

ICAS Paper No. 68-03

EFFETS DE L'ÉCOULEMENT INTERNE SUR LE COMPORTEMENT
AÉRODYNAMIQUE D'UN AVION A RÉACTION

par

Pierre Carrière
Office National d'Etudes et de Recherches
Aérospatiales (O.N.E.R.A.)
Châtillon, France

**The Sixth Congress
of the
International Council of the
Aeronautical Sciences**

DEUTSCHES MUSEUM, MÜNCHEN, GERMANY / SEPTEMBER 9-13, 1968

Preis: DM 2.00

EFFETS DE L'ÉCOULEMENT INTERNE
SUR LE COMPORTEMENT AÉRODYNAMIQUE D'UN AVION A REACTION

P. CARRIERE

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales

92 - Chatillon - FRANCE

RESUME

Les flux d'air mis en oeuvre par les réacteurs modernes sont devenus si importants qu'il n'est plus possible désormais de négliger les interactions entre écoulements interne et externe.

On évoquera d'abord brièvement les problèmes assez bien connus des perturbations que la prise d'air peut apporter à l'écoulement externe.

L'exposé portera ensuite principalement sur les effets aérodynamiques des jets, dont l'étude reste encore très fragmentaire.

Les connaissances fondamentales sur les propriétés des jets et de leur confluence seront rappelées et discutées (effets de puits, effets d'obstacle, mélange, recollement de deux nappes fluides).

On passera en revue ensuite quelques applications typiques : pressions induites sur les arrières corps, au point fixe et en vol ; comportement de jets sur- ou sous-détendus ; action d'un jet propulsif ou sustentateur au voisinage d'une surface portante ; effets de soufflage.

L'ensemble de cet exposé sera illustré par un film de visualisation des principaux phénomènes passés en revue.

1 - INTRODUCTION

Dans les premières applications de la propulsion par jets aux avions, les problèmes d'interaction entre écoulements internes et externes ont été fréquemment sous-estimés ou même négligés en ce qui concerne les effets dynamiques.

Ceci était dû d'abord à un défaut de coopération entre "motoristes" et "avionneurs" ; il faut dire aussi qu'à cette époque il n'était guère possible de déceler avec une précision suffisante ni par le calcul, ni par les mesures en soufflerie (et a fortiori en vol), les répercussions sur les performances d'une adaptation incorrecte du moteur et de la cellule. On se contentait donc d'ajouter algébriquement la poussée nette déterminée au point fixe par le motoriste, à la traînée de l'avion non motorisé, mesurée en soufflerie par le constructeur de l'avion.

On considérait donc comme négligeables les termes correctifs sur la poussée. Quant aux effets sur la portance et la stabilité, on les corrigeait aux mieux, empiriquement, lors des essais en vol.

Pourtant, dès la fin de la deuxième guerre mondiale, ces problèmes avaient commencé à retenir l'attention des spécialistes : c'est ainsi par exemple que dès 1950, H.B. SQUIRE, dans un mémoire remarquable [1], faisait le point des connaissances acquises et posait la plupart des questions importantes qui préoccupent aujourd'hui aussi bien les organismes de recherche que les bureaux d'Études. Ces mêmes problèmes étaient évoqués également dans le livre, maintenant classique, de KUCHEMANN et WEBER [2] paru en 1953.

En 1957, les organisateurs des premières journées internationales des sciences aéronautiques - en fait, la première réunion ICAS - avaient sur la proposition de M. Maurice ROY, choisi comme thème majeur des discussions la compatibilité des écoulements internes et externes. J'avais à cette occasion été chargé d'examiner le problème de la confluence de deux écoulements supersoniques à la sortie d'un réacteur [3].

Depuis lors, l'intérêt porté à ces questions n'a fait que croître, accentué d'abord par les difficultés de mise au point des avions à décollage vertical, puis par les très sévères conditions de rentabilité imposées aux projets modernes de grands avions commerciaux à jets (Transport supersonique, Airbus) : on ne peut plus désormais se contenter d'évaluer à quelques pour cent près la valeur de la poussée, c'est-à-dire de la consommation spécifique ; une précision de quelques millièmes est le plus souvent requise pour choisir la configuration optimale.

