
Computation of the Aerodynamic Characteristics of a Wing-Body Combination in a Supersonic Flow

MICHEL ENSELME

*Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques,
92 Chatillon, Paris, France*

SUMMARY

After a short survey of the supersonic aerodynamic problem of wing-body interaction to be solved within the lifting surface theory, the principle of a proposed analogous method is described; a plane network of inductances and capacitances gives an image of the partial differential equation where the analogue of time is identified with the spatial variable taken along the speed, and the aerodynamic boundary conditions are transformed into the electric conditions imposed at the network boundaries.

In order to develop the computation method and to check its validity, an analogue computer — wind tunnel comparison has been made on a delta wing aircraft at various Mach numbers; the results of that study are presented.

RÉSUMÉ

Après un rappel du problème d'aérodynamique supersonique de l'interaction aile-fuselage à résoudre dans le cadre de la théorie des surfaces portantes, le principe de la méthode analogique proposée est décrit; un réseau plan constitué d'inductances et de capacités donne une image de l'équation aux dérivées partielles où le temps analogique est identifié à la variable spatiale prise selon la direction de la vitesse, et les conditions aux limites aérodynamiques sont transposées en conditions électriques qui sont imposées au contour du réseau.

Afin de mettre au point le mode de calcul et de vérifier sa validité, une confrontation analogie-soufflerie a été effectuée sur un avion à aile delta pour différents nombres de Mach: les résultats de cette étude sont présentés.

1. INTRODUCTION

La représentation des conditions aux limites nécessitée pour le calcul du potentiel des vitesses de perturbation induit par la présence d'un ensemble aile-fuselage dans un écoulement de vitesse supersonique est délicate à introduire dans les calculs numériques.

Par la méthode des écoulements coniques⁽¹⁾ il est aisé de représenter un fuselage en forme de cône de même sommet que l'aile supposée delta; par contre l'effet de présence d'un corps cylindrique, qui approche de plus près la forme réelle du fuselage d'un avion, est impossible à calculer.

Par la méthode des sources la solution est également difficile à expliciter bien que le principe soit connu: il suffit de distribuer des sources sur la surface du fuselage et de l'aile et d'en calculer le potentiel induit sur l'ensemble aile-fuselage; mais du point de vue pratique cela conduit à augmenter considérablement le temps de calcul car les solutions élémentaires de chaque source dépendent des trois coordonnées x, y, z : à notre connaissance le problème n'est pas encore résolu dans toute sa généralité.

Par contre la méthode de calcul analogique mise au point pour l'aile seule⁽²⁾ peut s'étendre à la résolution de ce problème, tout au moins dans le cas d'un fuselage cylindrique circulaire ou non, car elle possède l'avantage de représenter l'espace ox, oy, oz à l'intérieur duquel la fonction ϕ est définie.

Ce moyen de calcul analogique sera exposé après avoir rappelé les conditions aérodynamiques du problème, les premiers résultats de ce calcul seront ensuite confrontés aux valeurs expérimentales obtenues dans diverses souffleries sur une maquette étalon.

NOTATION

Grandeurs aérodynamiques

M_0	nombre de Mach à l'infini
U_0	vitesse de l'écoulement à l'infini
x, y, z	coordonnées spatiales
\vec{i}	vecteur unitaire porté par ox et parallèle à U_0
\vec{n}	vecteur normal
$\alpha'\beta'\gamma'$	cosinus directeur de la normale \vec{n} dans le trièdre $ox'y'z'$ lié au fuselage
i', j', k'	vecteurs unitaires du trièdre $ox'y'z'$
α	angle d'incidence de l'aile et du fuselage
R	rayon de la partie cylindrique du fuselage
$r(x')$	équation de la méridienne de l'ogive
s	abscisse curviligne sur la méridienne

- θ angle polaire dans le plan $oy'z'$
 φ potentiel des vitesses de perturbation relatif à l'ensemble aile-fuselage
 φ_1 potentiel des vitesses de perturbation du fuselage seul
 φ_2 potentiel défini par $\varphi_2 = \varphi - \varphi_1$
 w vitesse verticale de perturbation
 Y, Z coordonnées dans le plan transformé
 η variable complexe dans le plan YOZ ($\eta = Y + iZ$)
 ζ variable complexe dans le plan yoz ($\zeta = y + iz$)
 $\Delta\varphi_{yz}$ Laplacien dans le plan yz $\Delta_{yz} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$
 $\Delta\varphi_{YZ}$ Laplacien dans le plan YZ $\Delta_{YZ} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Z^2}$
 t temps analogique identique à x
 C, L_0 capacité et inductance électriques correspondant à un noeud à l'intérieur du réseau
 C^*, L_0^* capacité et inductances électriques relatives à un noeud situé à la frontière du domaine
 V tension électrique en un point du réseau
 I intensité électrique fournie au réseau en un point de la frontière
 h distance séparant deux noeuds contigus du réseau

