

# ÉCHANGES DE CHALEUR DANS LES ÉCOULEMENTS PRÉSENTANT DES DÉCOLLEMENTS

Par J. J. BERNARD et R. SIESTRUNCK

Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques, France

*Résumé*—Considérés dans l'aérodynamique classique comme générateurs néfastes de résistance ou d'instabilités, les décollements de l'écoulement au contact des corps en mouvement peuvent être au contraire recherchés aux nombres de Mach élevés pour limiter localement les effets dangereux de l'échauffement cinétique. L'étude systématique des échanges de chaleur dans les zones décollées présente, de ce fait, un grand intérêt et de nombreuses recherches théoriques et expérimentales permettent actuellement de préciser une partie des processus spéciaux qui régissent dans ces conditions le comportement thermique du fluide.

Les trois problèmes fondamentaux suivants, couvrant les phénomènes thermiques dans les écoulements décollés, ont été étudiés: comportement thermique des couches-limites décollées, modifications des coefficients de convection causés par un sillage et effet des tourbillonnements sur la température d'arrêt du fluide en mouvement dans une zone de décollement.

L'étude théorique du premier problème prévoit l'abaissement du transfert de chaleur dans la partie décollée, ce que les expériences actuellement connues ne confirment pas. De même, l'étude de la répartition des températures dans le sillage d'un obstacle présentant un sillage thermique important (au culot d'un cylindre circulaire par exemple) fait apparaître la nette modification des coefficients de convection dans le champ rotationnel de l'écoulement décollé. Enfin, le rôle de séparateur thermique joué par la turbulence générale du mouvement est étudié sur le cas particulier de l'écoulement giratoire dans les tubes de Ranque, où le champ de forces centrifuges entraîne une stratification prononcée des températures d'arrêt du fluide.

## 1. INTRODUCTION

UN grand nombre de travaux théoriques et expérimentaux ont été consacrés à l'étude du décollement soit le long des surfaces portantes ou des fuselages, soit à l'intérieur des tuyères; les effets défavorables et quelquefois dangereux de ces décollements sont bien connus: augmentation de la résistance de forme et perte de portance dans les deux premiers cas, réduction de la détente et abaissement corrélatif du nombre de Mach dans le troisième, et, de toute manière, génération d'instabilités; aussi, les efforts des expérimentateurs ont porté principalement sur la détection des causes du décollement et la recherche des moyens susceptibles de l'éviter ou de permettre le recollement des écoulements, ce qui a conduit aux techniques actuelles de contrôle de la couche-limite par aspiration ou soufflage.

Comme l'a fait remarquer M. Maurice Roy en 1955<sup>(1)</sup>, l'obtention des grandes vitesses de vol, en faisant apparaître les problèmes thermiques

liés aux valeurs élevées de la température d'arrêt, a modifié profondément l'aspect des problèmes aérodynamiques: non seulement le gradient de la température superficielle des corps animés de vitesses supersoniques élevées constitue un nouveau paramètre dont on a reconnu l'influence sur la transition et le décollement des couches-limites<sup>(2)</sup>, mais en outre la nécessité de limiter le plus possible l'échauffement des appareils et de réduire la perte d'énergie qu'il traduit conduit à considérer la question des formes aérodynamiques d'un point de vue nouveau. Si nous examinons la tenue thermique de maquettes placées dans le jet d'un moteur fusée au nombre de Mach 2, 6 et à une température d'arrêt de 2600°K, nous voyons, par exemple dans le cas d'une ogive AGARD B, que la fusion

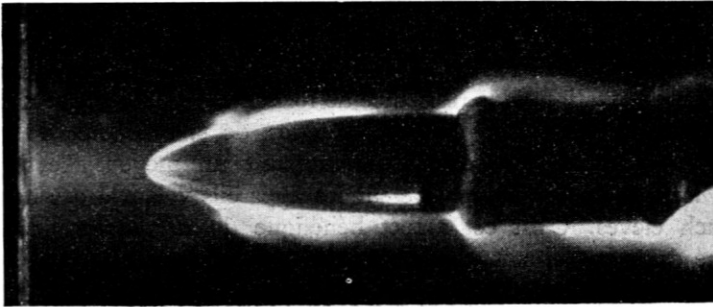


FIG. 1.

presque instantanée de la pointe (Fig. 1) donne un bourrelet de matière repoussée qui provoque un décollement et fait apparaître sur la portion aval de la partie évolutive de la maquette une zone manifestement soumise à un échauffement plus faible et qui reste protégée des hautes températures pendant plusieurs secondes (Fig. 2); l'effet de protection est d'autant plus net que la partie arrière de la maquette subit, du fait d'un recollement des lignes de courant ou d'une réflexion des ondes de tête sur la frontière du jet libre, un échauffement considérable qui en provoque finalement la fusion alors que la partie médiane de l'ogive subsiste encore

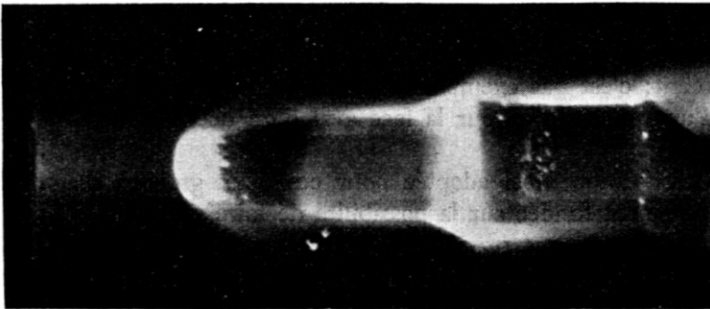


FIG. 2.

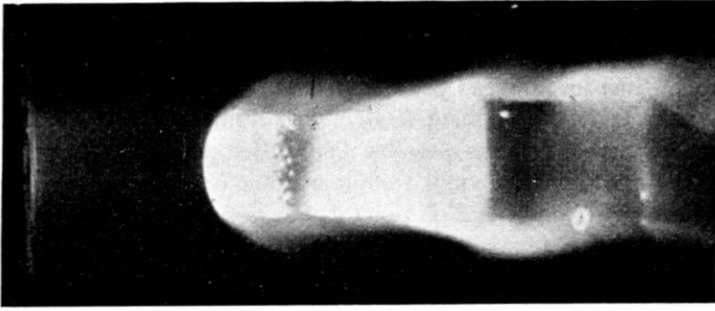


FIG. 3.

(Fig. 3). Il n'est donc pas impossible que dans de tels cas un recollement provoqué de la couche-limite ait des effets thermiques néfastes et que par contre l'augmentation de la résistance de forme due au décollement puisse être compensée en partie par une réduction de la résistance de frottement: ainsi, un tel écoulement constituerait un moyen effectif pour limiter localement la température sur les appareils volant à des nombres de Mach élevés. C'est cet aspect bénéfique du décollement qui sera examiné dans ce qui suit.