J'essaierai donc de donner ici un aperçu d'ensemble des progrès réalisés pendant ces dix dernières années, et des problèmes qui restent encore mal élucidés, spécialement en ce qui concerne les questions fondamentales de la confluence et du mélange de deux écoulements.

En fait, pour être complet, il faudrait aussi discuter les problèmes d'interaction liés au fonctionnement des prises d'air ; mais nous avons dû y renoncer pour éviter de trop alourdir cet exposé. Pour les avions classiques ces problèmes sont d'ailleurs maintenant bien délimités et convenablement compris pour la plupart : ils se posent surtout dans les cas de fonctionnement transitoire, où la prise d'air doit capter un tube de courant très étendu (fig. 4) (cas du décollage), soit au contraire rejeter un excédent de débit (traînée additive). Cette dernière question est assez bien comprise en vol supersonique, dans le cas de prises d'air planes ou de révolution [4]. Mais dans bien des cas l'écoulement étant tridimensionnel, des approximations sont nécessaires : nous citerons seulement deux publications récentes où ces questions sont discutées [5, 6]. La détermination de la résistance additive en vol subsonique

est dominée par le problème de la succion au bord d'attaque, question également essentielle pour le choix des profils d'aile adaptés au vol subsonique et qui fait l'objet, de ce point de vue, de recherches très soutenues [7].

Dans les prises d'air à compression supersonique interne, des problèmes d'interaction très sévères peuvent aussi se poser dans le cas de désamorçage. On en trouvera une discussion détaillée dans un cas particulier, dans la référence [8].

Pour les avions à décollage vertical, la prise d'air en vol stationnaire ou de transition peut jouer suivant sa place et sa configuration un rôle assez important sur la stabilité : ce problème est discuté dans un mémoire de synthèse récent de J. WILLIAMS [9].

Après ces brèves indications, nous limiterons donc notre sujet aux questions concernant l'interaction des jets et de l'écoulement extérieur.

Mais au préalable, pour situer du point de vue pratique les éléments de la question, il est intéressant d'indiquer les ordres de grandeur de quelques caractéristiques aérodynamiques des moteurs modernes existants ou en cours de mise au point.

La figure 1 appelle l'attention sur l'accroissement considérable des dimensions relatives de la section totale de captation et de la surface de l'aile, depuis que s'accroît la tendance à l'augmentation du taux de dilution des moteurs à deux flux. Il est évident qu'un tube de courant interne dont la surface frontale est du même ordre de grandeur que celle du fuselage, qui est capté au voisinage du bord d'attaque de l'aile et éjecté à hauteur de la demi corde peut jouer un rôle aérodynamique non négligeable.

La figure 2 donne des valeurs typiques du rapport $\frac{V_j^2}{V_\infty^2}$ des pressions cinétiques des deux écoulements, dont le rôle est essentiel, surtout dans le cas où le jet est incliné. Comme on le voit, c'est surtout aux vitesses subsoniques que ce paramètre de "raideur" du jet est le plus élevé.

La figure 3 indique de même l'ordre de grandeur du rapport des pressions génératrices du jet (P_{1j}) et de l'écoulement externe ($P_{1\infty}$) pour quelques moteurs modernes ; ce rapport évidemment lié au précédent joue un rôle direct très important dans la détermination des conditions de confluence. Sur cette même figure sont aussi représentées les valeurs de $T_{1j}/T_{1\infty}$, rapport des températures d'arrêt, qui intervient dans l'étude du mélange turbulent des deux écoulements.

Dans la première partie de cet exposé nous examinerons les principaux problèmes fondamentaux qui se posent à propos de l'interaction d'un jet et de l'écoulement extérieur considérés d'abord comme fluides parfaits, puis compte tenu des phénomènes réels de mélange turbulent qui se développent de part et d'autre de la frontière idéale perturbée parfois considérablement par un décollement. Nous traiterons d'abord le cas le plus simple, celui du jet axial, puis le cas du jet incliné beaucoup plus difficile et loin encore d'être bien compris et schématisé. Nous passerons ensuite en revue les divers effets aérodynamiques de ces phénomènes (action sur la poussée et les forces de portance).

Nous donnerons aussi avant de conclure quelques indications sur les problèmes de simulation de ces divers effets en soufflerie.

