

Quelques problèmes des grandes vitesses en aéronautique

1. PROBLÈMES DE PERFORMANCE

Tout accroissement de la vitesse moyenne de vol sur un trajet donné est acquis au prix de la consommation en carburant par unité de poids utile transporté. Aussi la quantité de carburant emportée sur les avions rapides représente une fraction de plus en plus importante du poids total. Corrélativement les modifications dans la trajectoire et la procédure d'utilisation suivies par l'opérateur peuvent entraîner des variations importantes en valeur absolue de la consommation, si bien que l'analyse du plan de vol est devenue pour les compagnies de transport aérien une étude rentable.

Dans le domaine militaire un problème semblable se pose pour obtenir aux avions de bombardement ou de reconnaissance un maximum de rayon d'action. Pour les avions d'interception l'expérience des deux dernières guerres et les tentatives d'analyse théorique ont confirmé que la vitesse ascensionnelle jouait un rôle tactique aussi important que la vitesse sur la trajectoire.

Plusieurs types intéressants de problèmes de performance peuvent donc être envisagés. D'une part minimum de consommation pour une trajectoire joignant deux points de l'espace et soumise à telles conditions comme être décrite en un temps donné, avec des vitesses initiale et terminale données, être assujettie à des limites d'accélération.

D'autre part problèmes de durée minimum entre deux altitudes données avec ou sans spécification terminale de vitesse, de consommation ou de toute autre limitation.

Les solutions représentent un compromis entre plusieurs exigences contradictoires. Pour réduire l'énergie dépensée à vaincre la traînée aérodynamique il faut diminuer la vitesse de vol, à l'encontre des exigences du rendement de propulsion des moteurs à réaction. Durant une phase de montée il est avantageux de traverser rapidement les couches denses de l'atmosphère pour s'établir dans une région où, à vitesses égales, la traînée est fortement réduite. Enfin l'énergie potentielle acquise dans le champ de la pesanteur intervient aussi, surtout quand elle ne peut être entièrement récupérée parce que la trajectoire présente un gain d'altitude. Dans ce cas l'utilisation du maximum de poussée à basse altitude trouve une compensation dans un allègement plus rapide.

Naguère la réponse à ces problèmes faisait grand usage de la notion de meilleure vitesse ascensionnelle. Il s'agissait pour une puissance déterminée du système propulsif de trouver l'angle de montée assurant un maximum de vitesse ascensionnelle à vitesse de vol constante. Du moins cette dernière condition était-elle implicite dans le mode de calcul, qui posait à priori des conditions de vol quasi-permanentes, hypothèse correcte si l'atmosphère était à densité constante.

En fait la distribution de la masse spécifique ρ de l'atmosphère en fonction de l'altitude h varie avec le jour et le lieu d'observation; mais plusieurs commissions scientifiques nationales et internationales ont proposé une loi moyenne, valable pour les régions tempérées, et connue sous le nom d'atmosphère-type. Elle permet de comparer sur la même base les performances d'appareils différents dans des conditions assez proches de la réalité. Cette loi se base essentiellement sur une idéalisation de la distribution observée des températures, comportant une décroissance linéaire depuis 15 degrés centigrades au niveau de la mer jusqu'à -55 degrés à l'altitude de 11 000 mètres; au delà la température demeure constante jusqu'à l'altitude de 25 000 mètres marquant la fin de la tropopause. La pression admise au niveau de la mer est de 760 mm de mercure et l'atmosphère est

considérée comme un gaz parfait en équilibre dans le champ de gravitation terrestre. Le gradient de masse spécifique qui en résulte est tel qu'à 11 000 mètres elle n'est plus que 30 pour cent de sa valeur au niveau de la mer, et 10 pour cent vers 18 000 mètres. A l'aide du gradient et de l'accélération de la pesanteur on peut construire une vitesse V_a caractéristique

$$V_a = \sqrt{-g\rho \frac{dh}{d\rho}}$$

qui joue dans les problèmes de vitesse ascensionnelle un rôle de référence aussi important que la vitesse du son dans les problèmes de réaction aérodynamique. V_a est à chaque altitude légèrement inférieure à la vitesse du son. Tant que la vitesse de vol est petite en comparaison, les conditions de meilleure vitesse ascensionnelle sont effectivement quasi-permanentes; mais ce calcul perd toute signification sitôt que la vitesse de vol devient du même ordre de grandeur, ce qui est le cas pour les avions de défense modernes. Le temps de montée entre deux altitudes données, par exemple, devient alors une fonctionnelle du profil des vitesses dont le minimum doit être recherché par le calcul des variations. Le résultat n'est plus d'interprétation simple; il définit en général une trajectoire extrémale par un système différentiel quasi-linéaire dont l'intégration doit être abordée numériquement. Dans un cas cependant il subsiste une trace de l'ancienne notion de meilleure vitesse ascensionnelle. C'est celui d'une montée avec poussée constante et traînée indépendante de la portance, cette dernière condition pouvant être remplacée par celle moins restrictive d'une portance quasi-stationnaire. Le problème variationnel est alors singulier et conduit à une meilleure vitesse de vol V_s , liée à celle V_e , donnée par l'ancienne théorie suivant la relation

$$V_s^2 = V_e^2 \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{4}{3} (V_e/V_a)^2}}$$

Les deux théories, on le voit, donnent sensiblement la même réponse quand V_e est petit comparé à V_a .