2. LE PROBLEME AERODYNAMIQUE

Considérons un ensemble aile-fuselage placé en incidence dans un écoulement de vitesse à l'infini U_0 (Fig. 1); le potentiel des vitesses de perturbation satisfait comme dans le cas de l'aile seule à l'équation:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = (M_0^2 - 1) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (1)$$

Les conditions aux limites sur l'aile sont:

$$(a) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = -U_0 \alpha$$

sur la forme en plan de l'aile projetée sur un plan parallèle à U_0 ;

$$(b) \quad \varphi(x, y, 0) = 0 \text{ en dehors de l'aile et du sillage.}$$

Sur le fuselage si \vec{n} définit la normale, la condition de glissement conduit à satisfaire la relation:

$$\vec{n} \cdot \text{grad}(\varphi + U_0 x) = 0$$

Trièdre de référence de l'ensemble aile fuselage

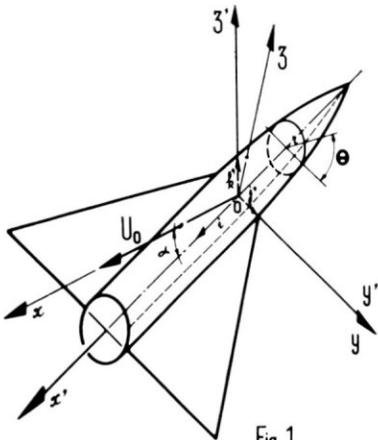


Fig-1

Conditions aux limites définissant Ψ

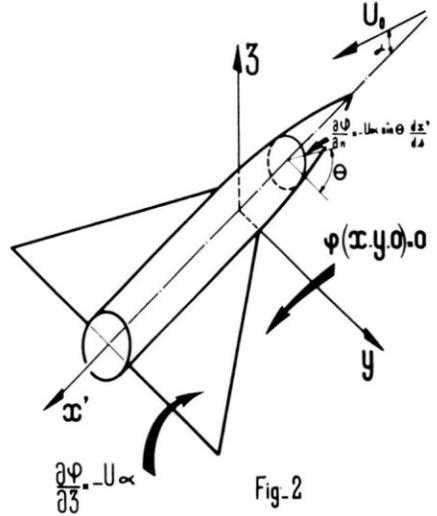
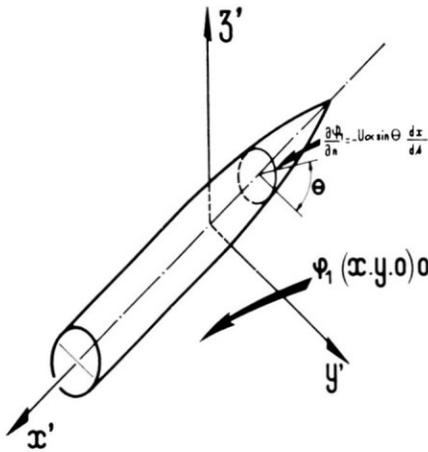


Fig-2

Conditions aux limites définissant $\Phi_2 = \Psi - \Phi_1$



Conditions aux limites définissant Φ_1
Fig-3

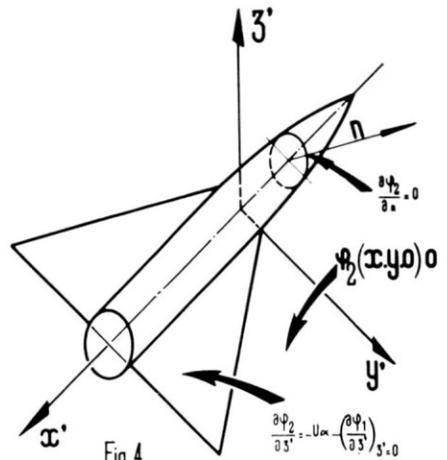


Fig-4

FIGS. 1-4.

ou encore :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -U_0(\vec{i} \cdot \vec{n}) \quad (2)$$

\vec{i} étant un vecteur unitaire porté par Ox .