2 - PHENOMENES FONDAMENTAUX

L'émission d'un jet dans un écoulement extérieur comporte un phénomène de confluence suivi d'un phénomène de mélange.

Au point de confluence, les deux écoulements ajustent d'abord leur pression et leur direction, provoquant ainsi, en général, dans chacun d'eux une certaine perturbation. Dans le cas du jet axial un réglage convenable de la forme et des conditions d'alimentation de la tuyère permet en principe d'éviter toute perturbation due à la confluence : on dit alors que les deux écoulements sont adaptés.

Mais même dans ce cas simple, cette adaptation étant en pratique réalisée à partir de considérations trop grossières (théorie monodimensionnelle du fluide parfait) et pour le seul régime de vol de croisière, n'est jamais correctement réalisée ; il arrive même, dans certains cas, que la confluence s'accompagne de décollements.

La présence de couches limites toujours turbulentes dans les applications à l'échelle du vol réel, complique aussi le phénomène de confluence.

De plus les discontinuités inévitables de température et de vitesse provoquent un phénomène d'échanges de quantités de mouvement et d'énergie, appelé mélange.

L'analyse de ces divers effets est indispensable pour la compréhension du rôle qu'ils jouent dans l'interaction des deux écoulements.

Nous discuterons d'abord le cas relativement simple du jet propulsif émis axialement par rapport à l'écoulement amont, puis le cas des jets portants inclinés.

2.1. - Propriétés fondamentales des jets propulsifs -

Les jets propulsifs sont dans la pratique actuelle, toujours émis par des tuyères de révolution, dont les axes sont approximativement dirigés dans le sens de la vitesse amont V_∞ .

Nous examinerons d'abord leur effet d'obstacle vis à vis de l'écoulement extérieur, qui résulte de la forme géométrique prise par leur frontière en aval du point de confluence. Ce problème est traité en première approximation dans l'hypothèse du fluide parfait.

L'étude du phénomène de mélange turbulent intervient ensuite pour corriger cette approximation et déterminer les effets réels de déplacement.

Enfin une étude des problèmes de décollement est parfois nécessaire pour déterminer avec précision la zone de confluence.

2.1.1. - Effet d'obstacle -

L'étude théorique de cet effet dans l'hypothèse d'écoulements de fluide parfait repose sur une règle simple : la compatibilité de deux écoulements séparés par une surface fluide (Σ) impose :

1°/ que la pression soit continue à travers (Σ),

2°/ que les vitesses externes et internes soient tangentes à (Σ). Si le phénomène est bidimensionnel (plan ou de révolution) les vitesses doivent donc être parallèles. Nous nous limiterons à ce cas simple, car la mise en oeuvre pratique de la théorie dans le cas général tridimensionnel est pour le moment hors de portée.

Si les deux écoulements sont supersoniques, une étude locale de la confluence est, généralement suffisante. Le calcul numérique est couramment pratiqué par la méthode des caractéristiques devenue maintenant tout à fait classique.

Il faut toutefois signaler que si l'on devait exceptionnellement déterminer le jet sur une longueur considérable en aval de la zone de confluence, ce mode de calcul pourrait devenir inextricable dans le cas d'un jet non adapté à sa sortie, en raison de la formation de chocs trop nombreux.

Il serait alors avantageux de substituer à la méthode des caractéristiques, la méthode des différences finies avec "viscosité artificielle" [10] : on sait que dans ce procédé les ondes de choc sont partout remplacées par des ondes continues de compression ; on peut donc, en principe, prolonger indéfiniment le calcul vers l'aval sans difficulté.

Il n'existe pas encore à notre connaissance, de méthode de calcul réellement éprouvée pour traiter le problème du jet plan ou de révolution, dans un écoulement extérieur subsonique ou transsonique.

Dans une recherche en cours à cet effet à l'ONERA, on utilise le système de coordonnées curvilignes formé par les lignes de courant $Y = cte$ et leurs trajectoires orthogonales $X = cte$ (qui deviennent des équipotentielles dans le domaine irrotationnel). Le plan transformé (X, Y) est en effet particulièrement avantageux, pour le calcul numérique par différences finies, car, d'une part les conditions aux limites y sont représentées sur des lignes $X = cte$ (infinies) et des lignes $Y = cte$ (carénages et lignes de jet), (fig. 5), d'autre part, les équations générales conservent une forme très simple dans ces axes intrinsèques.