La résolution de ces questions est devenue importante dans le stade des avant-projets. Elles représentent de beaux exemples de problèmes de Lagrange dans le calcul des variations. Quelques-unes seulement ont reçu une solution efficace pour les applications numériques, quoique l'avènement des engins téléguidés et les projets de satellites artificiels aient donné une impulsion considérable aux recherches dans ce domaine.

2. PROBLÈMES AÉRODYNAMIQUES

Les grandes vitesses sont essentiellement liées à la réduction de la résistance à l'avancement. Cet objectif est la préoccupation principale de l'aérodynamicien et domine toujours le dessin des formes.

On sait que dans ses premières applications aux avions, l'aérodynamique a suivi les méthodes de l'hydrodynamique, lui empruntant la plupart de ses hypothèses de travail, en particulier celle de l'incompressibilité du milieu fluide. Les résultats se sont révélés applicables dans un domaine de vitesses qui se trouve maintenant largement dépassé par la plupart des appareils militaires et par un nombre croissant d'appareils commerciaux. La vitesse de référence dans ce domaine est la vitesse du son, c'est-à-dire la célérité avec laquelle se propagent par rapport au milieu les perturbations infinitésimales de pression. Pour une propagation adiabatique dans un gaz parfait cette célérité est calculable par l'une ou l'autre des expressions suivantes

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma RT}$$

où p désigne la pression locale, T la température absolue, γ le rapport des chaleurs spécifiques, à pression constante et à volume constant, et R leur différence ou constante des gaz parfaits.

Il en résulte qu'autour d'un profil en vol la célérité varie

d'un point à l'autre de l'écoulement par suite des changements de pression, densité et température, associés aux variations de vitesse.

Le rapport de la vitesse locale V de l'écoulement à la célérité locale du son a reçu le nom de nombre de Mach local.

$$M = V/a$$

A l'infini amont, dans l'écoulement uniforme non perturbé par la présence du profil, ce nombre de Mach a pour valeur

$$M_{\infty} = V_{\infty}/a_{\infty}$$

où V_{∞} est la vitesse relative du courant incident ou vitesse de vol de l'appareil et a_{∞} la célérité du son dans le milieu non-perturbé qu'il traverse ⁽¹⁾. Pour ces raisons il convient d'appeler ce rapport le nombre de Mach de vol.

En vue d'examiner comment la compressibilité influe sur le champ d'écoulement, on peut négliger la diffusion de la chaleur par conductivité et de la quantité de mouvement par viscosité. Les deux phénomènes se trouvent pratiquement localisés dans la couche limite de Prandtl au voisinage des parois, où les gradients de vitesse sont très importants. Dans ces conditions l'entropie des particules fluides reste constante, exception faite pour des discontinuités provenant des ondes de choc qu'elles seraient amenées à traverser. La couche limite de Prandtl est assez mince pour que la théorie isentropique fournisse une bonne approximation à l'écoulement extérieur en supposant le fluide susceptible de glisser le long des parois.

Dans un écoulement isentropique permanent la pression, la masse spécifique, la célérité du son sont fonctions de la vitesse d'écoulement. Elles s'établissent sans difficulté par des considé-

(1) La vitesse V_{∞} de translation à travers un milieu au repos est aussi, pour un observateur lié au profil, la vitesse uniforme du courant très loin en amont. L'indice ∞ indique toujours une caractéristique du milieu non-perturbé, tel qu'il existe à l'infini en amont du profil.

rations de conservation de l'énergie, telle l'équation de Bernoulli

$$H = \frac{1}{2} V^2 + c_p T = \frac{1}{2} V_\infty^2 + c_p T_\infty \quad (1)$$

dont on peut tirer les lois cherchées

$$\frac{T}{T_\infty} = \left(\frac{p}{p_\infty}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{a}{a_\infty}\right)^2 = 1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{V^2 - V_\infty^2}{a_\infty^2} \quad (2)$$