En désignant par $\alpha' \beta' \gamma'$ les cosinus directeurs de la normale dans un trièdre lié au fuselage (Fig. 1) et par i', j', k' les vecteurs unitaires choisis sur ces axes, il vient en remarquant que $i = i' + \alpha k'$ (où α est l'incidence) :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -U_0(\alpha' + \alpha \gamma')$$

Si l'on suppose que le fuselage est de révolution et si l'on désigne par θ l'angle polaire relatif à un point du fuselage (pour une valeur de x' donnée) on montre que :

$$\alpha' = \frac{dr}{ds} \quad \text{et} \quad \gamma' = \frac{dx'}{ds} \sin \theta$$

où $r(x')$ et s définissent respectivement la méridienne et l'abscisse curviligne sur cette méridienne (Fig. 1).

Par suite la condition s'écrit dans ce cas :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -U_0 \left(\frac{dr}{ds} + \alpha \frac{dx'}{ds} \sin \theta \right) \quad (3)$$

Remarquons que dans le problème portant où nous nous plaçons dans cette note le premier terme de l'expression de la dérivée normale qui ne contribue pas à la portance ne sera pas pris en considération et il viendra ainsi :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -U_0 \alpha \frac{dx'}{ds} \sin \theta \quad (4)$$

qui pour la partie cylindrique du fuselage conduit à

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -U_0 \alpha \sin \theta \quad (5)$$

L'ensemble des conditions aux limites ainsi exprimées est reporté sur la Fig. 2; en vue d'en simplifier la représentation considérons sur la Fig. 3 celles relatives à l'écoulement autour du fuselage seul; soit φ_1 le potentiel correspondant: sur le fuselage suppose de révolution

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial n} = -U_0 \alpha \frac{dx'}{ds} \sin \theta$$

et dans le plan $z=0$ $\varphi=0$.

Si nous effectuons la différence, entre φ et φ_1 , le potentiel φ_2 ainsi défini satisfait aux conditions aux limites rappelées sur la Fig. 4: la dérivée normale de ce potentiel est nulle sur le fuselage tandis que sur l'aile elle prend la valeur :

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial z} = -U_0 \alpha - \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (6)$$

Si nous supposons que le fuselage est cylindrique à l'emplanture de l'aile et si son ogive est considérée assez loin en amont pour ne pas perturber au niveau de l'aile la distribution des vitesses verticales $W = \partial\varphi_1/\partial z$, on pourra prendre sur l'aile:

$$\frac{\partial\varphi_1}{\partial z} = U_0\alpha \frac{R^2}{y^2} \quad (7)$$

valeur correspondant à l'approximation de Ward pour un corps fuselé.

Ainsi la dérivée normale du potentiel φ_2 aura pour expression:

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial z} = -U_0\alpha \left(1 + \frac{R^2}{y^2}\right) \quad (8)$$

En résumé le problème se trouve ainsi décomposé en deux parties:

(a) Calcul de l'ensemble aile-fuselage satisfaisant aux conditions aux limites:

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial n} = 0 \quad \text{sur le fuselage} \quad (9)$$

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial z} = -U_0\alpha \left(1 + \frac{R^2}{y^2}\right) \quad \text{sur l'aile} \quad (10)$$

(b) Calcul du fuselage seul, par la théorie des corps élancés par exemple; en fait ce calcul se résume à déterminer les répartitions de potentiel sur l'ogive puisque le fuselage est supposé cylindrique à l'emplanture de l'aile.

Le potentiel φ recherché est ensuite obtenu en faisant la somme de φ_2 et φ_1 en remarquant que φ est seulement différent de φ_2 sur le fuselage puisque sur l'aile $\varphi_1 \equiv 0$.

3. LE PROBLEME ANALOGIQUE

Il a été montré dans une précédente note ⁽²⁾ comment il était possible de représenter par une méthode de calcul analogique le potentiel aérodynamique induit par la présence d'une aile dans un écoulement supersonique stationnaire ou instationnaire. Rappelons que cette méthode analogique consiste à simuler l'équation des ondes du problème aérodynamique par un réseau plan maillé constitué d'inductances et de capacités découpant le plan $yo z$ perpendiculaire à la vitesse de l'écoulement: la variable x étant représentée par le temps analogique; les conditions aux limites électriques se déduisent par transposition des conditions aérodynamiques et la suite des opérations à effectuer sur le réseau apparaissent sur le schéma de la Fig. 4.