Les itérations peuvent être conduites suivant deux variantes :

- soit en régime permanent par une technique de balayage soumise à des difficultés de convergence
- soit en régime instationnaire [11], par la méthode des caractéristiques (X, Y, t) : on part alors d'une solution connue (par exemple écoulements internes et externes uniformes, les carénages étant supposés d'abord sans épaisseur et de pente nulle), puis l'on fait tendre progressivement en fonction du temps les conditions aux limites vers leurs valeurs définitives pour atteindre asymptotiquement la solution stationnaire.

Les détails de mise en oeuvre de cette méthode générale sont précisés dans la réf. [12]. Nous résumerons seulement sur un exemple relativement simple la discussion des conditions aux limites, en raison des remarques de caractère général qui en découlent.

Considérons à cet effet, fig. 5, un turbofan schématiquement représenté par un carénage $a e b$, $a f g b'$ et par un rotor $f f'$, $g g'$ réduit à un plan ; pour simplifier, le corps central et le générateur de gaz ne sont pas représentés ici,

Pour des conditions de vol $(V_\infty, p_\infty, T_\infty)$ et pour un régime donné du moteur, on connaît a priori le nombre de Mach M ($f f'$) supposé uniforme sur la face amont ff' du compresseur, on en déduit immédiatement la pression $p_{ff'}$ et le débit capté q_m , puis le rayon $h h'$ dans le plan physique du tube de courant capté et son homologue $H H'$ dans le plan transformé.

Sur toute ligne de courant interne telle que $m n$ l'enthalpie totale h_i et l'entropie s subissent à la traversée $q r$ du compresseur des accroissements donnés $\delta h_i, \delta s$ (δs serait nul dans un compresseur idéal) ; ces accroissements varient généralement depuis le centre jusqu'à la périphérie, δh_i étant maximal en bout de pale.

Le domaine aval cesse donc d'être isonergétique et isentropique dans son ensemble, mais comme h_i et s et par conséquent la pression d'arrêt p_i restent constants sur chaque ligne de courant $Y = cte$, leurs nouvelles valeurs sont connues et affichées en $r(Y)$; il n'en résulte donc aucune complication significative, sauf bien entendu que la condition d'irrotationnalité disparaît alors dans le jet.

La pression $p_{gg'}$ sur la face de sortie du compresseur est supposée uniforme et donnée par le régime du compresseur : on en déduit en particulier le nombre de Mach M_r à l'origine de toute ligne de courant $Y = cte$ du jet.

Il reste alors pour compléter les conditions aux limites, à déterminer les pentes θ de la vitesse sur la coupure, image du carénage : à cet effet, on choisit arbitrairement en première approximation un point d'arrêt α sur le carénage de l'entrée d'air de forme donnée ; on en déduit la distribution de Θ dans le plan physique en fonction de l'arc x_1 compté à partir de α et comme on montre que la correspondance $x_1(X)$ sur le contour du carénage et la frontière du jet peut être choisie arbitrairement on en déduit la distribution $\Theta(X)$ à afficher sur la coupure $A E B$, $A' F G B'$ du plan transformé.

La position exacte de α doit être ensuite déterminée par approximations successives au cours de l'intégration pour être compatible avec la donnée du nombre de Mach d'entrée M_{fg} du compresseur et avec une condition de JOUKOWSKI au point de confluence b .

Cette dernière condition résulte d'une discussion des divers cas de confluence, résumée dans la figure 6 et basée sur le théorème bien connu suivant : si la frontière d'un écoulement subsonique subit en B une déviation brusque dirigée vers l'intérieur de l'écoulement incident, il en résulte nécessairement que B est un point d'arrêt.

La pression d'arrêt extérieure $p_{i\infty}$ étant toujours inférieure à la pression d'arrêt locale du jet p_{ij} il s'ensuit qu'à la confluence (b, b') deux cas seulement sont possibles en vol subsonique avec une tuyère convergente :

- ou bien il n'y a pas déviation et les deux points b' et b'' sont des points réguliers ($p_b = p_{b'}$). Mais comme la pression minimale du jet en b' est $0,528 p_{ij}$, ceci ne peut se produire que si

$$0,528 p_{ij} < p_{i\infty}$$

Il faut aussi bien entendu que les parois externes et internes soient tangentes en b' .