## 2. PROBLÈMES FONDAMENTAUX

Il semble possible de ramener à trois problèmes fondamentaux la plupart des questions théoriques et expérimentales que pose l'étude des échanges de chaleur dans les écoulements décollés.

Le premier problème concerne ce qu'on peut appeler les *décollements tangentiels*, en comprenant dans ce terme l'ensemble des zones mortes ou rotationnelles situées entre un point de décollement et un point de recollement de l'écoulement; l'étude s'étend donc aux phénomènes thermiques liés à la séparation naturelle locale de la couche-limite et aussi aux échanges à travers les noyaux tourbillonnaires provoqués au contact de la paroi par des cavités ou des protubérances profilées à l'exclusion des effets de culot auxquels ils peuvent donner lieu.

Un second problème couvre au contraire le domaine des décollements que nous appellerons *orthogonaux*, caractérisés par l'absence de tout recollement: c'est par exemple le problème des échanges de chaleur au culot d'un projectile ou sur la face aval d'un décrochement de paroi à front raide.

La classification ainsi adoptée pour ces deux groupes de problèmes est évidemment fondée sur la possibilité de faire appel, dans les résolutions numériques, aux procédés de deux disciplines très évoluées de la dynamique des gaz, la théorie de la couche-limite dans le premier cas, celle des sillages dans le second; mais il est clair que les décollements observés autour de structures complexes et même au contour d'obstacles

de forme géométrique relativement simple (encoches profondes à la paroi, corps de révolution émoussés précédés d'un dard en pointe de flèche<sup>(3)</sup>), procèdent en général simultanément des deux types fondamentaux précédents. On notera qu'un phénomène comme celui, évoqué initialement, de la séparation dans les tuyères, s'il correspond bien à un décollement naturel de la couche-limite, n'en constitue pas moins une configuration de type orthogonal, la partie de la tuyère non remplie par l'écoulement jouant, dans l'établissement du régime, un rôle très semblable à celui du fluide mort d'un culot; on sait que la séparation se produit lors de la désadaptation de la veine (tuyère propulsive ou de soufflerie) à la contre-pression aval, dans les régions de l'écoulement où le nombre de Mach est élevé et le nombre de Reynolds faible<sup>(4, 5)</sup>, et où, par conséquent, les parois reçoivent des flux thermiques bien inférieurs à ceux qui atteignent la zone critique du col: ce type d'écoulement, s'il est éventuellement bénéfique pour ce qui est des qualités propulsives de la tuyère, ne peut donc avoir, du point de vue de la protection thermique qui nous occupe, un grand intérêt, et nous ne le retiendrons pas par la suite.

Enfin, le troisième problème, d'une nature totalement différente, n'est pas lié à la présence d'une paroi et ne concerne que le comportement intrinsèque du fluide en mouvement: il revient à étudier le phénomène, qui fut observé pour la première fois dans le sillage tourbillonnaire du cylindre attaqué perpendiculairement à ses génératrices, et dont les tubes de Ranque offrent un exemple particulièrement spectaculaire, de la stratification prononcée des températures d'arrêt dans un fluide en mouvement giratoire turbulent, c'est-à-dire de *l'effet thermique séparateur* des noyaux tourbillonnaires.

### 3. EFFETS THERMIQUES DES DÉCOLLEMENTS TANGENTIELS

Le seul travail théorique traitant du comportement thermique des décollements tangentiels est, à notre connaissance, celui proposé par D. R. Chapman<sup>(6)</sup>, qui a effectué, dans le cas d'un écoulement compressible, bidimensionnel, laminaire et sans gradient de pression, le calcul du transfert de chaleur dans une couche-limite dont le décollement est provoqué par une encoche pratiquée à la surface du corps. Cette théorie est une généralisation directe de l'analyse classique de Chapman et Rubesin<sup>(7)</sup> pour la couche-limite en régime laminaire, et n'en diffère que par les conditions aux limites spéciales propres à représenter la zone décollée, dans laquelle on distingue trois parties: l'écoulement sain, la couche de frottement et un noyau tourbillonnaire occupant la cavité de la paroi. Le calcul s'attache à décrire, dans les hypothèses habituelles des schémas de couche-limite, le second seulement de ces éléments, avec des conditions qui portent simultanément sur deux lignes *a priori* indéterminées, la frontière de l'écoulement général d'une part, la ligne de

vitesse nulle à l'intérieur du noyau tourbillonnaire d'autre part: en désignant par  $y$  la distance à une ligne raccordant les parties de la paroi respectivement en amont et en aval de la cavité, on impose alors à la vitesse et à l'enthalpie du mouvement dissipatif de se raccorder asymptotiquement avec les éléments homologues du fluide sain pour  $y = +\infty$ , tandis qu'à l'intérieur de l'encoche ( $y = -\infty$ ), la vitesse doit tendre vers zéro et l'enthalpie vers une valeur limite prise ici égale à celle qui correspondrait à l'équilibre thermique du gaz avec la paroi. On remarquera que si l'utilisation, au cours du calcul, des grandes valeurs négatives de  $y$  à l'intérieur d'une encoche de profondeur finie ne constitue, compte tenu de la définition conventionnelle usuelle de l'épaisseur des couches limites, qu'une incohérence apparente, rien ne justifie par contre la condition adoptée dans ce domaine pour l'enthalpie; d'autre part, le comportement du fluide qui, dans le noyau tourbillonnaire, se trouve, à contre-courant, au contact du fond de la cavité, n'intervient aucunement dans la mise en équation, non plus que la profondeur même du décrochement, ce qui interdit évidemment toute détermination des éléments thermiques locaux (coefficient de convection, température athermane). Dans les hypothèses qui viennent d'être rappelées, la théorie donne donc une évaluation du flux de chaleur moyen dans une encoche de longueur donnée, infiniment peu profonde: *ce flux est inférieur à celui qui traverserait, pour les mêmes nombres de Mach et de Reynolds de l'écoulement général, la paroi non entaillée*; le rapport de ces deux quantités ne dépend que du nombre de Prandtl du fluide et vaut 0,56 dans le cas de l'air.