Cette méthode de calcul peut être généralisée en vue de l'étude de l'ensemble aile-fuselage: en effet il suffit de représenter dans le plan zy qui est perpen-

diculaire à la vitesse U_0 , la trace du fuselage et d'appliquer sur ce contour la condition $\partial\phi_2/\partial n=0$; malheureusement une difficulté apparaît lorsqu'on passe à la réalisation pratique car le plan yoZ est découpé en un certain nombre de mailles carrées et il est évidemment très improbable que la trace C du fuselage passe par les nœuds de ce maillage et même s'il en était ainsi la transposition des conditions aux limites serait très délicate à effectuer par suite de l'orientation des brins de maillage par rapport à la normale à la surface du fuselage au point considéré.

Aussi nous avons préféré utiliser une transformation conforme reliant l'extérieur au contour C au plan YOZ . Par la transformation retenue:

$$\eta = \zeta - \frac{R^2}{\zeta} \tag{11}$$

où $\eta = Y+iZ$ et $\zeta = y+iz$ le cercle $\zeta = Re^{i\theta}$ correspond aux deux lèvres de la coupure ($2iR, -2iR$) (Fig. 5), avec pour correspondance ponctuelle $Z=2z$; quant à l'axe oy extérieur au cercle il a pour image l'axe OY avec pour liaison

$$Y = y \left(1 - \frac{R^2}{y^2} \right)$$

Introduction du plan transformé de $o.y.z$

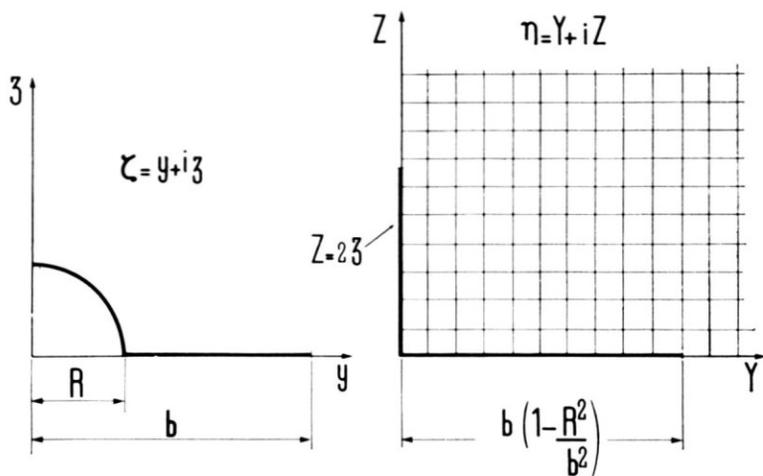


FIG. 5.

Examinons maintenant la forme que prend l'équation aux dérivées partielles dans le plan YOZ : si en effet, dans les cas usuels d'applications des transformations conformes aux fonctions harmoniques, la propriété d'harmonicité

se conserve dans la transformation, ici il faut évidemment considérer l'influence de la modification des longueurs, introduite par cette correspondance sur l'expression de l'équation qui n'est pas harmonique.

Rappelons le procédé de calcul: la conservation des angles et celle de la différence de potentiel entre deux points homologues étant assurée par la transformation il peut être écrit, à partir des deux relations:

$$d\varphi = \text{grad } \varphi \cdot \vec{dM}$$

et

$$d\varphi' = \text{grad } \varphi' \cdot \vec{dM}'$$

$$\frac{|\vec{\text{grad}} \varphi|}{|\vec{\text{grad}} \varphi'|} = \frac{|\vec{dM}'|}{|\vec{dM}|}$$

Par ailleurs le rapport des laplaciens de φ et φ' pour les variables y, z et Y, Z s'écrit:

$$\frac{\Delta\varphi_{yz}}{\Delta\varphi'_{YZ}} = \frac{\text{div}(\vec{\text{grad}} \varphi)}{\text{div}(\vec{\text{grad}} \varphi')}$$

Or

$$\text{div}(\vec{\text{grad}} \varphi) dS = \int \vec{n} \cdot \vec{\text{grad}} \varphi ds$$

$$\text{div}(\vec{\text{grad}} \varphi') dS' = \int \vec{n}' \cdot \vec{\text{grad}} \varphi' ds'$$

où ds' désigne l'homologue de l'élément ds de la courbe fermée limitant l'aire dS .

