
φ	angle du vecteur vitesse avec la paroi
Δ	épaisseur d'énergie
Φ	flux de chaleur
a, b	constantes numériques des lois de couches limites
d	épaisseur de la sous-couche visqueuse
f, g	facteurs de compressibilité
h	enthalpie
s	facteur d'analogie de Reynolds, entropie
m, p	exposants des lois de couches limites
p	pression
r	facteur de récupération, constante des gaz parfaits
x	abscisse le long de la plaque
y	cote
z	coordonnée latérale

u	composante suivant x de la vitesse
Cf	coefficient local de frottement
M	nombre de Mach
\tilde{M}	nombre de Mach à la frontière de la sous-couche visqueuse
T	température
X	abscisse le long du volet
Y	cote à partir du volet
Pr	nombre de Prandtl
Re	nombre de Reynolds

Indices :

i	génératrice
e	extérieur à la couche limite
p	à la paroi
f	de frottement athermane
'	après choc

I - INTRODUCTION -

Les véhicules hypersoniques, qu'il s'agisse des missiles balistiques actuels, de la prochaine navette spatiale, ou des futurs avions hypersoniques, effectuent une partie importante de leur mission à des nombres de Mach et de Reynolds très élevés, leur paroi baignant dans une couche limite turbulente et épaisse. Les efforts aérodynamiques et les transferts de chaleur y sont alors importants, en particulier sur les gouvernes de ces véhicules. Le dimensionnement de ces gouvernes, et le choix de leurs matériaux nécessitent une connaissance aussi exacte que possible de leur efficacité et des échauffements attendus dans leur domaine de braquage qui peut aller, en hypersonique, jusqu'à 45°, en présence de couches limites turbulentes et épaisses.

C'est dans cette optique que l'ONERA a entrepris l'étude théorique et expérimentale de la répartition des pressions et des flux thermiques sur une maquette schématique constituée par un volet plan disposé au bord de fuite d'une plaque également plane.

La présente communication rappelle succinctement les travaux effectués antérieurement sur cette étude, et déjà publiés. Elle s'attache ensuite essentiellement à comparer les résultats expérimentaux aux calculs effectués pour prédire les répartitions de pression et de flux sur la gouverne, jusqu'au braquage provoquant le décollement de la couche limite.

II - ETUDES ANTERIEURES -

Des premiers résultats concernant cette étude effectuée à M = 10 dans la soufflerie R3 de Chalais-Meudon ont été publiés (réf. [1]). La maquette d'essai était trop petite pour que s'y développe une couche limite turbulente. Néanmoins l'effet de

l'arrondi de bord d'attaque de l'aile sur l'efficacité et l'échauffement du volet avait été mis en évidence. On avait également comparé les performances des volets classiques, des spoilers pleins et des spoilers-jets ; pour ces deux derniers types de gouvernes, on avait relevé les échauffements considérables produits dans les zones décollées qu'ils provoquent.

Devant la difficulté de déclencher la transition sur cette petite maquette, l'étude expérimentale a été reprise dans la même soufflerie sur une maquette beaucoup plus grande où a pu être obtenue une couche limite turbulente épaisse (supérieure à 25 mm) correspondant à des nombres de Reynolds de $15 \cdot 10^6$ à $20 \cdot 10^6$ au bord de fuite.

Les premières mesures de couches limites exécutées sur cette plaque ont montré que les profils relevés n'étaient pas identiques suivant les diverses positions latérales ; une visualisation pariétale par peinture thermosensible a montré qu'en effet la transition se produisait de façon non uniforme, très tôt près de la paroi de la soufflerie, et sur son axe, plus tard ailleurs. On a donc recherché un moyen de la régulariser. Les mesures de Potter et Whitfield reproduites dans [4] ont montré que la hauteur K/S des rugosités nécessaires pour déclencher précocement la transition croissait rapidement quand le nombre de Mach supersonique augmente et ces auteurs ont mis en évidence par ailleurs, par des mesures au fil chaud pour $M \leq 6$, que dans les couches limites hypersoniques, la turbulence apparaît d'abord près de la frontière extérieure ; ces mesures ont été complétées plus récemment par Softley et Greber [4] jusqu'à des nombres de Mach de 16 (voir la figure 1). Ces mesures expliquent pourquoi la hauteur des rugosités nécessaires pour déclencher la transition croît en hypersonique. Mais de telles rugosités, par exemple des sphères, produisent alors par leur sillage au sein de la couche limite, des distorsions considérables des profils de vitesse, ainsi qu'une non uniformité des distributions transversales du transfert de chaleur mise en évidence par Poisson-Quinton et Cérésuela [1], puis par Stainback [5] et Whitfield - Lanuzzi [6] au moyen de peintures thermosensibles. Ces perturbations persistent très loin vers l'aval et intéressent dans la pratique toute la longueur du modèle étudié.

Ces observations ont conduit à disposer à 160 mm du bord d'attaque, pour hâter et régulariser la transition, des ailettes minces, représentées sur la figure 2, en flèche accentuée (75°) mises en incidence modérée de 10° pour obtenir à la fois une faible traînée, et un tourbillon marginal situé justement là où il est le plus efficace, c'est à dire près de la frontière extérieure de la couche limite.