Les expériences permettant une vérification quantitative de ce résultat acquis dans des conditions qui ne préjugent pas de sa généralité sont encore assez peu nombreuses; les mesures présentent d'ailleurs une dispersion importante, ce qui est dû vraisemblablement au manque de reproductibilité des conditions expérimentales et aux difficultés qu'il y a à établir entre les dimensions des maquettes, les températures et les vitesses des courants fluides dans différents montages, les similitudes nécessaires à la comparaison et à l'interprétation des résultats. Le problème particulier du décollement tangentiel le long d'une encoche de paroi, correspondant exactement au cas théorique traité, a fait l'objet de deux études, l'une, purement aérodynamique, de Johannesen<sup>(8)</sup>, l'autre, comportant des mesures thermiques, de Morozov<sup>(9)</sup>; dans ces travaux, la paroi utilisée est entaillée d'une cavité de section longitudinale rectangulaire dont la profondeur et la longueur sont variables; bien que le modèle soit cylindrique dans le premier cas et plan dans le second, les mesures de pression au fond de l'encoche restent comparables et il est permis de penser que les phénomènes thermiques associés le sont aussi.

Selon la longueur de la cavité, on peut observer deux régimes très différents: dans l'un (fentes étroites), la pression statique reste dans toute la zone décollée très voisine de celle du courant non perturbé: c'est le

décollement tangentiel pur, relevant du schéma théorique de la couche-limite; dans l'autre (fentes larges), la dépression induite par effet de culot au bord amont de la cavité peut atteindre la moitié de la pression statique de l'écoulement général: la configuration aérothermique résulte alors de l'interaction complexe de ce décollement orthogonal local avec le décollement tangentiel d'ensemble. Les mesures du coefficient de récupération au fond de l'encoche reflètent bien l'existence de ces deux régimes: dans le premier on observe en s'éloignant du bord amont un minimum de la température athermane et dans le second un maximum, comme le montre

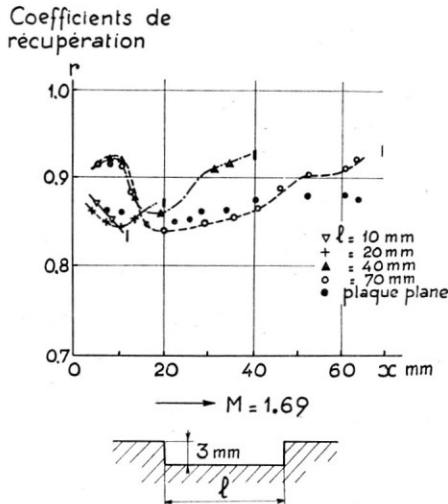


FIG. 4.

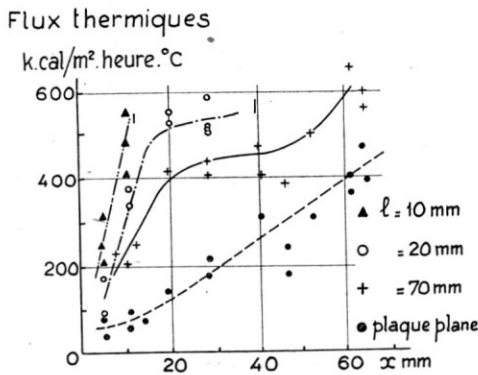


FIG. 5.

la Fig. 4 extraite de l'article de Morozov. Par contre, l'évolution des coefficients d'échanges thermiques locaux, toujours croissants avec la distance au bord amont de la cavité et supérieurs à ceux de la plaque plane (Fig. 5) n'est pas influencée par la configuration aérothermique de

l'écoulement; il en résulte que le *coefficient d'échange* moyen, qu'on obtiendrait par intégration des précédents, *ne satisfait pas au résultat de Chapman même dans les cas où les dimensions de la fente sont telles que les hypothèses du calcul semblent satisfaites.*

Divers expérimentateurs se sont par ailleurs attachés à l'étude thermique du décollement tangentiel sur des dispositifs différents de l'encoche élémentaire envisagée dans la théorie, mais qui restent néanmoins très schématiques. Nous signalerons particulièrement le montage proposé par R. J. Monaghan<sup>(10)</sup>, qui comporte, sur la paroi même de la soufflerie utilisée, une rampe à 15° suivie d'un décrochement, mais dont les résultats ne sont pas encore diffusés, et les mesures de flux thermique effectuées par J. Valensi<sup>(11)†</sup> à la paroi d'un cône, derrière un anneau en

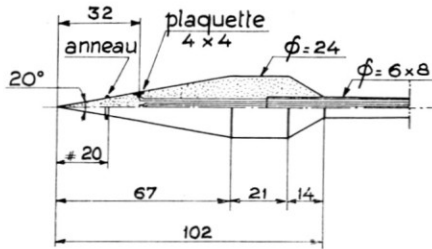


FIG. 6. Maquette avec anneau de décollement.

saillie provoquant un décollement (Fig. 6). Dans ces dernières expériences, la maquette, venue en forme par expansion d'un polystyrène qui constitue un excellent isolant thermique, comporte des pastilles métalliques noyées affleurant la surface et dont l'élévation de température mesure le flux de chaleur transmis à la paroi; on a obtenu ainsi, au nombre de Mach de 2,50, les valeurs comparatives suivantes pour le rapport de la température de paroi à la température d'arrêt du mouvement et pour les flux locaux de chaleur en un même point du cône à l'aval de l'anneau:

| Diamètre de l'anneau | Rapport des températures | Flux thermique (kW/m <sup>2</sup> °K) |
|----------------------|--------------------------|---------------------------------------|
| 0,0 mm               | 0,945                    | 0,326                                 |
| 0,2 mm               | 0,945                    | 0,355                                 |
| 0,8 mm               | 0,930                    | 0,418                                 |

On voit que dans les deux écoulements décollés, le flux thermique est plus important que dans le mouvement non perturbé; la température athermane n'est modifiée d'une manière appréciable que dans le dernier cas considéré, qui correspond à l'anneau de plus grand diamètre, et,

† Etude effectuée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille sous contrat de l'ONERA.

vraisemblablement, à une configuration aérodynamique dans laquelle l'effet de culot de l'anneau est sensible.

Le caractère défavorable du décollement tangentiel vis-à-vis des échanges thermiques *latéraux* semble ainsi établi d'une manière assez générale; toutefois, cette seule étude ne saurait suffire, au moins dans le cas des écoulements mixtes du second régime, à caractériser l'efficacité d'un décollement dans la protection thermique de la paroi; par exemple, l'observation, dans les conditions décrites au début de cet exposé, d'une maquette semblable à celle de la Fig. 1 mais dont la partie cylindrique

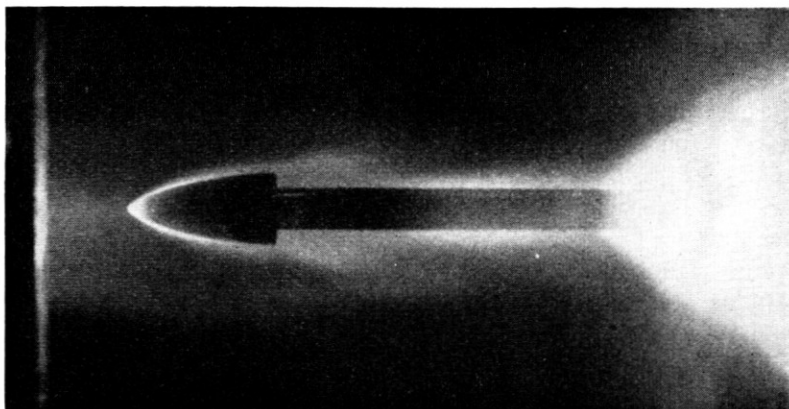


FIG. 7.