Il vient ainsi:

$$\frac{\Delta\varphi_{yz}}{\Delta\varphi'_{YZ}} = \frac{|\vec{\text{grad}} \varphi|}{|\vec{\text{grad}} \varphi'|} \cdot \frac{ds'}{ds} = \frac{|\vec{ds}'|^2}{|\vec{ds}|^2} = \left| \frac{d\eta}{d\zeta} \right|^2$$

Cette relation permet d'écrire dans le cas de la relation $\eta = \zeta - (R^2/\zeta)$ envisagée

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi' \times \left| 1 + \frac{R^2}{\zeta^2} \right|^2$$

soit en explicitant en fonction des coordonnées yz

$$\Delta\varphi'_{YZ} = \frac{(z^2 + y^2)^2}{(z^2 + y^2)^2 - 2R^2(z^2 - y^2) + R^4} \Delta\varphi_{yz} \quad (12)$$

et d'après l'expression de $\Delta\phi_{yz}$ il vient:

$$\Delta\varphi'_{YZ} = \frac{(z^2 + y^2)^2 (M_0^2 - 1)}{(z^2 + y^2)^2 - 2R^2(z^2 - y^2) + R^4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (13)$$

Abordons maintenant la transposition analogique de cette équation en considérant le plan Y, Z découpé par un réseau constitué d'inductances reliant les nœuds contigus situés sur des parallèles aux axes OY et OZ et de capacités C réunissant chaque nœud à un potentiel de référence commun.

D'une façon identique au procédé décrit dans la réf. 2, il peut être montré que le potentiel électrique d'un tel réseau satisfait à l'équation :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} = \frac{L_0 C}{h^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \tag{14}$$

avec la précision due à la représentation, par différences finies, des dérivées partielles.

Pour qu'il y ait analogie entre les équations (14) et (13) il faut prendre chaque capacité C située au point de coordonnées Y, Z proportionnelle à

$$\frac{(z^2 + y^2)^2}{(z^2 + y^2)^2 - 2R^2(z^2 - y^2) + R^4}$$

où y, z désignent les co-ordonnées du point image de Y, Z .

Si l'on appelle C_0 la capacité correspondant à un point à l'infini il vient ainsi :

$$\frac{C}{C_0} = \frac{(z^2 + y^2)^2}{(z^2 + y^2)^2 - 2R^2(z^2 - y^2) + R^4} \tag{15}$$

A cette relation doit être adjointe l'expression

$$t = \frac{x\sqrt{(L_0 C_0)}}{\sqrt{(M_0^2 - 1)}} \tag{16}$$

fixant t en fonction de x .

Examinons maintenant les conditions électriques à afficher en fonction du temps au contour qui par suite des symétries du problème est constitué par les deux demi-axes OY et OZ :

(a) sur l'aile la condition de glissement (8)

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial z} = -U_0 \alpha \left[1 + \frac{R^2}{y^2} \right]$$

se transforme en

$$\left(\frac{\partial \varphi'_2}{\partial Z} \right)_{Z=0} = \left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right)_{z=0} \times \left| \frac{d\zeta}{d\eta} \right|_{Z=0} \tag{17}$$

qui conduit a

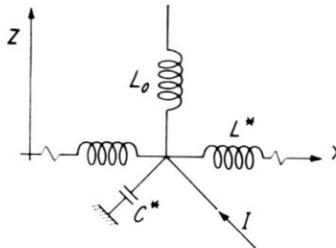
$$\frac{\partial \varphi'_2}{\partial Z} = -U_0 \alpha \tag{18}$$

Si l'on considère un nœud du réseau situé sur l'aile comme il est indiqué sur la Fig. 6 et si nous appelons I l'intensité électrique pénétrant dans la réseau par ce point on peut écrire d'après les lois de Kirchhoff

$$\frac{V_1 - V_0}{L^*} + \frac{V_2 - V_0}{L_0} + \frac{V_3 - V_0}{L^*} + \frac{dI}{dt} = \frac{1}{C^*} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \quad (19)$$

ou encore

$$\frac{h^2}{L^*} \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{h}{L_0} \frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{h^2}{2L_0} \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} + \frac{dI}{dt} = \frac{1}{C^*} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}$$



Conditions aux limites sur l'aile

FIG. 6.

qui montre que si l'on souhaite satisfaire, en ce point, à la fois l'équation et les conditions aux limites on doit avoir

$$L^* = 2L_0 \quad C^* = \frac{C}{2} \quad \text{et} \quad \frac{h}{L_0} \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{dI}{dt} \quad (20)$$

En rapprochant (18) et (20) on obtient:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{h}{L_0} U_0 \alpha \quad (21)$$

relation qui définit le courant électrique à injecter en chaque point intéressé par l'aile.