Des résultats détaillés concernant la recompression de cette couche limite et les échauffements sur le volet modérément braqué (jusqu'à 15°) ont été publiés dans une thèse (réf [2]) ; certaines observations particulièrement significatives, notamment sur l'échauffement provoqué par les ondulations de la paroi sont contenues dans la référence [3].

III - ETUDE EXPERIMENTALE -

III. 1 - Moyens d'essais :

III.1.1 - Soufflerie

Les essais ont été effectués dans la soufflerie hypersonique R3 de Chalais-Meudon qui réalise un nombre de Mach uniforme de 9,95 dans le plan de sortie d'une tuyère de révolution de 0,35 m de diamètre.

Les conditions génératrices utilisées étaient de 1050°K pour la température et de $115 \cdot 10^5$ à $170 \cdot 10^5$ Pa pour la pression, ce qui correspond à des nombres de Reynolds unitaires de l'ordre de $9 \cdot 10^6/\text{m}$ à $13 \cdot 10^6/\text{m}$, soit de $12 \cdot 10^6$ à $18 \cdot 10^6$ pour la longueur de la plaque étudiée.

La soufflerie est munie d'une vanne à deux voies à ouverture rapide qui permet l'amorçage de l'écoulement stabilisé en $1/100$ ème de seconde, ce qui est important pour la précision des mesures thermiques.

Pour les présents essais, la couche limite qui se développe sur la longue plaque plane, a pour effet de ramener le nombre de Mach du noyau sain à 9,80.

III.1.2 - Maquette

La figure 3 représente la plaque plane utilisée, au bord de fuite de laquelle sont disposés les volets étudiés. Elle pénètre profondément dans la tuyère. Sa face supérieure est confondue avec le plan de symétrie horizontal de la tuyère, et son bord d'attaque aigu est au niveau du début du rhombe de Mach constant. Un voile vertical la raidit. La plaque est fixée sur la virole de sortie de la tuyère.

Les volets, également plans, sont disposés sur des supports, à des incidences fixes, et constituent avec la plaque un dièdre pur sans arrondi. Un lamage rectangulaire, visible sur la photographie figure 3 reçoit les plaquettes de mesure interchangeable figure 4, équipées soit de capteurs de pression soit de thermocouples sertis en paroi mince, ou revêtues d'une couche de silastène recevant les peintures thermosensibles. On note que, pour des raisons d'amorçage de la soufflerie, les volets correspondant aux braquages supérieurs à 20° étaient de longueur réduite.

Le bord d'attaque de la plaque est aigu. Les générateurs de tourbillons servant à déclencher uniformément la transition sont situés très loin en amont de la charnière.

III. 2 - Résultats expérimentaux

III.2.1 - Profils de pression d'arrêt dans la couche limite

L'ensemble des profils de pression d'arrêt mesurés latéralement au niveau de la charnière a été très bien regroupé grâce à l'adoption des générateurs de tourbillons comme on peut le voir sur la figure 2. Ce résultat joint aux mesures de pressions statiques sur la même ligne transversale permet de considérer que l'écoulement abordant le volet est raisonnablement bidimensionnel.

III.2.2 - Visualisations strioscopiques

La figure 5 présente les photographies strioscopiques de l'écoulement obtenu sur les volets pour des braquages croissant de 10 à 40°. Le décollement de la couche limite qui apparaît au delà de 30° est très marqué à 40° de braquage. Pour les configurations non décollées on distingue l'épaisseur de la couche limite qui aborde le volet et le choc courbe au sein de la couche limite, devenant rectiligne à l'extérieur, qui prend naissance au voisinage de la charnière.

III.2.3 - Répartition des pressions pariétales sur la gouverne

Les pressions statiques pariétales mesurées sur l'axe de symétrie de la gouverne sont représentées pour des incidences croissantes sur la figure 6, et comparées au niveau théorique de pression donné par le choc oblique appliqué au fluide parfait au même nombre de Mach infini amont. On remarque que la compression est étalée, que la pression dépasse le niveau théorique, surtout aux grands angles, et tend à y revenir asymptotiquement. Les courbes sont étagées de façon cohérente pour les braquages croissants, sauf à 40° où l'étendue du décollement est telle, ainsi qu'il apparaît sur la strioscopie, que les conditions de décollement et de recollement sont influencées par la détente qui se produit au bord de fuite du volet.

III.2.4 - Répartition des flux de chaleur sur la gouverne

Les flux mesurés sur le volet croissent rapidement jusqu'à un maximum correspondant sensiblement à la même abscisse que celle du maximum observé pour les pressions, suivi d'une légère décroissance de type plaque plane. L'intersection des courbes de flux pour les braquages de 30 et 35° peut être l'indice d'un début de décollement à 35°. La faiblesse du flux mesuré à 40° indique un décollement étendu, comme le montrait la répartition de pression.

IV - ETUDE THEORIQUE

L'étude théorique a consisté à rechercher un moyen de calculer la répartition de pression et de flux thermique sur la gouverne, dans les conditions de l'expérience, en écoulement bidimensionnel.