- ou bien si ces deux conditions ne sont pas remplies, l'écoulement extérieur possède un point d'arrêt en b , ce qui impose les pressions

$$p_b = p_b = p_{i\infty}$$

Le jet intérieur subit alors une détente supersonique de PRANDTL-MEYER jusqu'à cette pression si $0,528 p_{ij} > p_{i\infty}$; sinon l'écoulement du jet en b' reste subsonique et régulier (sans déviation).

Si la tuyère est convergente-divergente, ce qui impose pratiquement des parois sécantes, on vérifie immédiatement que la condition de confluence est toujours $p_b = p_b = p_{i\infty}$; on peut prévoir suivant le Mach d'adaptation de la tuyère et les valeurs relatives de $p_{i\infty}$ et p_{ij} diverses configurations de sortie de jet, dont certaines comportent un choc suivi ou non d'un décollement (§ 2.1.3.).

Ces conclusions, rigoureuses dans le cas du fluide parfait, concernent exclusivement, bien entendu, le point de confluence B proprement dit: il est clair que dans le cas $p_b = p_{i\infty}$, les deux écoulements s'accroissent très rapidement, immédiatement en aval de B.

De plus, en fluide réel comme dans le cas du bord de fuite d'une aile, la présence de la couche limite doit étaler la déviation subie par l'écoulement extérieur, de sorte que la pression effective de confluence sera toujours plus faible que $p_{i\infty}$.

REMARQUES -

1- Dans le cas du régime subsonique sous faible rapport de compression ($p_{ij} < p_{i\infty}/0,528$), on peut simplifier considérablement le problème en traitant l'écoulement dans le jet par la méthode des tranches planes, c'est-à-dire en supposant que la pression est uniforme à chaque abscisse. On voit alors immédiatement que l'application de la méthode des différences finies est limitée au seul domaine irrotationnel et que la condition aux limites sur la frontière B J de l'écoulement extérieur s'écrit directement sous la forme d'une relation locale entre l'angle Θ de la vitesse, la pression p et la dérivée $\frac{d \log p}{dx}$

Pour un jet de révolution isentropique on trouve

$$\text{par exemple } \Theta = \frac{1-M^2}{2\gamma M^2} \frac{d \log p}{dx} \cdot r(x)$$

M et r étant les valeurs locales du nombre de Mach dans le jet et du rayon du jet, fonctions connues de p/p_{ij} ; $r_1(x)$ représente la fonction arbitraire choisie pour passer sur B J du plan physique au plan X Y. Il faut alors vérifier a posteriori que Θ et $\frac{d\Theta}{dx}$ restent effectivement assez faibles pour justifier l'approximation.

2- La méthode des différences finies qui vient d'être brièvement décrite permet en principe dans sa variante instationnaire de traiter le problème du fonctionnement subcritique d'une prise d'air par

généralisation d'une méthode d'étude du choc détaché basée sur le même principe de calcul).

3- Nous avons insisté assez longuement sur le problème de l'effet d'obstacle en subsonique pour bien mettre en évidence que le comportement théorique de l'écoulement sur l'ensemble du moteur est dominé par la condition de JÓUKOWSKI au point de confluence.

2.1.2. - Mélange turbulent -

Le phénomène de mélange qui se développe en aval de la confluence de part et d'autre de la surface de séparation idéale de deux écoulements animés de vitesses différentes a fait l'objet de très nombreuses recherches théoriques et expérimentales, en raison de son importance pratique.

Pour les applications envisagées ici, seul le cas du mélange turbulent et de ses effets dynamiques sera considéré.

La figure 7 [2] rappelle le schéma bien connu du cas le plus simple, celui du développement d'un jet subsonique en air calme (mélange isobare).

Dans la région I, le mélange se développe entre le noyau central non visqueux, de vitesse sensiblement uniforme et le milieu extérieur, à vitesse nulle.

En aval du point d'abscisse x_I où les deux frontières du mélange se rejoignent, la vitesse sur l'axe commence à diminuer et le jet est entièrement turbulent: on distingue la zone dite de transition, dans laquelle des profils de vitesses successifs se déforment progressivement pour atteindre dans la zone III une forme invariante à une dilatation près dans le sens transversal (expansion du jet) et dans le sens longitudinal (décroissance de la vitesse axiale u_c).