A l'extérieur de l'aile rappelons que $V(Y, 0, t) \equiv 0$

(b) sur le fuselage, c'est-à-dire sur le segment $0-2Ri$ les dérivées normales ans les plans oyz et OYZ sont reliées par:

$$\left. \frac{\partial \varphi'_2}{\partial Y} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} \right|_{\frac{\partial \zeta}{\partial \eta}} \Bigg|_{\text{pour } \zeta = R e^{i\theta}}$$

d'où

$$\frac{\partial \phi_2'}{\partial Y} = \frac{1}{2 \cos \theta} \frac{\partial \phi_2}{\partial n}$$

Dans le cas qui nous intéresse ici il a été montré que sur le fuselage

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial n} = 0$$

par suite

$$\frac{\partial \phi_2'}{\partial Y} = 0$$

Le réseau électrique sera donc laissé libre tout le long de l'axe OZ .

REALISATION ELECTRIQUE

La réalisation nécessite un ensemble électronique capable de réaliser des court-circuits pour satisfaire la condition $V=0$ en amont du bord d'attaque et de déclencher les générateurs d'intensité linéaire à des instants précis définis par l'équation $t_{BA}(y)$ image du bord d'attaque: cet ensemble est identique à celui mis au point pour le calcul de l'aile seule.

Le réseau électrique est constitué également de façon similaire mis à part que le fait que les capacités C ne sont plus les mêmes en chaque point mais doivent être ajustées à la valeur locale définie par (15): un calcul numérique permet de définir préalablement les valeurs en chaque nœud du maillage.

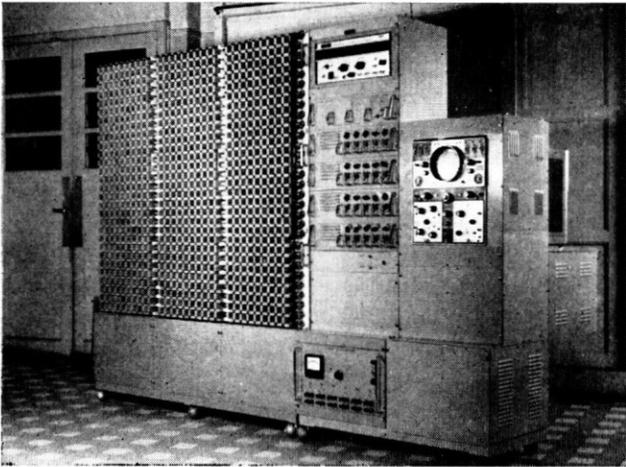


FIG. 7.

Une photo de l'ensemble du dispositif: affichage des conditions aux limites, réseau, appareil de mesure, donne une idée du montage électrique utilisé (Fig. 7).

APPLICATIONS

En vue de vérifier la validité et d'évaluer la précision d'une méthode de calcul expérimental il est toujours nécessaire de confronter les résultats qu'elle fournit avec ceux obtenus à partir de calcul théoriques: dans le cas présent il n'a été possible que de rapprocher ces résultats à ceux obtenus en soufflerie en vérifiant toutefois que dans le cas particulier du fuselage cylindrique en incidence les valeurs analogiques correspondent bien à celles de la théorie.

Pour la confrontation analogie-soufflerie nous avons retenu les résultats d'une étude très complète effectuée dans diverses souffleries et qui a porté sur une aile delta équipée d'un fuselage cylindrique; l'objectif de cette étude expérimentale était de définir dans le cadre de l'AGARD une maquette utilisable comme étalon dans les diverses souffleries supersoniques. Les caractéristiques géométriques de cet ensemble aile+fuselage sont rappelées sur la Fig. 8.