IV.1 - Calcul des pressions

IV.1.1 - Fondements et méthode

Du profil de nombre de Mach, obtenu à une abscisse origine immédiatement en amont de la zone d'intérêt par un sondage transversal des pressions d'arrêt, on peut tirer un profil de vitesse, et un profil de température statique à l'aide de la relation Mach-Vitesse et de la loi de Crocco modifiée :

$$\frac{M}{M_e} = \frac{u}{u_e} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{T}}$$

$$\frac{T}{T_e} = \frac{T_p}{T_e} + \frac{T_f - T_p}{T_e} \cdot \frac{u}{u_e} + \left(\frac{T_f}{T_e} - 1\right) \left(\frac{u}{u_e}\right)^2 \quad \text{avec}$$

$$\frac{T_f}{T_e} = 1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2$$

Sur ces profils (fig. 8), on constate que les gradients élevés de vitesse et les hautes températures restent localisés dans une très faible portion de la couche limite au voisinage de la paroi. Il s'ensuit que les effets de viscosité ne sont très importants que dans cette région. Aussi a-t-on cherché à calculer l'écoulement en le divisant en deux parties : un écoulement essentiellement visqueux à proximité de la paroi justiciable d'un calcul de couche limite et un écoulement rotationnel mais pratiquement non visqueux, à l'extérieur, justiciable d'un calcul en fluide parfait les deux écoulements étant raccordés le long de leur frontière commune. Cette étude n'étant pas achevée, on s'est contenté, pour l'instant, d'une méthode plus sommaire pour obtenir la répartition de pression. On s'est donné comme frontière entre ces deux écoulements une paroi fictive parallèle à la paroi réelle et choisie de telle sorte que l'écoulement extérieur soit totalement supersonique, et donc calculable par la méthode des caractéristiques. On a admis en outre que la répartition de pression trouvée sur la paroi fictive est celle que donnerait un calcul plus élaboré sur la paroi réelle.

Cette méthode revient à négliger les effets de déplacement de la sous couche visqueuse initialement très mince vis à vis de l'épaisseur de la couche limite : de l'ordre de $\delta/100$; elle a déjà donné de bons résultats dans le cas d'une détente (réf. [8]).

La couche rotationnelle initiale est définie (fig. 9) d'après un sondage pitot de la couche limite et en supposant que l'écoulement est parallèle à la paroi, par deux grandeurs thermodynamiques : la pression supposée constante (hypothèse classique de couche limite) et l'entropie. La valeur M du nombre de Mach de coupure est choisie juste assez élevée pour franchir en supersonique la zone intéressante. A l'extérieur de la couche limite, l'écoulement initial est uniforme.

IV.1.2 - Résultats

Le calcul donne la description complète du champ de l'écoulement. On en tire essentiellement la répartition de pression pariétale sur le volet. Cette répartition est comparée figure 10 aux résultats expérimentaux. On note à l'origine $X = 0$ la discontinuité de pression imposée par le schéma de calcul adopté ; le calcul rend compte ensuite qualitativement de l'élévation progressive de la pression en aval de la charnière, ce qui démontre bien que cet effet est lié essentiellement au comportement de la couche rotationnelle à la traversée de l'onde de choc. Bien entendu, comme il fallait s'y attendre, l'accord avec l'expérience se dégrade progressivement lorsque l'angle de braquage s'élève au dessus de 10°, d'abord parce que les effets de déplacement de la sous couche négligée croissent avec le taux de compression, ensuite parce que, aux grands braquages de volet, pour que l'écoulement externe demeure supersonique en fin de compression, il est nécessaire de partir d'un nombre de Mach de coupure M de plus en plus élevé sur la paroi fictive en amont de la charnière, ce qui conduit à négliger une épaisseur de sous-couche visqueuse de plus en plus importante. Le calcul conduit alors naturellement à une recompression plus rapide comme le montre la figure 11 où, dans le cas $\alpha = 15^\circ$, seule varie l'épaisseur de la sous-couche négligée. Le calcul, dans le cas $\alpha = 30^\circ$, s'est arrêté automatiquement avant la fin de recompression, lorsque l'on a obtenu $M = 1$ sur la paroi. Il n'a pas été repris car il aurait été nécessaire de négliger une partie trop grande de la couche limite pour que la schématisation demeure réaliste.

Pour tenter d'atténuer ces difficultés un calcul avait été effectué dans la référence [2] en remplaçant la paroi dièdre par une paroi courbe arbitraire mais plus représentative d'une ligne limite de sous-couche. Ce calcul donnait évidemment une répartition de pression continue au niveau de la charnière ; la pression dépassait le niveau imposé par la théorie du choc oblique pour y revenir asymptotiquement, mais était pratiquement identique dans la zone de recompression à celle issue du calcul simple avec paroi dièdre fictive.

Le calcul permet également d'obtenir la forme du choc ; courbe dans la couche limite, et rectiligne à l'extérieur de celle-ci, comme le montrent les stéréoscopies.