subit un décrochement à son raccord avec l'ogive (Fig. 7), montre que l'effet thermique global bénéfique peut être en fait très important: non seulement le début du décrochement ne subit pas d'échauffement visible malgré la température génératrice très élevée du jet de fusée, mais cet effet s'étend jusqu'au voisinage de la pointe (Fig. 8) pendant une durée relativement

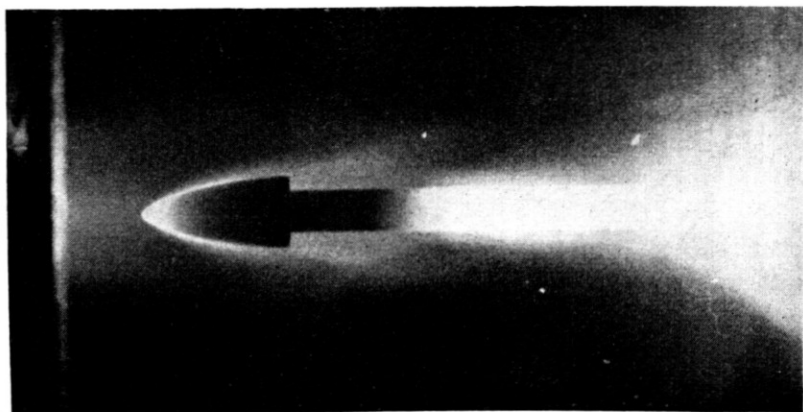


FIG. 8.



longue. Cette protection très efficace doit donc être attribuée essentiellement aux échanges thermiques à la paroi amont de l'encoche (décollement orthogonal), qui n'ont pas été analysés dans les expériences des auteurs cités précédemment et qui sont ici et, croyons-nous, en général, prépondérants.

#### 4. EFFETS THERMIQUES DES DÉCOLLEMENTS ORTHOGONAUX

Le problème de la convection de la chaleur dans le cas d'un obstacle présentant un décollement des lignes de courant du type orthogonal a fait l'objet d'études déjà anciennes, suscitées alors par les besoins de la construction des chaudières et des échangeurs: la détermination des coefficients de convection de cylindres circulaires placés dans un écoulement uniforme normal à leurs génératrices appartient à cette catégorie de travaux, et on rappellera ici les analyses théoriques, devenues classiques, développées par Boussinesq et King à partir de l'écoulement à potentiel autour de l'obstacle et en négligeant toute dissipation visqueuse à la paroi, puis par Pohlhausen dans le cadre de la théorie de la couche-limite laminaire. Toutefois, du point de vue du décollement proprement dit, aucun de ces calculs, non plus que ceux, plus récents, actuellement connus, n'est susceptible d'être retenu dans cet exposé: *il est remarquable que la théorie thermique du sillage orthogonal ne semble pas avoir été encore ébauchée*, non seulement dans le domaine des grandes vitesses, mais sur le simple schéma du fluide incompressible.

L'analyse présentée ci-dessous, qui se place dans ce dernier cas, ne peut évidemment constituer qu'une tentative élémentaire pour aborder

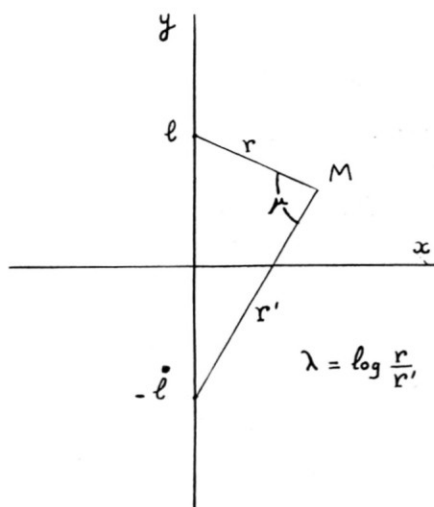


FIG. 9.

l'étude de ce problème. Elle fait appel, pour décrire l'ensemble de l'écoulement autour d'un obstacle non profilé, placé dans un écoulement uniforme de vitesse  $U$ , à la représentation analytique très maniable, sinon parfaitement correcte, du décollement orthogonal, fournie par la méthode des sillages d'Oseen; sans revenir sur la théorie assez longue des mouvements limites obtenus en faisant tendre vers zéro la viscosité dans les solutions des équations de Navier-Stokes<sup>(12)</sup>, rappelons que le champ des vitesses dans un écoulement de ce type est la superposition de deux mouvements: l'un, irrotationnel, donne une vitesse uniforme  $U$  à l'infini et une composante normale de la vitesse nulle sur la face amont de l'obstacle, la composante parallèle à  $U$  ayant sur la face aval une dérivée normale nulle; l'autre mouvement définit, seulement dans le sillage limité par la partie aval des tangentes à l'obstacle parallèles à  $U$ , un courant de retour dont la vitesse est en tout point celle obtenue par le premier champ sur la face aval de l'obstacle.

Dans le cas particulier du sillage d'une plaque plane normale au courant et de hauteur  $2l$  portée par l'axe  $OY$  (Fig. 9) la solution de ce problème s'exprime aisément au moyen des coordonnées bipolaires  $\lambda$  et  $\mu$ :

$$x = \frac{l \sin \mu}{\operatorname{ch} \lambda - \cos \mu}, \quad y = \frac{l \operatorname{sh} \lambda}{\operatorname{ch} \lambda - \cos \mu};$$

les composantes de la vitesse, rapportées à la référence  $U$ , sont en effet, dans la partie de l'écoulement extérieure au sillage (écoulement "sain"):

$$u = \operatorname{ch} \frac{\lambda}{4} \left( \cos \frac{\mu}{4} + \sin \frac{\mu}{4} \right),$$

$$v = \operatorname{sh} \frac{\lambda}{4} \left( \cos \frac{\mu}{4} - \sin \frac{\mu}{4} \right),$$

et dans le sillage même

$$u = \operatorname{ch} \frac{\lambda}{4} \left( \cos \frac{\mu}{4} + \sin \frac{\mu}{4} \right) - \sqrt[4]{\frac{1 \operatorname{ch} \lambda - \operatorname{sh} \lambda - \cos \mu}{4 \operatorname{ch} \lambda + \operatorname{sh} \lambda - \cos \mu}} - \sqrt[4]{\frac{1 \operatorname{ch} \lambda + \operatorname{sh} \lambda - \cos \mu}{4 \operatorname{ch} \lambda - \operatorname{sh} \lambda - \cos \mu}},$$

$$v = \operatorname{sh} \frac{\lambda}{4} \left( \cos \frac{\mu}{4} - \sin \frac{\mu}{4} \right);$$

on vérifie aisément que cette solution satisfait aux conditions aux limites proposées: sur la face amont de la plaque la vitesse se réduit à la composante  $vU$ , elle s'annule sur la face aval et prend la valeur uniforme  $U$  à l'infini amont et aval.