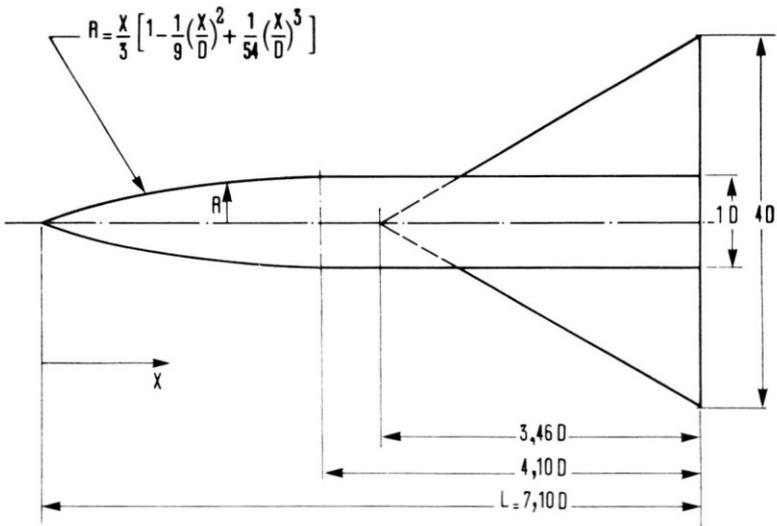


FIG. 8.

L'étude analogie relative à cet avion a permis de définir les lois de potentiel de perturbation et ainsi en particulier le coefficient de portance et la position du centre de poussée, ce calcul a été répété à différents nombres de Mach: la confrontation de ces coefficients globaux est effectuée sur les Figs. 9 et 10

Coefficient de portance

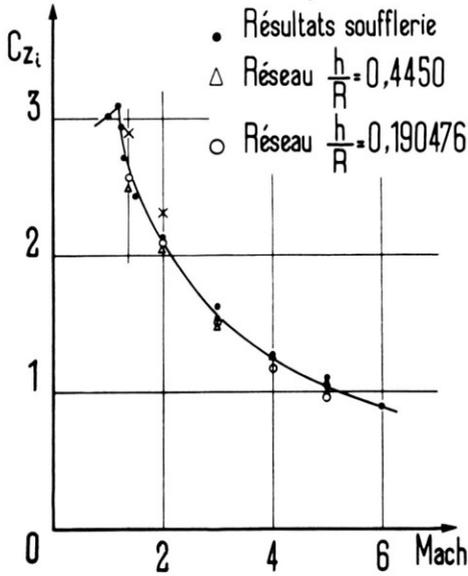


FIG. 9.

Position des centres de poussée

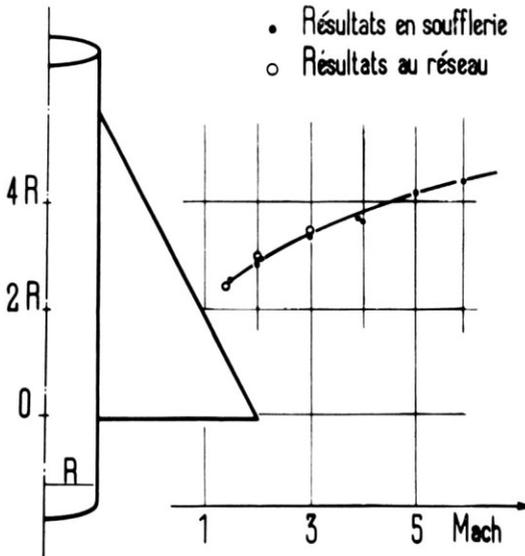
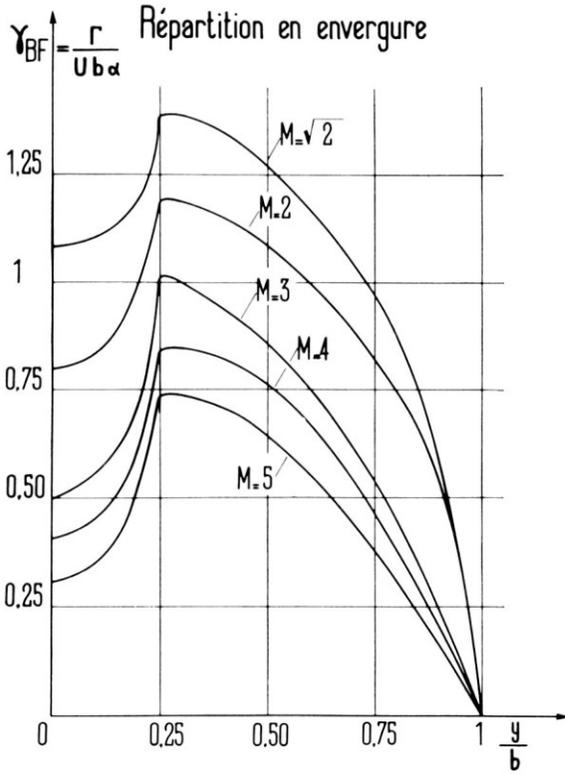
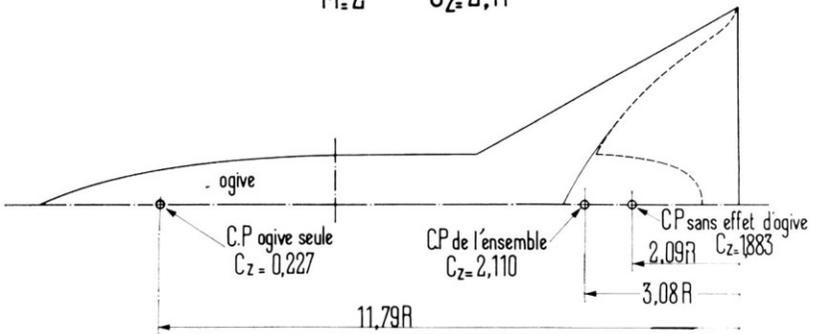