On constate en outre que, en aval du choc, on retrouve un écoulement quasi parallèle, la composante du gradient de pression normale à la paroi étant quasi nulle. Enfin, on remarque que l'augmentation d'entropie à la traversée du choc est faible vis à vis de la variation transversale d'entropie dans la couche limite. Ces deux dernières remarques seront utilisées pour le calcul du flux de chaleur.

IV. 2 - Calcul des flux de chaleur

IV.2.1 - Méthode de calcul (réf. [7])

Le calcul des flux de chaleur repose sur l'intégration de l'équation globale de l'énergie :

$$\frac{\phi_p}{\rho_e u_e R_{ie}} = \frac{d\Delta}{dx} + \Delta \frac{d[\ln(\rho_e u_e)]}{dx} \quad (1)$$

dans laquelle Δ désigne l'épaisseur d'énergie :

$$\Delta = \int_0^{\delta} \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(\frac{R_i}{R_{ie}} - 1 \right) dy$$

ϕ_p le flux thermique pariétal, x l'abscisse, et ρ_e , u_e et h_{ie} respectivement la masse volumique, la vitesse longitudinale et l'enthalpie d'arrêt de l'écoulement extérieur. Pour rendre intégrable l'équation (1) qui contient les deux inconnues ϕ et Δ , on admet que le flux de chaleur est lié à l'épaisseur d'énergie par l'expression explicite suivante établie [réf.7] dans le cas d'un écoulement sans gradient de pression, et qui constitue une très bonne approximation dans le cas général :

$$\frac{\phi_p}{\rho_e u_e R_{ie}} = \frac{bg \left(s \frac{R_p - R_p}{R_{ie}} \right)^{m+1}}{\left(\frac{\rho_e u_e \Delta}{\rho_e} \right)^m} \quad (2)$$

Dans cette expression s désigne le facteur d'analogie de Reynolds supposé constant, h_f l'enthalpie de frottement, h_p l'enthalpie à la paroi, $\frac{\rho_e u_e \Delta}{\rho_e}$ le nombre de Reynolds relatif à l'épaisseur d'énergie, g un facteur de compressibilité et b et m sont des coefficients empiriques.

L'intégration de l'équation (1) compte tenu de (2) conduit à la relation suivante liant l'épaisseur d'énergie aux conditions de l'écoulement extérieur et à la température de paroi :

$$(\Delta \rho_e u_e)^{m+1} = (\Delta \rho_e u_e)_{x=x_0}^{m+1} + b(m+1) \int_{x_0}^x \frac{g \left(\rho_e u_e \frac{R_p - R_p}{R_{ie}} \right)^{m+1}}{\frac{\rho_e u_e}{\rho_e}} dx \quad (3)$$

L'intégration de cette relation permet d'obtenir Δ en fonction de l'abscisse ; on en déduit le flux par la relation (2).

Il est possible de traiter le cas d'un choc par le passage à la limite dans l'expression (3) : on aboutit à la conservation de la quantité $\Delta \rho_e u_e$ de part et d'autre du choc.

IV.2.2 - Résultats

Une première tentative de calcul de flux de chaleur a été faite en adoptant le schéma très simple où l'on considère l'écoulement sur le dièdre comme la succession de deux écoulements de plaque plane séparés par le choc oblique à la charnière au travers duquel l'épaisseur d'énergie subit une discontinuité telle que la quantité $\Delta \rho_e u_e$ se conserve. Cette méthode très sommaire conduit à une répartition du flux de chaleur discontinue à la charnière. On compare fig. 12 la répartition expérimentale de flux pour trois braquages de gouverne à la répartition ainsi calculée. La méthode ne permet d'obtenir que l'ordre de grandeur, mais elle ne peut évidemment pas rendre compte de la variation observée des flux expérimentaux.

On a donc cherché un schéma de calcul plus réaliste qui tienne compte de l'évolution continue des phénomènes dans la zone de compression. On a noté lors du calcul de la couche limite externe (§ IV.1, in fine) que la distribution transversale d'entropie n'était pas très sensiblement modifiée par la traversée du choc et d'autre part, que l'évolution des pressions pariétales est continue à la charnière. La traversée d'une onde de choc par la couche limite apparaît ainsi globalement comme un accident d'importance assez faible pour qu'il soit possible d'appliquer au calcul des flux de chaleur la même technique qu'à une couche limite ordinaire subissant la même recompression.

Les calculs effectués par l'équation (3) en utilisant un facteur de récupération r de 0,9 et un facteur d'analogie de Reynolds de 1,24 (valeurs recommandées réf. 7), conduisent aux répartitions de flux de la fig. 13 pour des braquages de volet allant jusqu'à 35°. On leur compare les répartitions expérimentales. On constate que l'écart théorie - expérience n'excède jamais 20 % et que l'on rend bien compte à la fois du sens de variation et de l'abscisse du maximum des flux expérimentaux.

On a utilisé pour le calcul la loi d'évolution des pressions pariétales relevées expérimentalement. A titre indicatif, pour un braquage de 20° du volet on a également utilisé la loi d'évolution théorique des pressions fournie par le calcul des caractéristiques (fig. 13) : l'accord est encore assez satisfaisant quoique un peu moins bon qu'en utilisant la répartition expérimentale.