Mais la difficulté principale est évidemment de déterminer le champ des vitesses. Une première simplification importante s'introduit quand on reconnaît à l'écoulement un caractère non-tourbillonnaire. Ce caractère peut se déduire rigoureusement dans les conditions précitées d'une relation remarquable connue sous le nom d'équation de Crocco. S'appuyant sur la conservation de la quantité de mouvement et les relations thermodynamiques, elle lie le produit vectoriel du rotationnel de la vitesse et de la vitesse elle-même aux gradients de l'entropie spécifique S et de l'enthalpie spécifique totale H .

$$[\text{curl } \vec{V}, \vec{V}] = T \text{ grad } S - \text{grad } H.$$

La constante de l'équation de Bernoulli (1) est la même pour toutes lignes de courant, celles-ci étant sorties du même réservoir en amont, le gradient de l'enthalpie totale est donc nul. Quant au gradient de l'entropie on a vu qu'il était nul en l'absence d'ondes de choc. Les ondes de choc planes ne font encore que subdiviser l'écoulement en régions d'entropie constante. Derrière une onde de choc courbe suffisamment intense un gradient d'entropie se manifeste causé par la variation de la discontinuité associée à la courbure. Dans ce cas l'écoulement en aval est rotationnel, mais comme il n'a lieu que pour les ondes de choc détachées en avant d'obstacles très obtus, nous pouvons l'écarter ici. Certes l'onde de choc détachée se produit en régime légèrement supersonique même devant les corps très affinés, mais leur intensité est alors si faible que la discontinuité d'entropie est tout à fait négligeable.

Il résulte alors de l'équation de Crocco que le produit vectoriel en question peut être considéré comme nul dans le champ.

De fait la production de tourbillons n'a lieu que si des filets de courant, divisés par l'obstacle, se rejoignent derrière lui en formant une nappe de discontinuité pour la direction de la vitesse, dont on sait qu'elle équivaut à une surface de filets tourbillons infiniment déliés. Une telle nappe de tourbillons libres se détache par exemple du bord de fuite des surfaces portantes. La direction locale du filet est parallèle à la moyenne au même point des vitesses de part et d'autre de la nappe. Cette condition est nécessaire pour annuler le produit vectoriel et assure par ailleurs que la nappe ne soit pas soumise à une discontinuité de pression.

Le résultat fondamental de cette analyse est qu'on peut représenter le champ des vitesses par le gradient d'un potentiel, vis à vis duquel la nappe des tourbillons libres joue le rôle de surface de discontinuité.

En fluide incompressible l'équation qui gouverne le potentiel est l'équation linéaire de Laplace. En fluide compressible elle est fondamentalement compliquée du fait qu'elle est seulement quasi-linéaire, et que le mathématicien n'y peut appliquer la méthode de superposition des solutions élémentaires.

Dans les cas bidimensionnels et permanents (écoulement plan ou de révolution) l'équation est susceptible de linéarisation en prenant les composantes de la vitesse comme variables indépendantes.

En contre partie le choix des solutions dans le plan de l'hodographe est compliqué par la nécessité de satisfaire aux conditions aux limites dans le plan physique. Quoique cette technique ait joué un rôle essentiel dans les problèmes d'existence d'écoulements mixtes, subsoniques-supersoniques, sans ondes de choc, son utilité pratique n'a pu s'affirmer jusqu'à présent. Par contre dans le subsonique élevé elle a permis, grâce à une approximation à la courbe des adiabatiques suggérée par VON KARMAN, une extension

élégante aux fluides compressibles des méthodes de la représentation conforme si prises en hydrodynamique.

La méthode des petites perturbations est un autre procédé de linéarisation, qui a l'avantage d'être applicable aux cas tridimensionnels même non-stationnaires et se révèle indispensable dans les problèmes de stabilité de l'avion où l'orientation de la structure et ses déformations élastiques varient dans le temps. Le dessin des formes aérodynamiques a pour idéal de pénétrer dans le domaine de validité de cette méthode. C'est en effet en visant à réduire les perturbations de pression qu'on peut atteindre l'objectif essentiel d'une faible résistance à l'avancement.

La linéarisation de l'équation qui gouverne le potentiel implique essentiellement non-seulement de faibles perturbations de vitesse mais aussi de faibles perturbations de pression.

Les formes élancées, pour lesquelles le plan tangent à la surface fait en chaque point un angle faible avec la direction de l'écoulement à l'infini, sont naturellement indiquées pour réduire les perturbations de vitesse. Mais un raisonnement élémentaire montre qu'il n'en découle pas nécessairement de faibles perturbations de pression. En effet la conservation de l'énergie et la définition de la célérité du son relient les perturbations relatives par la formule, valable en régime permanent,

$$\frac{dp}{p} = -\gamma M^2 \frac{dV}{V}$$

Appliquée à la perturbation du courant uniforme cette formule devient

$$\frac{dp}{p_\infty} = -\gamma M_\infty^2 \frac{dV}{V_\infty} \quad (3)$$

Le domaine hypersonique, caractérisé par de grandes valeurs du nombre de Mach de vol, est donc lié à de grandes perturbations de pression, quoique celles de vitesse puissent être faibles. Pour

cette raison la linéarisation est tenue en échec dans le cas du vol hypersonique (1).