FIG. 10.



Lieu des centres de poussée locaux
et centre de poussée global

$M=2 \quad C_z=2,11$



où il est remarqué une bonne concordance soufflerie-calcul analogique. Sur les Figs. 11 et 12 sont donnés des exemples de répartition de circulation en envergure et des lieux de centres de poussée locaux.

5. CONCLUSION

Dans cette note a été présenté le principe d'une méthode de calcul analogique d'un ensemble aile+fuselage cylindrique en écoulement supersonique: les premiers résultats obtenus concordent bien avec les valeurs mesurées en soufflerie. D'autres essais concernant l'influence de la position de l'aile par rapport au fuselage sont en cours: ils feront l'objet d'une publication ultérieure.

Il est à noter que ce moyen de calcul peut être étendu à d'autres problèmes d'interactions que celui développé ici et en particulier au calcul du biplan, incluant le cas de l'aile empennage, et à celui de l'effet de dièdre d'une aile.

REFERENCES

- (1) GERMAIN, P., 'La théorie générale des mouvements coniques et ses applications à l'aérodynamique supersonique.' Publication ONERA no. 34, 1949.
- (2) ENSELME, M., 'Sur le calcul analogique d'une aile en écoulement supersonique.' *C. R. Acad. des Sc. PARIS t. 257* pp. 3115-3117, 1963-

DISCUSSION

R. C. Lock (National Physical Laboratory, Teddington, England): 1. One feature of any solution of wing-body theory by analogue methods that must be open to doubt is the treatment of the flow in the neighbourhood of a subsonic leading edge. Here it is known that linearised theory will have an inverse square root singularity (in the lifting case), and it therefore seems unlikely that an analogue method using only a moderate number of discrete strips, and not designed specifically to take this leading edge singularity into account, will give adequate accuracy for the detailed load distribution in this region (even though it may be satisfactory as regards overall forces and moments, as demonstrated in the paper). I should therefore like to ask M. Enselme whether he has compared his method with any exact linearised solution for a simple example such as a flat delta wing with subsonic leading edges.

2. I should also like to ask M. Enselme if his technique is capable of being applied to the problem of a symmetrical thick wing mounted on a fuselage, both at zero incidence.

M. Enselme: 1. Nous avons vérifié avant d'entreprendre l'étude de l'interaction aile fuselage que la méthode donnait des résultats satisfaisants dans le cas de l'aile seule à bord d'attaque supersonique ou subsonique.

Il est à souligner par ailleurs que la fonction potentielle est représentée de façon continue selon la direction parallèle à U_0 : l'équation régissant la fonction ϕ est mise sous forme de différences finies dans la plan yz ; mais il est certain que cette méthode ne peut permettre d'examiner très finement la singularité de bord d'attaque.

2. La méthode de calcul de l'effet portant, présentée ici peut être également appliquée à l'effet symétrique toujours en considérant un fuselage cylindrique dans la région interceptée par l'aile.

A. Dorodnicyn (Academy of Sciences of the U.S.S.R., Moscow): Is it important for your method the triangular form of wing (Δ -wing)?

M. Enselme: Dans la méthode décrite la forme en plan de l'aile peut être quelconque; il suffit en effet de déclencher chaque générateur de courant électrique à l'instant précis où le bord d'attaque atteint le nœud considéré.