On doit observer cependant que le choix d'une valeur constante $s = 1,24$ pour le coefficient d'analogie de Reynolds conserve un certain degré d'arbitraire.

V - CONCLUSION

Cette étude a montré qu'il était possible de prévoir avec une exactitude suffisante pour un ingénieur, l'efficacité d'une gouverne et les flux thermiques auxquels elle sera soumise à $M = 10$ en fonction de son angle de braquage, quand elle est située dans une couche limite turbulente d'épaisseur relative importante.

La réalisation expérimentale de ces conditions peut être obtenue dans une soufflerie de taille relativement modeste grâce à un artifice permettant de créer des couches limites d'épaisseur réalistes.

La prévision théorique des distributions de pression est obtenue par la méthode des caractéristiques appliquée à la partie supersonique de la couche limite considérée comme rotationnelle et en négligeant les effets de déplacement de la sous-couche visqueuse. La prévision est assez bonne jusqu'à des angles de braquage de l'ordre de 20° .

La prévision des flux de chaleur résulte de l'application d'une méthode de calcul classique pour les couches limites ordinaires. Elle conduit à des résultats très satisfaisants si l'on dispose de la distribution expérimentale des pressions. La prévision est un peu moins bonne si l'on utilise la distribution théorique des pressions calculées par la méthode simplifiée.

Il est bien évident qu'une amélioration des résultats ainsi acquis ne peut être espérée qu'à partir d'un schéma plus compliqué prenant en compte l'interaction de la sous-couche visqueuse et de la partie rotationnelle de la couche-limite. Cette amélioration est en cours d'étude.

LISTE DES REFERENCES

- [1] P. POISSON-QUINTON
R. CERESUELA
"Efficacité et échauffement de gouvernes en hypersonique"
5ème Congrès ICAS
Londres, Sept 1966.
- [2] J. GOULOMB
"Efficacité et échauffement de volets en hypersonique. Etude théorique et expérimentale à Mach 10, de la compression d'une couche limite turbulente"
Thèse du Docteur Ingénieur en Physique. Faculté des Sciences de Paris, Juin 1970.
(N° CNRS A.O.4101)
- [3] R. CERESUELA
"Problèmes de stabilité et de contrôle d'avions hypersoniques".
7ème Congrès ICAS
Rome, Sept 1970.

- [4] E.J. SOFTLEY
B.C. GRABER
R.E. ZEMPEL
"Experimental observation of transition of the hypersonic boundary layer"
AIAA paper 68-39
New York, January 1968
- [5] P.C. STAINBACK
"Some effects of roughness and variable entropy on transition at a Mach number of 8"
AIAA paper n° 67-132
New York, January 1967.
- [6] J.D. WHITEFIELD et F.A. IANUSSI
"Experiments on roughness effects on boundary layer transition up to Mach 16"
AIAA paper n° 68-377
San Francisco, April 1968.
- [7] R. MICHEL
"Caractéristiques thermiques des couches limites et calcul pratique des transferts de chaleur en hypersonique"
Extrait de Progress in Aeronautical Sciences
Vol. 9 p. 123-214
Pergamon Press Oxford et New York 1968.
- [8] J. DELERY - B. MASURE
"Action d'une variation brusque de pression sur une couche limite. Application aux prises d'air hypersoniques"
6ème Congrès ICAS, 1968



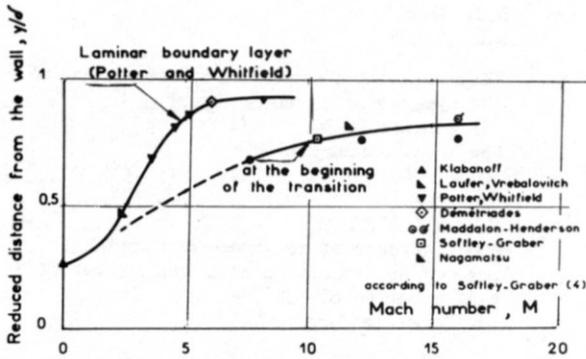


Fig. 1 - Localisation du maximum de turbulence dans une couche limite.

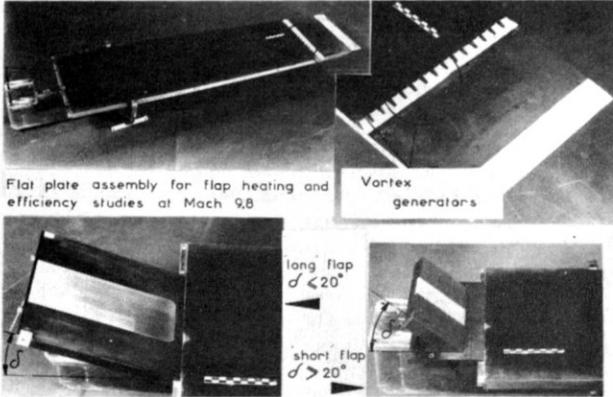


Fig. 3 - Montage experimental.