Si l'écoulement extérieur est en mouvement, le phénomène se complique très sensiblement du fait:

- a) de la présence à l'origine du mélange, d'une couche limite dans l'écoulement extérieur,
- b) des variations longitudinales de pression, liées à la déformation des frontières du jet.

Les connaissances de base sur ces problèmes très difficiles [13], [14], [3] découlent des travaux originaux de PRANDTL (1925) et de ses élèves, TOLMIEN (1926), SCHLICHTING (1930), repris et améliorés par G.I. TAYLOR (1932) et par PRANDTL lui-même et GÖRTLER (1942), tous relatifs à des écoulements turbulents incompressibles dans une atmosphère au repos ou à faible vitesse.

Dans les applications modernes envisagées ici, il convient de préciser spécialement:

- a) l'effet de compressibilité de jets chauds et d'écoulements extérieurs transsoniques et supersoniques,
- b) l'effet des couches limites initiales dans le jet et dans l'écoulement extérieur,
- c) l'effet de gradients de pression longitudinaux.

Dans ce but, les auteurs cherchent en général à se ramener aux résultats connus de l'incompressible,

- soit en appliquant aux équations la transformation d'HOWARTH, DORODNITSYN ou une transformation analogue: c'est le cas par exemple de CRANE [15]

et de TING et LIBBY [16] pour l'étude des effets de compressibilité.

- soit en linéarisant les équations générales, qui se ramènent alors aux équations de la chaleur [S.I. PAI 17].
- soit en utilisant une méthode intégrale, à partir de profils analytiques de vitesse et de température inspirés des résultats théoriques connus dans des cas simples et ajustés pas à pas pour satisfaire globalement aux théorèmes de conservation.

Ces dernières méthodes se prêtent le mieux aux applications pratiques comme l'ont montré notamment H.H. KORST et al [30], ou encore G.N. ABRAMOVITCH [19].

Mais les méthodes analytiques ont l'intérêt de mettre en évidence les propriétés générales des solutions ainsi que les paramètres physiques essentiels.

C'est ainsi, par exemple que suivant P. LIBBY [17] on introduit pour l'étude du mélange compressible de révolution, la fonction de courant Ψ définie par

$$\rho u r = \rho_e u_e \Psi \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad \rho v r = -\rho_e u_e \Psi \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

$$\text{soit } r^2 = \int_0^\Psi 2 \frac{\rho_e u_e}{\rho u} \Psi d\Psi \quad | \quad x = \text{cte}$$

et une abscisse réduite

$$\bar{\xi} = \int_0^x \frac{\bar{\varepsilon}(x) dx}{\rho_e u_e \Psi_j^2}$$

où Ψ_j représente le coefficient de débit du jet de rayon initial a

$$\Psi_j^2 = \frac{\rho_j u_j a^2}{\rho_e u_e}$$

et $\bar{\varepsilon}(x)$ le coefficient de viscosité turbulent incompressible.

On suppose alors que le coefficient de viscosité effectif ε est relié à $\bar{\varepsilon}$ par

$$\rho r^2 \varepsilon = \bar{\varepsilon}(x) \int_0^r 2 \rho r dr$$

(Cette hypothèse introduite par commodité mathématique a été ultérieurement vérifiée par l'expérience dans quelques cas).

On aboutit alors (en supposant le nombre de PRANDTL turbulent égal à ∞) pour chaque fonction inconnue G à une relation de la forme

$$\frac{\partial}{\partial \bar{\xi}}(G) = \frac{1}{\bar{\Psi}} \frac{\partial}{\partial \bar{\Psi}}(G \cdot \bar{\Psi})$$

$$\text{avec } \bar{\Psi} = \frac{\Psi}{\Psi_j}, \quad G = \frac{\frac{u_e - u}{u_e - u_j}}{\frac{T_e - T}{T_e - T_j}}$$

dont la solution générale dans le cas de deux jets uniformes (u_e, u_j) sans couche limite initiale s'écrit explicitement pour u par exemple :

$$\frac{u_e - u}{u_e - u_j} = \frac{1}{2\bar{\xi}} \operatorname{erfc} \left[-\frac{\bar{\Psi}^2}{4\bar{\xi}} \right] \int_0^{\bar{\Psi}} \operatorname{erfc} \left[-\frac{\bar{\tau}^2}{4\bar{\xi}} \right] I_0 \left[\frac{\bar{\tau} \bar{\Psi}}{2\bar{\xi}} \right] \bar{\tau} d\bar{\tau}$$

où I_0 est la fonction de BESSEL modifiée de première espèce et $\bar{\tau} = \frac{r}{a}$