Dans le domaine subsonique ou supersonique on peut au contraire espérer l'applicabilité de l'équation linéarisée par un affinement suffisant des formes.

La linéarisation revient physiquement à négliger les variations de la célérité du son par rapport à sa valeur à l'infini et, en raison des faibles écarts de vitesse, à supposer que les perturbations de pression sont entraînées avec la vitesse de l'écoulement uniforme incident. L'équation linéarisée n'est alors pas distincte de l'équation classique des ondes pour l'acoustique, mais se réduit à celle-ci dans un système de coordonnées au repos par rapport au milieu non-perturbé. L'obstacle est somme toute considéré comme un générateur d'ondes acoustiques.

Le cas d'une source perturbatrice ponctuelle met en évidence la règle des signaux interdits, qui constitue l'explication la plus vulgarisée de la différence essentielle entre écoulement subsonique et écoulement supersonique. La figure ci-dessous montre la trace des fronts d'onde sphériques émis par le point P à des instants également espacés. En même temps que leur rayon croît avec la vitesse a_∞ ces fronts sont entraînés par le courant à la vitesse V_∞ . Si cette dernière est inférieure à la célérité du son les sphères successives sont intérieures l'une à l'autre et il apparaît évident qu'après un délai suffisant une perturbation émise par P peut atteindre n'importe quel point de l'espace, même en amont, préparant ainsi le contournement de l'obstacle.

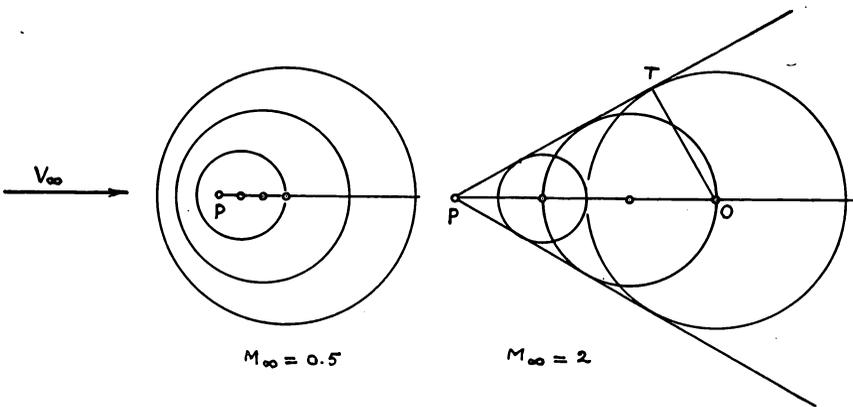
Si au contraire la vitesse d'entraînement est supérieure à la célérité du son les sphères ont pour enveloppe un cône, dit cône de Mach, dont le demi-angle d'ouverture a pour valeur

$$\sin\beta = \frac{OT}{OP} = \frac{a_\infty}{V_\infty} = \frac{1}{M_\infty}$$

(1) La frontière précise qui sépare le domaine hypersonique du supersonique dépend évidemment des approximations consenties dans la linéarisation et varie d'un cas à l'autre. Les bornes suivantes sont représentatives : supersonique $1.1 < M_\infty < 5$; hypersonique $M_\infty > 5$.

Seuls les points intérieurs au cône sont encore atteints par les perturbations. En revanche à un instant déterminé tout point intérieur est atteint par deux signaux émis de P à des instants différents.

L'intérieur du cône de Mach est parfois appelé la zone d'action, à l'extérieur nous avons la zone de silence. Il est également intéressant d'observer que le lieu des points susceptibles d'influencer par leurs signaux le point P est constitué par l'intérieur de l'anti-cône de Mach.



Mathématiquement la distinction se traduit par le changement de type de l'équation gouvernant le potentiel; de spatialement elliptique en régime subsonique elle devient hyperbolique en régime supersonique.

L'écoulement subsonique linéarisé est réductible par une transformation affine de l'espace à l'écoulement d'un fluide incompressible. Si on adjoint correctement la transformation des conditions aux limites il en résulte une loi de similitude célèbre, connue sous le nom de règle de PRANDTL-GÖTHERT, qui permet l'essai au tunnel à faible vitesse moyennant une modification appropriée des formes de la maquette.