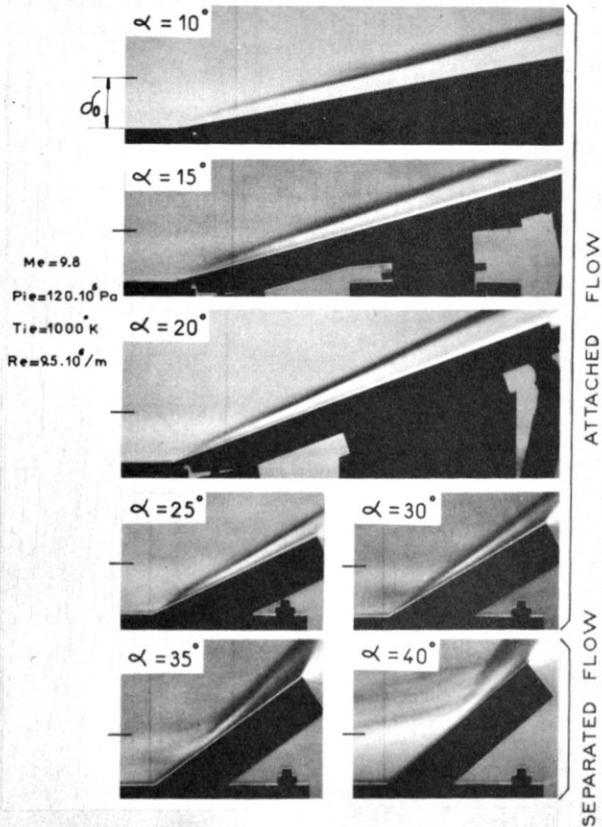


Fig. 5 - Photographies strioscopiques de l'écoulement sur le volet : $10^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$.

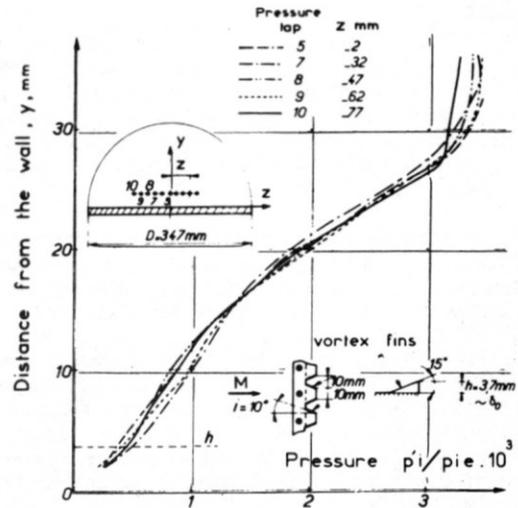


Fig. 2 - Profils de couche limite sur la plaque plane immédiatement en amont du volet.

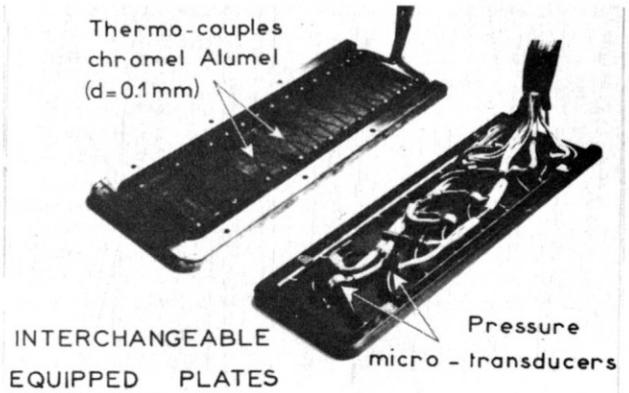


Fig. 4 - Dispositifs de mesure.

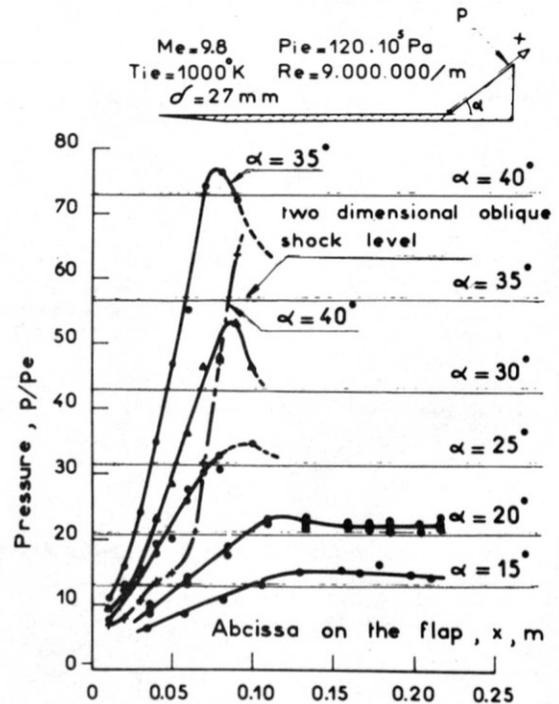


Fig. 6 - Répartition de pression expérimentale sur le volet.