Les lignes de courant présentent la configuration reproduite sur la Fig. 10 qui montre nettement le caractère dissymétrique des deux parties

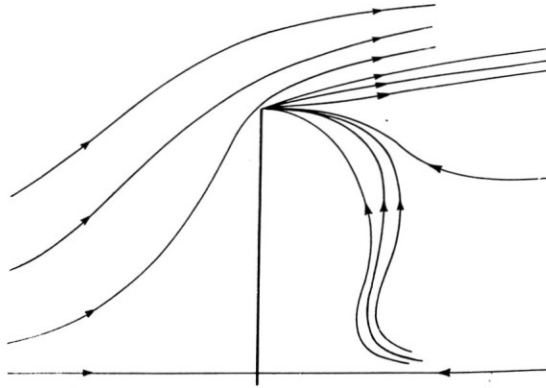


FIG. 10. Sillage d'Oseen derrière une plaque plane normale au courant.

de l'écoulement; les bords vifs  $A$ ,  $B$  de la plaque comportent des singularités qui se manifestent sur toute la partie aval des droites d'ordonnées  $\pm l$ , sur lesquelles la vitesse du courant de retour est infinie, et dont il convient de faire abstraction dans l'interprétation physique du modèle, comme cela est usuel en aérodynamique incompressible; pour un obstacle de ce genre, en effet, les lignes de jet ne peuvent plus être définies par les tangentes à l'obstacle parallèles à  $U$ , mais par le prolongement  $AA'$ ,  $BB'$  des lignes de courant ayant suivi la médiatrice et la face amont de la plaque.

Le calcul des échanges de chaleur traduit nécessairement la dissymétrie de la description aérodynamique: sur la face amont de la plaque, baignée par un écoulement à potentiel, frottement et effet thermique sont fournis par un calcul classique de couche-limite à partir de la distribution théorique des vitesses; sur la face de sillage, où sont satisfaites les conditions d'adhérence du fluide visqueux, le gradient de température à la paroi ne peut être obtenu qu'à partir d'une intégration spatiale plus complète de l'équation de l'énergie. Si nous admettons pour simplifier, et comme cela paraît vraisemblable dans un sillage établi, que l'apparition de chaleur au sein du fluide par dissipation visqueuse est un phénomène secondaire vis-à-vis du transfert par conductibilité, le champ de température  $T$  satisfait à l'équation:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = PR \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$

dans laquelle les longueurs sont supposées évaluées en prenant pour unité la demi-corde  $l$  de la plaque, et où  $P$  désigne le nombre de Prandtl des gaz,  $R$  le nombre de Reynolds de l'écoulement, calculé sur la longueur  $l$ . Cette équation a été résolue, dans le domaine limité par la plaque  $AB$  et les lignes de jet  $AA'$ ,  $BB'$ , par une méthode classique de différences finies, en imposant à la température  $T$  de prendre sur  $AB$  et sur  $AA'$ ,

$BB'$  des valeurs constantes (température de paroi de la plaque conductrice et température statique de l'écoulement) dont la différence peut être prise comme unité dans l'évaluation de  $T$ .

Dans ces conditions et pour un produit  $PR$  égal à 10 et  $P = 3/4$ , on obtient par exemple sur les deux faces de la plaque les distributions suivantes du nombre de Nusselt  $Nu = \partial T / \partial x$ :

|      |   |      |      |      |      |      |
|------|---|------|------|------|------|------|
|      | $y$   | 0    | 0,2  | 0,4  | 0,6  | 0,8  |
| $Nu$ | $\left\{ \begin{array}{l} x- \\ x+ \end{array} \right.$ | 3,63 | 3,65 | 3,80 | 4,15 | 4,60 |
|      |   | 2,18 | 2,30 | 2,52 | 2,90 | 3,78 |

La comparaison des deux résultats fait apparaître sur la face amont un flux local plus intense que sur la face aval; on vérifie ainsi par le calcul le résultat qu'Eckert et Soehngen ont obtenu récemment<sup>(13)</sup> de l'expérience en mesurant, à partir de la visualisation interférométrique des isothermes du sillage, les coefficients de transfert dans la convection forcée des cylindres circulaires en attaque normale, aux très faibles

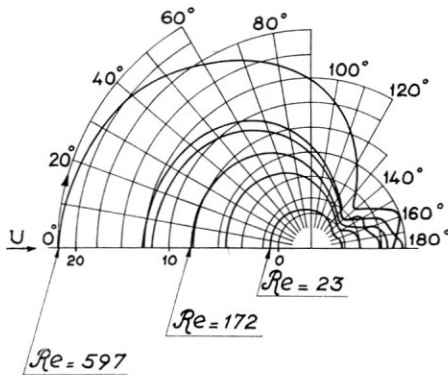


FIG. 11. Distribution des flux thermiques sur un cylindre. (Faibles nombres de Reynolds.)

nombres de Reynolds. La Fig. 11 reproduit, suivant ces auteurs, les indicatrices des nombres de Nusselt locaux, rapportés aux diamètres des cylindres; les échanges thermiques par la face aval ne représentent qu'un pourcentage assez faible de l'échange total.

On sait<sup>(14)</sup> qu'il n'en est pas de même lorsque le nombre de Reynolds croît et qu'en régime critique ou supracritique, la turbulence du sillage multiplie les échanges et suffit à rétablir une certaine symétrie dans les indicatrices (Fig. 12): le nombre de Nusselt local, qui passe par un maximum à la séparation du sillage, n'a pas, au point d'arrêt aval, une valeur essentiellement différente de celle qu'il prend au point d'arrêt amont (c'est-à-dire sensiblement  $\sqrt{R}$  si  $P = \frac{3}{4}$ ); quoiqu'on manque de renseignements sur les mesures du flux de chaleur à plus grande vitesse, on peut penser que ce régime subsiste dans le domaine subsonique élevé.