Sous sa forme bidimensionnelle l'écoulement supersonique linéarisé est particulièrement simple à construire. ACKERET a le premier établi la formule élémentaire qui relie la pression et

la pente locale que fait une paroi avec la direction du courant incident en régime permanent

$$p - p_{\infty} = \rho_{\infty} V_{\infty}^2 \frac{\pm \delta}{\sqrt{M_{\infty}^2 - 1}}$$

Le signe + est à prendre pour une paroi d'extrados, le signe opposé pour une paroi d'intrados. Cette formule illustre deux caractéristiques essentielles de l'écoulement supersonique.

La première est que sur toute portion de paroi, dont la longueur projetée sur la direction du courant incident serait dx , la pression exerce une force ayant une composante positive dans le sens de l'écoulement

$$\pm (p - p_{\infty}) dx = \rho_{\infty} V_{\infty}^2 \frac{\delta^2 dx}{\sqrt{M_{\infty}^2 - 1}}$$

Au total il se produit donc une traînée positive en contraste avec le cas subsonique, où la résultante en question est théoriquement nulle. De plus la formule montre que pour des profils découlant l'un de l'autre par une affinité dans le sens transversal, la traînée en question est proportionnelle au carré de l'épaisseur relative dans une section de référence.

Ceci est un aspect de la traînée d'onde du régime supersonique, qui résulte d'un rayonnement continu de l'énergie le long des cônes de Mach. Elle s'additionne à celle de frottement et de forme dues au gradient de vitesse et au décollement dans la couche limite. Elle peut être réduite par un affinement extrême des formes et aussi par une répartition judicieuse des épaisseurs.

Un certain nombre de recherches récentes s'attachent à la recherche des formes assurant un minimum de traînée d'onde pour une solidité déterminée.

Une deuxième caractéristique de la forme précédente est l'accroissement de la pression jusqu'à l'infini quand le nombre de Mach de vol tend vers l'unité. C'est un des aspects du « mur du son » qui semble marquer une limite infranchissable au passage du régime subsonique au régime supersonique. Ce résultat ne

peut bien entendu être accepté puisqu'il contredit une des hypothèses de linéarisation sur laquelle il est basé. Il marque simplement une faillite de la linéarisation dans le régime transsonique, dont il faut examiner les raisons. Une première remarque à faire est que la relation fournie par l'équation (3) n'a rien de critique pour ce régime, et qu'une forte perturbation de pression y est nécessairement liée à une forte perturbation de vitesse.

D'un point de vue purement mathématique une analyse des termes de l'équation du potentiel montre qu'il faut retenir deux termes non-linéaires dans la zone transsonique. Ces termes ne disparaissent que si les écarts de vitesse sont faibles par rapport à la différence entre la vitesse du courant et la célérité du son, et cette différence est précisément évanouissante aux alentours du nombre de Mach égal à un. Physiquement ceci peut être interprété comme une tendance à l'accumulation des perturbations élémentaires par suite de leur faible vitesse d'éloignement par rapport à l'obstacle. Les perturbations de vitesse s'en trouvent accrues dans le sens du courant. Les termes non-linéaires à retenir comportent précisément une vitesse de perturbation axiale et son incidence sur la célérité locale du son.

Par ailleurs le fait est expérimentalement reconnu que l'écoulement transsonique s'accompagne toujours de la formation d'ondes de choc.

Un autre aspect de la situation géométrique en régime transsonique est dû à BUSEMANN et s'appuie sur une relation fondamentale de HUGONIOU. La conservation du débit en masse à travers un tube de courant de section droite locale A exige une variation de la section en fonction de la variation de vitesse donnée par la loi

$$\frac{dA}{A} = \frac{dV}{V} (M^2 - 1).$$

Pour les tubes de courant non-perturbés venant de l'infini nous

aurons donc une variation relative de section.

$$\frac{dA}{A} = \frac{dV}{V_{\infty}} (M_{\infty}^2 - 1).$$

Il en résulte que pour une vitesse de vol exactement sonique la section des tubes de courant incidents est un minimum. Le contournement de l'obstacle exige des variations de section d'autant plus difficiles à réaliser qu'elles ne peuvent être que des augmentations, et que par suite du minimum elles impliquent des variations importantes de vitesse. Eventuellement le contournement ne peut même être réalisé qu'à l'intervention d'ondes de choc.

Par suite de sa non-linéarité fondamentale l'étude du régime transsonique est difficile et n'a pas atteint son stade de développement final. La méthode des caractéristiques, si féconde pour le traitement graphique des problèmes supersoniques exacts, c'est-à-dire non-linéaires et accompagnés d'ondes de choc est susceptible, moyennant certaines extensions, de rendre également de grands services pour ces problèmes de type mixte.

Notons encore que certains écoulements non-permanents transsoniques sont linéarisables. Ainsi dans le cas de déformations harmoniques de fréquence élevée ou dans le cas d'un mouvement suffisamment accéléré à travers la zone transsonique les termes non-linéaires sont à nouveau négligeables. Physiquement parlant, l'évolution de la situation est si rapide que les perturbations élémentaires n'ont plus le temps de s'accumuler.