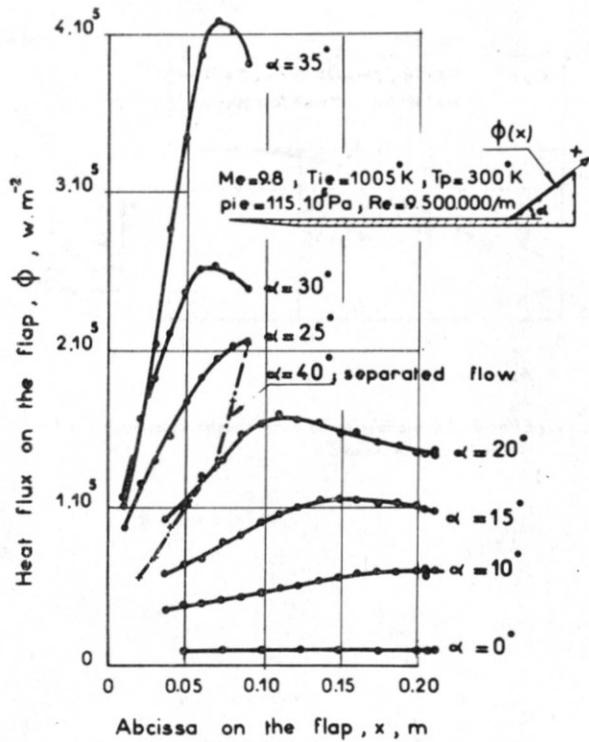


Fig. 7 - Flux de chaleur expérimentale sur le volet.

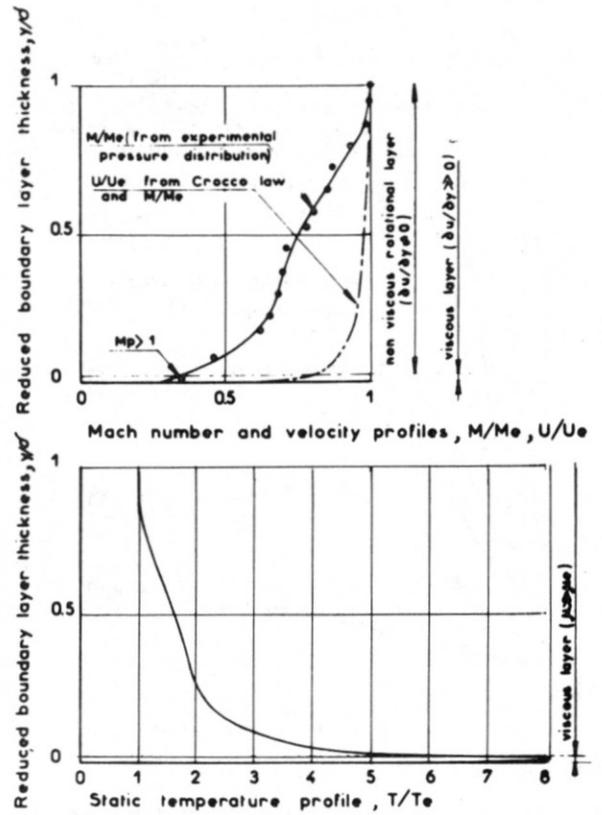


Fig. 8 - Profils de couche limite turbulente hypersonique.

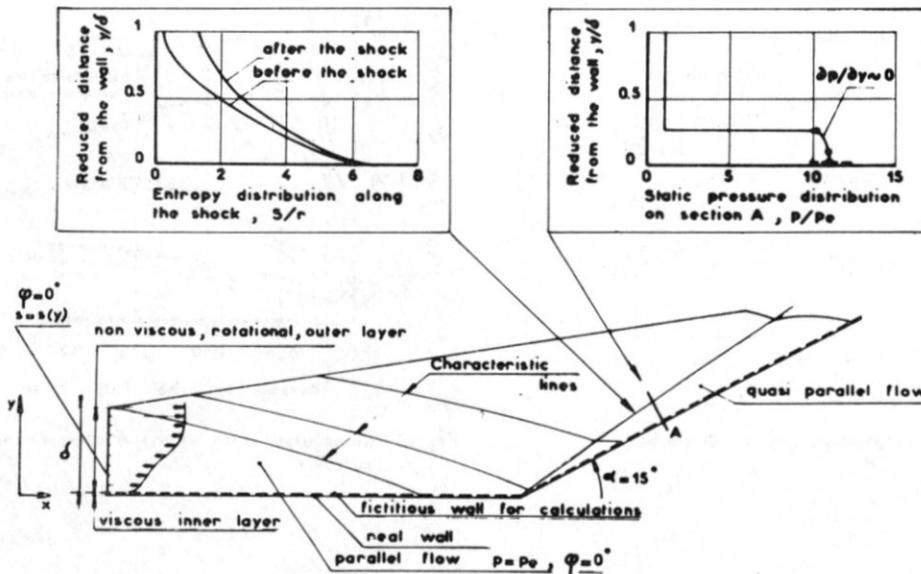


Fig. 9 - Ecoulement calculé.