On trouve une expression analogue pour T

La figure 8 extraite de la référence [20] représente le résultat sous la forme

$$\frac{u_e - u}{u_e - u_j} = f(\bar{\Psi}, \bar{\xi})$$

Elle met en évidence que la zone de mélange atteint l'axe pour la valeur $\bar{\xi} = 0,05$ de l'abscisse transformée, ce qui détermine la longueur x_i de la région I.

On voit en outre en faisant $\bar{\Psi} = 0$ dans la formule explicite que, en aval de ce point, la vitesse axiale u_c décroît suivant une loi de la forme

$$\frac{u_c - u_e}{u_j - u_e} \sim \frac{1}{\sqrt{\bar{\xi}}}$$

Pour passer au plan physique, il suffit ensuite de calculer dans chaque cas particulier $\bar{\xi}(x)$ et $r(\bar{\xi}, \Psi)$. Mais il est nécessaire à cet effet de préciser la forme de $\bar{\varepsilon}$, qui a fait l'objet de nombreuses hypothèses empiriques ; on peut, par exemple, prendre la forme proposée par PRANDTL

$$\bar{\varepsilon}_P \sim x(u_j - u_e)$$

ou encore la forme voisine adoptée par ABRAMOVITCH (voir ci-après)

$$\bar{\varepsilon}_A \sim x \frac{\rho_e + \rho_j}{2} \frac{(u_j - u_e)^2}{\rho_e u_e + \rho_j u_j}$$

On trouve ainsi pour la longueur de la région I, avec l'hypothèse $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_P$ et en adoptant la valeur classique $x_i/a = 10$ pour l'incompressible avec $u_e = 0$.

$$1)P \quad \frac{x_i}{a} = \frac{10}{\sqrt{\bar{\rho}(1-\lambda)}}$$

ou, avec $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_A$

$$1)A \quad \frac{x_i}{a} = \frac{10}{1-\lambda} \sqrt{\frac{2(1+\bar{\rho}\lambda)}{\bar{\rho}(1+\bar{\rho})}}$$

$$\text{en posant } \begin{cases} \lambda = u_e/u_j \\ \bar{\rho} = \frac{\rho_e}{\rho_j} = \frac{T_j}{T_e} = \frac{1-c_e^2}{1-c_e^2} \cdot \frac{T_{ij}}{T_{ie}} \end{cases}$$

c désignant le nombre de CROCCO = $u/\mu \text{ cm}$.

et T_i la température d'arrêt adiabatique.

En aval de la région I, on trouve ensuite que la vitesse axiale décroît dans les deux cas suivant la loi

$$\frac{u_c - u_e}{u_j - u_e} = \frac{x_i}{x}$$

Nous comparerons plus loin ces résultats avec ceux de la référence [19]. Notons immédiatement les tendances générales qu'ils expriment.

- la région I s'allonge indéfiniment lorsque λ tends vers l'unité,

- l'effet de compressibilité sur x_i s'exprime dans les deux cas par le paramètre $\bar{\rho}$ qui dépend du rapport des températures génératrices T_{ij}/T_{ie} et des

nombres de Mach des deux écoulements. Pour une température T_e donnée de l'écoulement extérieur, x_1 diminue quand le jet devient plus chaud à la sortie.

La vitesse axiale décroît en $1/x$ en aval de la région I.

On notera que la transition entre région I et région III est continue, dans la théorie de TING et LIBBY.

Cette méthode dont l'intérêt théorique est certain, est peu pratique à manipuler dans les applications envisagées ici, notamment si l'on veut tenir compte de facteurs perturbateurs résultant de la non uniformité de l'écoulement extérieur (couche limite initiale par exemple ou gradient de pression longitudinal).

En outre, l'idéalisation du phénomène de mélange turbulent considéré comme s'étendant latéralement à l'infini n'est pas conforme à l'observation physique. C'est pourquoi nous discuterons maintenant les méthodes intégrales les plus usuelles.