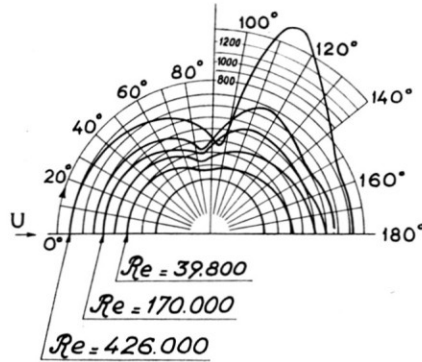


FIG. 12. Distribution des flux thermiques sur un cylindre. (Grands nombres de Reynolds.)

En écoulement supersonique, par contre, on retrouve la répartition très dissymétrique des échanges. Les expériences récentes derrière des sphères<sup>(11)</sup> ou au culot franc de maquettes de révolution en attaque axiale<sup>(16)</sup> montrent que le flux y est beaucoup plus faible qu'à l'avant du corps ou à sa surface latérale: *nous trouvons ici l'origine essentielle, sinon l'explication théorique convenable, de l'effet protecteur du décollement orthogonal*, qui doit se maintenir dans tout le domaine hypersonique et aux très basses pressions.

### 5. SÉPARATION THERMIQUE

Le décollement orthogonal s'accompagne dans certaines conditions d'une séparation thermique; le phénomène, découvert expérimentalement par Eckert<sup>(17)</sup> sur le cylindre circulaire *aux grandes vitesses subsoniques*, et considéré alors comme paradoxal, a été observé depuis avec une grande reproductibilité dans le sillage de différents obstacles<sup>(18)</sup> et le rôle de machine frigorifique joué dans ces conditions par le décollement semble bien acquis: la température d'arrêt des noyaux tourbillonnaires constituant la partie stagnante du sillage des corps non profilés (et par conséquent la température athermane des parois en regard du décollement), est anormalement basse, plus voisine de la température statique du fluide des lignes de jet que de la température d'arrêt de l'écoulement général (Fig. 13). On remarquera d'abord que cette séparation thermique

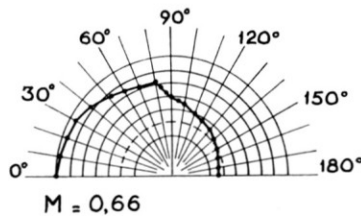


FIG. 13.

dans un fluide compressible ne constitue, en elle-même, rien de nouveau : l'étude classique des couches-limites montre précisément que la viscosité et la conductibilité du fluide se conjuguent, en régime laminaire ou turbulent, toutes les fois où le nombre de Prandtl réel ou apparent est différent de l'unité, pour entretenir au voisinage des parois une stratification des températures d'arrêt dont l'élément caractéristique habituellement retenu est le facteur de récupération thermique. Toutefois, du fait que les nombres de Prandtl des gaz usuels sont peu différents de l'unité, ces effets sont en général d'importance limitée (mais suffisants cependant pour entraîner des manifestations visibles; par exemple, le givrage, au-dessus d'un nombre de Mach de 2, de la paroi externe d'une soufflerie supersonique alimentée à une température génératrice égale à l'ambiante), et le caractère remarquable de la séparation observée dans les décollements orthogonaux transsoniques est *l'intensité* même du phénomène.

L'explication doit en être recherchée dans l'intervention, sur la partie de l'écoulement décollé qui se trouve entraîné au contact des lignes de jet, du champ intense des forces centrifuges dues à la courbure du mouvement général dans les configurations correspondantes du sillage. Considérons un instant le schéma très simplifié d'un écoulement laminaire permanent dont la vitesse  $V$ , purement tangentielle, n'est fonction que de la distance  $r$  à l'origine des coordonnées; les équations du mouvement s'écrivent, avec des notations évidentes :

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{V^2}{r} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{drV}{rdr} \right) = 0; \quad (2)$$

l'équilibre entre le flux d'énergie dissipée sous forme de chaleur, par frottement visqueux ( $\mu$ ), sur chaque cylindre de rayon  $r$ , et le flux thermique de convection ( $\lambda$ ), s'exprime par :

$$\lambda \frac{dT}{dr} + \mu Vr \frac{d}{dr} \left( \frac{V}{r} \right) = 0. \quad (3)$$

La solution asymptotique stable de (2) correspond à la rotation solide  $V = \omega r$  ( $\omega = \text{Cte}$ ), pour laquelle tout cisaillement disparaît dans le fluide; d'après (3), la température statique  $T$  y est alors constante, quel que soit le nombre de Prandtl du gaz, et la stratification des températures d'arrêt :

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

peut être très prononcée si les couches périphériques du tourbillon sont entraînées à grande vitesse, comme c'est le cas dans les tubes séparateurs de Ranque. *On admet généralement que, dans le cas du décollement orthogonal, le mécanisme des échanges susceptible de conduire à l'écoulement*

*asymptotique précédent à partir d'un fluide à température d'arrêt homogène a le temps de jouer de manière appréciable dans les couches de contact du gaz de sillage avec les lignes de jet de l'écoulement sain*, sensiblement soniques dans le domaine de vitesses envisagé, et dont le diamètre de courbure est comparable à l'encombrement transversal de l'obstacle générateur; les couches internes, qui alimentent les noyaux de recirculation au contact de la paroi aval du corps, sont ainsi portées à une température d'arrêt plus basse que celle de l'écoulement général.

Il va de soi que les échanges laminaires, qui ont été pris ici comme base du schéma, sont en fait de peu d'importance devant les échanges turbulents que provoque la résolution tourbillonnaire des lignes de jet. On doit à F. Schultz-Grunow<sup>(19)</sup> d'avoir montré le rôle primordial de la turbulence dans la séparation thermique d'un fluide soumis à un champ de forces; dans le schéma précédent, les équations (1) et (2) restent inchangées en régime turbulent à condition qu'on fasse intervenir les valeurs moyennes des différentes grandeurs, mais le bilan énergétique doit être modifié si on remarque qu'un élément fluide, dans son mouvement aléatoire centripète ou centrifuge, se détend ou se comprime dans le champ des pressions (1) et ne transfère de chaleur d'une couche à l'autre (conductibilité apparente  $\lambda_*$ ) que dans la mesure où la répartition radiale des températures diffère de celle qui correspondrait à l'équilibre adiabatique du fluide dans le champ de forces considéré: si la température varie de  $dT$  entre  $r$  et  $r + dr$ , et si  $\delta T$  est l'accroissement adiabatique statique correspondant au passage de  $p$  à  $p + dp$ , l'apport de chaleur par conductibilité turbulente n'est que  $\lambda_*(dT - \delta T)$ ; avec:

$$\delta T = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} dp$$

on a, en désignant par  $\mu_*$  la viscosité apparente

$$\lambda_* \left[ \frac{dT}{dr} - \frac{V^2}{rC_p} \right] + \mu_* V r \frac{d}{dr} \left( \frac{V}{r} \right) = 0. \quad (3')$$

Cette équation montre en particulier que dans la solution correspondant à la rotation solide, où le transfert de quantité de mouvement disparaît, on a  $dT = \delta T$ : la température dans le tourbillon est celle que prendrait le fluide soumis statiquement à un champ de forces équivalent au champ centrifuge provenant de son mouvement; température statique et température d'arrêt sont alors des fonctions paraboliques du rayon vecteur.