La méthode préconisée par HADAMARD pour la solution des problèmes gouvernés par l'équation des ondes, et qui consiste à superposer les solutions élémentaires des signaux ponctuels, a été mise en pratique. Un corps fuselé, par exemple, est représentable par une file de sources, l'épaisseur d'une aile par une distribution plane de sources, sa cambrure par une distribution de doublets.

La vérification des conditions aux limites fournit alors la mise en équation finale du problème sous forme d'équations inté-

grales. Les problèmes d'interaction ailes-fuselage sont dans ce domaine ceux dont la solution numérique est la plus difficile.

Plusieurs autres méthodes ont donné lieu à des développements et des résultats particulièrement intéressants. Telle est la méthode des écoulements coniques de BUSEMANN, particulièrement développée en France par GERMAIN; les principes de réciprocity par renversement du sens de l'écoulement surtout développés par FLAX aux Etats-Unis. Mention spéciale doit être faite, pour terminer, d'un sous-produit de la théorie linéarisée qui prend de plus en plus figure de corps de doctrine autonome. C'est la théorie des corps élancés, dont l'origine remonte aux travaux de MUNK sur les dirigeables et qui, reprise par R. T. JONES aux Etats-Unis, fut justifiée mathématiquement par WARD en Angleterre puis encore étendue par J. W. MILES aux régimes non-permanents. Il s'agit d'une approximation supplémentaire dans le cadre de la théorie linéarisée valable pour les fuseaux très élancés et les ailes en flèche accentuée par rapport au cône de Mach issu de la pointe. Elle est basée physiquement sur l'idée que les conditions géométriques varient si graduellement d'une section droite à une autre que les termes représentatifs de cette variation sont négligeables dans l'équation linéarisée. L'écoulement transversal obéit alors dans chaque section à l'équation bi-dimensionnelle de Laplace permettant l'intervention des méthodes de la représentation conforme.

3. AÉROÉLASTICITÉ

La stabilité de l'avion est dans sa forme classique l'équilibre entre les forces d'inertie et les forces aérodynamiques. L'avion est considéré dans cette étude comme un corps rigide doué des six degrés de liberté, trois en translation, plus tangage, roulis et lacet. La théorie des vibrations est dans sa forme classique celle de l'équilibre entre les forces d'inertie et les forces de rappel élastiques. Ces deux cadres d'étude naguère distincts, et qui ressor-

tissaient souvent dans les bureaux d'étude de deux équipes de calcul différentes, s'interpénètrent aujourd'hui. Les exigences aérodynamiques en matière de réduction de traînée ont imposé un tel affinement des formes qu'on ne peut plus négliger les déformations élastiques sous les charges ordinaires. Les déformations ont une répercussion sur la distribution des charges aérodynamiques, formant ainsi un cycle d'interdépendance.

L'étude générale des relations d'équilibre entre les trois types de forces est l'objet de l'aéroélasticité.

Dans ses applications les plus simples deux seulement parmi les trois types de forces entrent en jeu, ce sont les problèmes d'aéroélasticité statiques, où les forces d'inertie sont exclues.

Tel est par exemple le problème de la divergence des ailes. Il s'agit d'une instabilité de l'équilibre élastique de la voilure dans un champ de forces aérodynamiques qui dépend de sa déformation. Ce phénomène a beaucoup d'analogies avec le flambage d'une poutre soumise à compression excentrée. A la charge axiale correspond analogiquement le paramètre vitesse de vol. Il ne suffit pas que la vitesse de divergence sorte du domaine d'utilisation de l'appareil, il faut vérifier chaque cas de vol pour s'assurer que les moments secondaires induits par la déformation élastique soient compatibles avec le régime élastique de la structure.

Par un héritage des procédés antérieurs une telle vérification s'est faite d'abord par approximations successives en suivant le cycle d'interdépendance : calcul de la déformée à partir de la distribution des forces aérodynamiques sur la structure non-déformée, réévaluation de ces forces basée sur la première déformation, nouvelle évaluation de la déformée, etc. Ce calcul est long et converge d'autant plus mal que l'on est proche de la vitesse de divergence. Manifestement, pour exprimer facilement les relations de dépendance entre forces de rappel élastiques et réactions aérodynamiques il s'avère nécessaire de trouver une structure commune. Il suffit par exemple de fonder une notion de coefficient d'influence

aérodynamique pour les ailes d'avion, comme le fait implicitement MULTHOPP, pour obtenir une formulation directe du problème de la divergence.

C'est un nouvel exemple du renouvellement et de l'enrichissement des méthodes de travail que peut stimuler la confluence de deux domaines antérieurement autonomes.