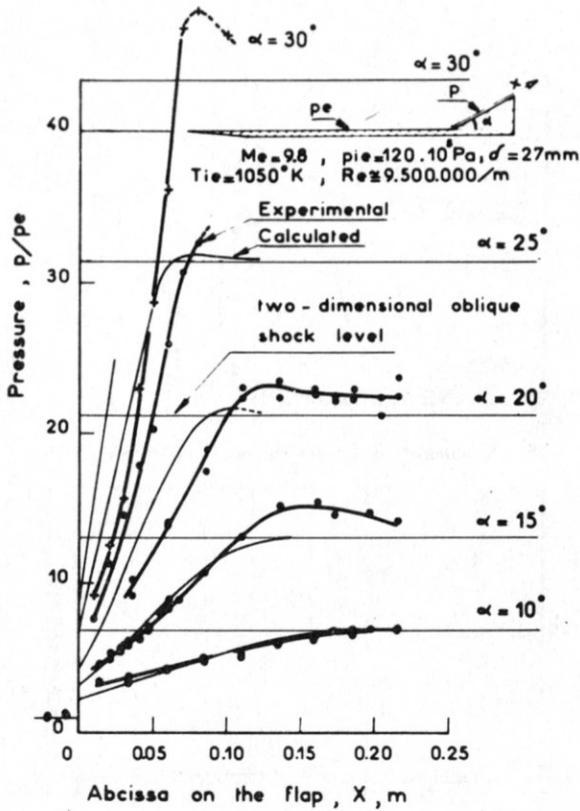


Fig. 10 - Répartitions de pression expérimentale et calculée.

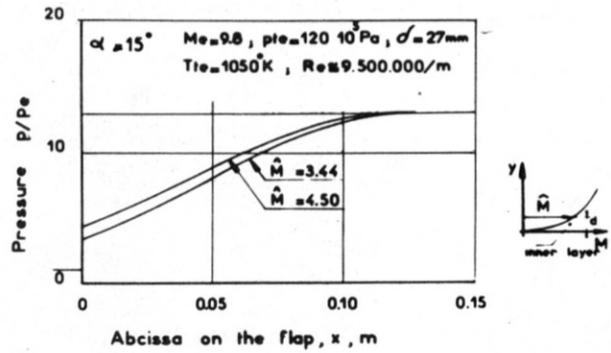


Fig. 11 - Effet de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse sur la répartition de pression.

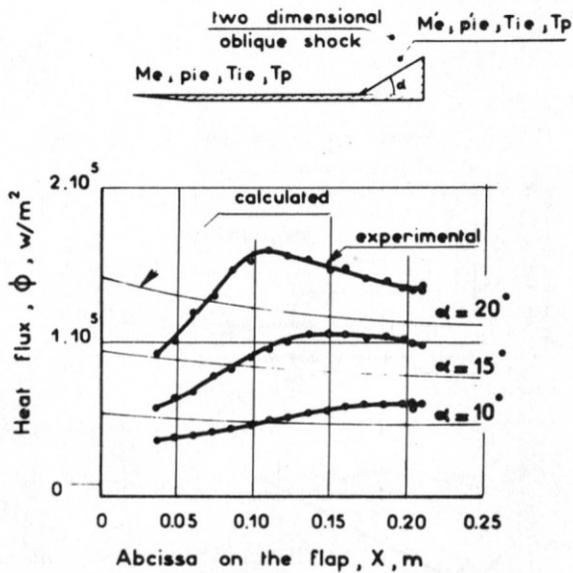


Fig. 12 - Calcul schématique des flux de chaleur.

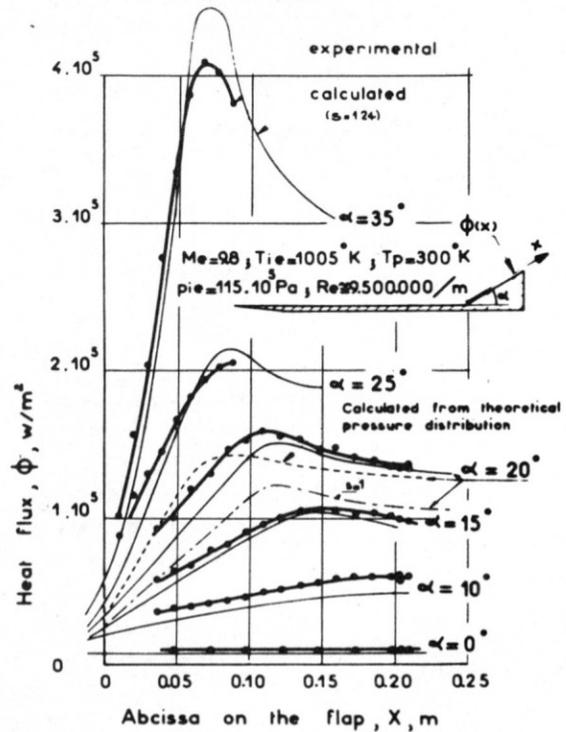


Fig. 13 - Comparaison entre les flux de chaleur expérimentaux et calculés.