Les principes de ce calcul ont été appliqués avec succès à la prédiction des performances des tubes de Ranque<sup>(20)</sup> dans lesquels le mouvement giratoire est volontairement organisé par injection tangentielle à grande vitesse; dans le cas des sillages, par contre, si l'explication qu'on en a tirée pour la séparation thermique peut être jugée qualitativement satisfaisante, aucune tentative ne semble avoir été faite jusqu'à maintenant pour donner à la théorie une valeur quantitative.

Il est d'ailleurs remarquable que, comme nous l'avons dit au début, le phénomène semble spécifique des régimes orthogonaux transsoniques: les indicatrices des températures de paroi, construites en fonction de l'azimut à partir des valeurs obtenues à faible vitesse ( $V < 100$  m/s) par E. Brun<sup>(21)</sup> sur un cylindre isolant muni d'une génératrice conductrice montrent, en attaque normale, une température sensiblement constante

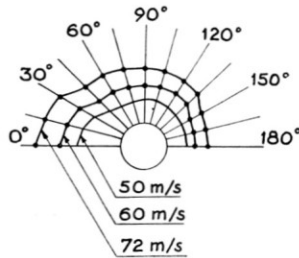


FIG. 14.

dans la zone décollée (Fig. 14), et il en est de même en mouvement supersonique, comme en témoignent les mesures de température athermane sur la sphère<sup>(15)</sup> et comme le confirment, pour le décollement au culot de projectiles en attaque axiale, les expériences faites à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille dans des conditions analogues à celles qui ont été signalées au sujet de l'étude des couches-limites décollées. Il apparaît donc que la température athermane en regard du sillage n'est pas, la plupart du temps, sensiblement inférieure à sa valeur au voisinage du point de décollement lui-même, et, si on se reporte au schéma développé ci-dessus, on conçoit bien en effet qu'on ne puisse enregistrer dans un décollement orthogonal un abaissement notable de la température athermane que lorsque le sillage, dans sa configuration subsonique à lignes de jet courbes en résolution turbulente, est animé de vitesses suffisamment élevées pour que le champ de forces centrifuges correspondant puisse provoquer une séparation appréciable des températures d'arrêt.

Il convient cependant de signaler que l'interprétation de certaines expériences s'accommode mal de ce résultat. Considérons par exemple l'exploration thermique du sillage d'un culot de projectile, effectuée à l'ONERA au moyen de la photographie infra-rouge: une plaque de substance très isolante (amiantine) est encastrée dans le projectile selon un plan de symétrie, et l'ensemble placé dans une soufflerie de nombre de Mach 2,7 où une température d'arrêt de 800°C est obtenue par préchauffage au moyen d'une chambre de combustion; l'émission noire correspondant à la température de frottement sur la plaque est cinématographiée sur film infra-rouge, ainsi que l'image d'un coin optique réalisant sur chaque vue une gamme continue de densités optiques étalonnées en températures. On observe ainsi dès l'allumage de la



soufflerie l'apparition d'une plage chaude très étroite située dans le prolongement de l'axe de révolution de la maquette; le reste du sillage se dessine ensuite, mais il subsiste dans le voisinage immédiat du culot une zone sombre assez étendue dans laquelle la température est inférieure à la limite de sensibilité de la pellicule, c'est-à-dire  $550^{\circ}\text{C}$ . Cette zone persiste quand, après un certain temps de fonctionnement, une distribution d'équilibre stable des températures s'est établie, comme c'est le cas de la Fig. 15†. L'aspect est sensiblement le même lorsque la maquette est en

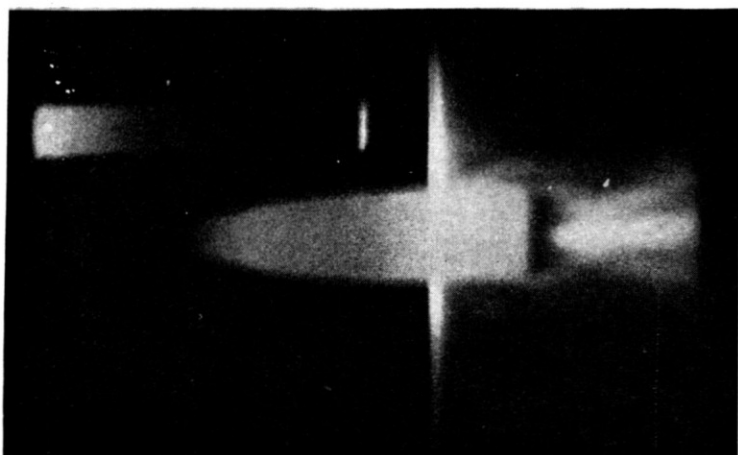


FIG. 15.

incidence, malgré une certaine instabilité du sillage visible à la projection du film; ces mouvements, de faible amplitude, n'affectent cependant pas la configuration de la partie froide du sillage, qui demeure inchangée jusqu'à la fin d'essais pouvant atteindre une durée de dix minutes.

Le dépouillement sensitométrique du film permet ensuite de tracer les courbes isothermes telles que celles de la Fig. 16, correspondant à la répartition d'équilibre sous incidence nulle de la figure précédente, sauf au voisinage immédiat du culot où il n'est pas possible de prolonger jusqu'à la paroi du projectile les profils des températures pour obtenir comme dans la méthode interférométrique<sup>(13)</sup>, la valeur de la température athermane ou, par dérivation, celle du flux de chaleur local; quoi qu'il en soit, il paraît difficile d'admettre que les températures de frottement sur la plaque de visualisation puissent être en cet endroit aussi notablement inférieures à la température d'arrêt de l'écoulement général sans qu'il en soit de même au culot du projectile. En revanche, on rapprochera la

† La pointe de l'ogive, très chaude, est ici hors du champ de l'enregistrement optique. Par ailleurs, la forte émission observée au bord d'attaque de la plaque servant à la visualisation des températures dans le sillage provient, par réflexion, de la luminosité propre de la chambre de préchauffage.