Avec la mise en flèche des ailes vers l'arrière, dans un but de pénétration transsonique, le problème de la divergence a quelque peu perdu de son acuité. La vitesse de divergence augmente rapidement avec l'angle de flèche jusqu'à devenir imaginaire. Les constructeurs se sont aussi préoccupés de réaliser des ailes isoclines, telles que la flexion ne modifie pas les angles d'incidence des profils. Ceci revient analogiquement à supprimer l'excentricité de la compression et permet éventuellement de voler sans inconvénient très près de la vitesse de divergence.

Dans la même catégorie de problèmes rentre l'inversion des commandes. La déformation élastique due aux forces aérodynamiques développées par braquage d'une gouverne peut être telle qu'au lieu d'un effet positif escompté sur une structure rigide on obtienne un effet négatif. C'est particulièrement la réduction progressive de l'efficacité des ailerons jusqu'à la vitesse à laquelle se produit l'inversion qui s'est montrée critique. La mise en flèche de l'aile est ici de nature à aggraver cet effet.

Le phénomène principal qui fait intervenir les trois types de forces est le redoutable « flutter » ou oscillation auto-excitée de l'appareil. Sa théorie englobe l'ancienne théorie de la stabilité de l'avion. Un système peut entrer en oscillations d'amplitude croissante parce que les forces aérodynamiques n'étant pas conservatrices, les équations d'équilibre dynamique n'ont pas le caractère self-adjoint. L'énergie nécessaire est empruntée au système propulsif sous forme d'une augmentation de la traînée à vaincre.

Un grand nombre de ruptures en voi de prototypes est attribuée au flutter. Il en résulte le devoir impérieux d'analyser scrupuleusement ce phénomène avant de procéder aux essais en

vol. Beaucoup de progrès restent à faire principalement dans la détermination pratique des forces en régime non-permanent. Si le problème bi-dimensionnel est dans un stade satisfaisant, la représentation correcte des phénomènes d'induction dans le sens de l'envergure laisse encore à désirer.

4. LA BARRIÈRE THERMIQUE

La barrière sonique a été franchie trop souvent pour que l'on puisse encore la considérer comme un obstacle sérieux. L'attention est désormais fixée vers un nouveau type de limitation qui pose des problèmes graves dans un secteur très différent.

Dans la faible épaisseur de la couche limite sur la paroi de l'avion, l'air est accéléré d'une vitesse nulle jusqu'à celle de l'écoulement isentropique extérieur. La chaleur dissipée par les forces de viscosité dans cette couche pénètre en partie par la paroi et chauffe la structure. Pour la couche d'air en contact avec une paroi athermane la température absolue a pour valeur

$$T_p = T_\infty \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right)$$

où r est un facteur de récupération estimé à 0.85 pour une couche limite laminaire et à 0.90 pour une couche limite turbulente.

Pour $r = 1$ on reconnaîtra l'expression de la température d'arrêt adiabatique, qu'il est aisé de retrouver en faisant $V = 0$ au dernier membre de (2).

Le facteur de récupération tient compte d'une évacuation partielle de la chaleur par viscosité et conductibilité dans la couche limite elle-même. Le vol à haute altitude, où l'on profite d'une température ambiante réduite n'est qu'un palliatif inefficace dès qu'on dépasse un nombre de Mach de l'ordre de 2.

Aux environs de Mach 5 l'aluminium entre en fusion, aux environs de 6 l'acier de même.

Il est pratiquement impossible de réaliser une paroi athermane légère pour soustraire la structure aux effets thermiques. Un iso-

lant même imparfait, comme l'oxyde de magnésium, peut cependant contribuer à réduire sensiblement le transfert de chaleur vers la structure. Par suite de ce transfert la température de surface descend encore en dessous de T_p , cet effet étant plus marqué en altitude où, par suite de la notable différence de densité, la quantité de chaleur produite est plus faible.

Le mécanisme du transfert dans la structure se fait en ordre principal par conductivité, quoique des estimations grossières de transfert par convection gazeuse à l'intérieur de caissons fermés semblent indiquer un effet quantitativement comparable.

Enfin, si les phénomènes de rayonnement sont négligeables à 150° ils deviennent importants à 500° .

Les effets produits par l'échauffement de la structure sont complexes. Il y a tout d'abord les tensions thermiques produites par les inégalités de température. Quand par exemple la surface d'une tôle de revêtement est chaude à l'extérieur et encore comparativement froide à l'intérieur, la partie froide est tendue et la partie chaude comprimée. Des calculs préliminaires ont établi que dans les structures hyperstatiques multicellulaires, qui ont la faveur actuelle des constructeurs, les inégalités de température peuvent provoquer la rupture sous tension des âmes encore froides des longerons intermédiaires (1). Par contre les tensions dans les parties chaudes sont limitées par des réajustements plastiques que favorise la température.

Il semble donc qu'on doive revenir aux structures de type isostatique qui ne peuvent développer de systèmes d'auto-tensions.

Les tensions thermiques de compression peuvent donner lieu à un flambage prématuré et le cloquage des tôles de revêtement est particulièrement néfaste du point de vue des qualités aérodynamiques.

(1) Dans les structures hyperstatiques l'espace occupé par la matière résistante est à connexion linéaire multiple. Dans les circuits fermés irréductibles qu'on y trouve, peuvent naître des états de tension interne sans interventions de forces extérieures. Ces auto-tensions dérivent soit de contraintes mécaniques à l'assemblage soit de gradients de température, même localement faibles.

Les phénomènes de fluage et de relaxation sous tension, favorables du point de vue de l'égalisation des tensions, conduisent à des déformations permanentes accumulatives. Celles-ci sont tolérables dans les engins téléguidés non-récupérables, mais elles posent des problèmes sans précédent pour un appareil dont l'on escompte une vie utile raisonnable.

Enfin l'accélération du flambage par fluage sous compression pose des problèmes de nature aussi critique.

Il est douteux qu'ils puissent être entièrement résolus par le développement de nouveaux alliages. Il faudra peut-être recourir à des procédés de refroidissement tels que l'injection d'eau à travers un revêtement poreux.

5. PROBLÈMES HUMAINS

La grande vitesse en elle-même semble être sans rapport avec la résistance de l'organisme humain. Pourtant elle implique presque fatalement pour le pilote un accroissement de la rapidité des réflexes commandé par la vitesse avec laquelle évolue un équilibre momentanément perturbé. Suivant le professeur TUSTIN le retard moyen entre la réaction de l'opérateur humain et un stimulus est de l'ordre de 0.3 secondes. Ce délai devient incompatible dans bien des cas avec les nécessités du pilotage; il faut remplacer le pilote humain par un pilote automatique, tout au moins dans son rôle de régulateur. Dans son rôle de servo-mécanisme la latitude est plus grande sauf dans certaines situations, telle que la phase d'atterrissage, où la proximité des obstacles exige en cas de grande vitesse une précision et une rapidité d'action exceptionnelles.

Réfléchissons aussi à la complication de ce qu'exige l'organisation d'une ambiance où le pilote humain peut développer ses pleines capacités. Il faut insonoriser la cabine, en conditionner l'atmosphère par refroidissement, humidification, pressurisation d'air ou d'oxygène avec évacuation ou absorption de l'anhydride carbonique, ménager la visibilité dans toutes les attitudes de vol,

équiper un tableau de bord lourd et volumineux pour assurer le contrôle visuel du fonctionnement, enfin assurer les communications lointaines par radio. Malgré tout cela il s'avère encore nécessaire de guider les intercepteurs à partir du sol par radar.

Notons que dans une estimation récente de l'ingénieur HEINEMANN, chef des projets militaires de Douglas, le poids de chaque équipement supplémentaire emporté est à multiplier par un facteur variant entre sept et dix pour l'estimation de son incidence sur le poids total de l'appareil. Si l'on ajoute à cela la supériorité considérable qui peut être acquise par l'emploi d'accélération transversales auxquelles l'organisme humain ne pourrait résister, on comprend pourquoi dans les applications militaires les ingénieurs préconisent la suppression complète du pilote et prédisent pour un avenir proche le remplacement des intercepteurs actuels par des engins téléguidés.

D'un autre côté rien ne permettra jamais de remplacer l'intelligence et la réflexion du pilote humain dans sa capacité de prendre des décisions à un niveau supérieur.

* * *

La bibliographie des sujets brièvement esquissés ci-dessus est trop abondante pour figurer ici. Nous nous sommes contenté de reproduire, à l'intention du lecteur intéressé, un titre de livre ou d'article par section, choisi pour la richesse de ses références.

1. *Evolutioni Brachistocrone di un Aereo*. P. CICALA et A. MIELE, *Atti della Accademia delle Scienze di Torino*, Vol. 89, 1954-55.
2. *General Theory of High Speed Aerodynamics*. Edité par W. R. SEARS, Princeton University Press 1954.
3. *Introduction to the study of Aircraft Vibration and Flutter*. R. H. SCANLAN and R. ROSENBAUM. The Macmillan Co. 1951.
4. *The structural Effects of Aerodynamic Heating*. N. J. HOFF. Air Research and Development Command, U. S. Air Force Rep. AF 33 (616)-116.
5. *Anthropometry and Human Engineering*. AGARDograph N° 5 of N.A.T.O. Butterworths Scientific Publications, London 1955.

B. FRAEIJIS de VEUBEKE,
 Professeur de Constructions Aéronautiques
 à l'Université de Liège,
 Maître de Conférences à l'Université de Louvain.