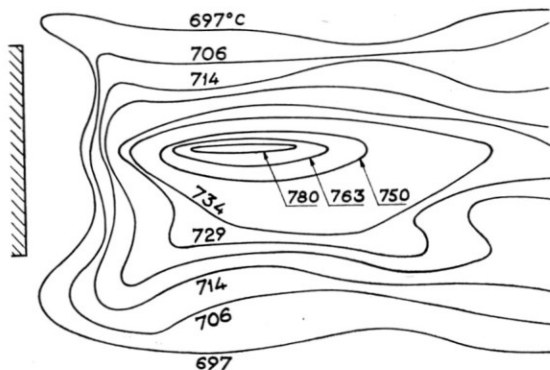


FIG. 16. Isothermes dans le sillage d'un projectile.

persistance, dans le prolongement de l'axe de symétrie de la maquette, d'une étroite zone chaude, et la distribution de flux de chaleur obtenue dans les essais déjà cités<sup>(16)</sup>, effectués au tube à choc sur des culots de projectiles, dans laquelle les échanges de chaleur sont plus faibles en tout point du culot que sur la surface latérale, sauf au centre, où ils sont sensiblement équivalents.

## 6. CONCLUSION

Aucun des problèmes relatifs aux échanges de chaleur dans les écoulements décollés ne peut être considéré actuellement comme résolu d'une manière pleinement satisfaisante: les confrontations entre les expériences et, quand il en existe, les théories font apparaître des divergences notables et les observations elles-mêmes, difficilement reproductibles et de portée quantitative assez limitée, conduisent à des résultats quelquefois contradictoires et en tout cas dont l'interprétation est rarement acquise; telles par exemple les inversions du sens d'évolution de l'effet, qui se présentent, pour des obstacles de formes voisines, dans les mesures de transfert de chaleur effectuées derrière des protubérances dans la soufflerie hypersonique de Brooklyn<sup>(22)</sup>.

Dans ces conditions, si une protection efficace de certaines parties d'un appareil volant à grande vitesse contre un échauffement exagéré semble réalisable au moyen de décrochements judicieusement placés et de dimensions convenables, comme cela résulte de plusieurs séries d'essais, il reste encore à établir dans un grand nombre de cas l'origine et le mécanisme de cet effet, qui ne saurait être réellement compris et maîtrisé que par une étude approfondie des configurations aérodynamiques des sillages aux grandes vitesses.

## BIBLIOGRAPHIE

1. MAURICE ROY, Aspect thermodynamique de la lutte pour la progression de la vitesse, Publication ONERA, no. 77, Paris, 1955.
2. L. LEES, The stability of the Laminar Boundary Layer in a Compressible Fluid, N.A.C.A., Rep. 876, 1947.

3. J. R. STALDER et H. V. NIELSEN, Heat Transfer from a Hemisphere-Cylinder Equipped with Flow Separation Spikes, N.A.C.A., TN 3287, 1954.
4. K. SCHELLER, J. A. BIERLEIN, Some Experiments on Flow Separation in Rocket Nozzles, *J. Roy. Aero. Soc.*, Vol. 13, p. 28-32, 1953.
5. H. SUMMERFIELD, C. R. FOSTER et W. C. SWAN, Flow Separation in Over-Expanded Supersonic Exhaust Nozzles, *Jet Propulsion*, Vol. 24, no. 5, p. 319-21, 1954.
6. D. R. CHAPMAN, A Theoretical Analysis of Heat Transfer in Region of Separated Flow, N.A.C.A., TN 3792, 1956.
7. D. R. CHAPMAN et M. W. RUBESIN, Temperature and Velocity Profiles in the Compressible Laminar Boundary Layer, *J. Aero. Sci.*, Vol. 16, no. 9, p. 547-65, 1949.
8. N. M. JOHANNESSEN, Experiments on Supersonic Flow Past Bodies of Revolution with Annular Gaps of Rectangular Section, *Phil. Mag.*, Vol. 46, p. 372, 1955.
9. M. G. MOROZOV, Vzaimodejstvie sverkhzvukovovo potoka priamougol'nym uglublениem na ploskoj plastine. (Effet d'une encoche rectangulaire sur les échanges de chaleur entre une plaque plane et un courant supersonique), *Ž. tech. fiz.*, Vol. 28, no. 1, p. 163-9, 1958.
10. R. J. MONAGHAM, J. F. W. CRANE et J. PICKEN, Quelques recherches aérodynamiques du Royal Aeronautical Establishment sur les problèmes concernant l'échauffement aérodynamique. Séminaire d'Aérodynamique de la Faculté des Sciences de Paris. Public. Sc. et Tech. du Ministère de l'Air, N.T. 73, Paris, p. 55-82, 1958.
11. J. VALENSI, P. MADIÉ, P. ISSARTIER, Sur la mesure du transfert de chaleur et de la température athermane dans les souffleries supersoniques à rafales. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, Vol. 246, no. 10, p. 1495-7, 1958.
12. J. PERES, *Cours de Mécanique des Fluides*. Gauthier-Villars, Paris, p. 277 sq., 1936.
13. E. R. G. ECKERT et N. E. SOEHNEN, Distribution of Heat Transfer Coefficient Around Circular Cylinder, *Trans. A.S.M.E.*, Vol. 74, no. 4, 1952.
14. E. SCHMIDT et K. WENNER, Wärmeabgabe über dem Umfang eines angeblasenen geheizten Zylinders. *Forsch. Ing. Wes.*, Vol. 12, p. 65, 1941.
15. I. E. BECKWITH et J. J. GALLAGHER, Heat Transfer and Recovery Temperatures on a Sphere with Laminar, Transitional, and Turbulent Boundary Layers at Mach Numbers of 2,00 and 4,15. N.A.C.A., TN 4125, 1957.
16. J. RABINOWICZ, Measurement of Turbulent Heat Transfer Rates on the Aftportion and Blunt Base of a Hemisphere-Cylinder in the Shock Tube. GALCIT Hypersonic Research Project, Memorandum no. 41, 1957.
17. E. ECKERT, Temperaturmessung in schnell strömenden Gasen, *Z. V.D.I.*, Vol. 84, no. 43, p. 813-7, 1940.
18. L. F. RYAN, Experiments on Aerodynamics Cooling. *Mitt. Inst. Aero.*, E.T.H. Zürich, 18, p. 7-52, 1951.
19. F. SCHULTZ-GRUNOW, Turbulenter Wärmedurchgang im Zentrifugal-feld. *ForschArb. Ing. Wes.*, Vol. 17, no. 3, p. 65-76, 1951.
20. J. J. VAN DEEMTER, On the Theory of the Ranque-Hilsch Cooling Effect, *Appl. Sci. Res.*, sect. A, Vol. 3, no. 3, p. 174-96, 1952.
21. G. RIBAUD et E. BRUN, *La convection de la chaleur aux grandes vitesses*. Gauthier-Villars, Paris, 1948.
22. M. H. BLOOM et A. PALLONE, *Heat Transfer to Surface in Hypersonic Flow*. Heat Transfer and Fluid Mechanics Inst., 1957.