ABRAMOVITCH expose dans son ouvrage réf. [19] une méthode cohérente complète basée sur les hypothèses suivantes :

- A₁) Existence d'un profil universel de vitesses de mélange entre deux écoulements u_1 et u_2 sous la forme établie par SCHLICHTING pour le sillage turbulent incompressible. (Fig. 9)

$$\frac{u_1 - u}{u_1 - u_2} = (1 - \eta^2)^{\frac{3}{2}}$$

$$\eta = \frac{y_2 - y}{y_2 - y_1}$$

où $y = 0$ représente la ligne de séparation idéale des deux milieux.

- A₂) La largeur $b = y_2 - y_1$ de la zone de mélange est finie et son accroissement déterminé par une loi universelle inspirée de la nouvelle théorie de PRANDTL (1942).

$$\frac{db}{dx} = \frac{c}{2} \frac{u_1 - u_2}{\frac{\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2}{\rho_1 + \rho_2}}$$

$c =$ constante empirique choisie par l'auteur dans l'intervalle $0,22 < c < 0,30$.

On remarquera que l'effet d'hétérogénéité des deux écoulements est caractérisé ici comme dans la théorie de TING et LIBBY par le paramètre \bar{p} , rapport des densités aux frontières du mélange.

Cette hypothèse revient alors à prendre pour coefficient de viscosité turbulente une expression de la forme

$$\epsilon_A \sim b(u_1 - u_2) \sim \frac{1 + \bar{p}}{2} \frac{(1 - \lambda)^2}{1 + \bar{p}\lambda} \cdot x$$

- A₃) La distribution des températures d'arrêt T_1 est décrite par une loi de la forme

$$\frac{T_1 - T_c(y)}{T_1 - T_c} = f(\eta)$$

$f(\eta)$ étant choisi au mieux en fonction du problème considéré.

- A₄) On admet enfin que dans chaque tranche $x = c^te$ du mélange, la pression est uniforme.

On peut donc à l'aide de A₁) et A₃) déterminer

$$\frac{T_c}{T(\eta)} = \frac{\rho(\eta)}{\rho_1} \quad \text{et par conséquent les fonctions de } \eta$$

$$\rho_1, \rho_2, \rho_1^2, \rho_2^2, \rho_1 \rho_2 \text{ qui interviennent à chaque abscisse dans les conditions intégrales de conservation de débit, de quantités de mouvement et d'énergie.}$$

Considérons par exemple la région I) d'un jet de révolution ($u_j = u_1$) dans un écoulement extérieur ($u_e = u_2$).

Dans le cas le plus simple où u_j et u_e sont uniformes, l'hypothèse A₂) donne immédiatement b en fonction linéaire de x .

Si au contraire la pression p est variable sur la frontière idéale (Σ), suivant une fonction $p(x)$ connue (§ 2.1.1.) on en déduit immédiatement $u_e(x)$, $u_j(x)$ et par conséquent $b(x)$ qui cesse toutefois d'être linéaire.

Le théorème de conservation des quantités de mouvement axiales appliqué entre l'abscisse $x = 0$ et l'abscisse x permet ensuite de déterminer $y_2(x) = b(x) + y_1(x)$.

L'auteur introduit d'ailleurs une inconnue supplémentaire, la vitesse normale v_2 induite par le jet de révolution dans l'écoulement extérieur. Cette inconnue est déterminée par la condition de conservation du débit appliquée à un contour convenable entre l'origine et la section courante.

Dans cette application à la région I, la loi de distribution des températures d'arrêt A₃) est prise par ABRAMOVITCH sous la forme

$$f(\eta) = 1 - \eta$$

plus ou moins bien justifiée par l'expérience.

On peut remarquer aussi que cette expression ne peut satisfaire la condition globale de la conservation de l'énergie si les conditions de débit et de quantité de mouvement sont par ailleurs satisfaites.

Ayant ainsi déterminé en particulier la frontière interne (y_1) du mélange, on en déduit le point terminal de la région $x = x_1$.

La figure (10) reproduit les influences de $\lambda = u_e/u_j$ et de $\bar{p} = T_j/T_e$ sur x_1/a calculées par cette méthode. On a reporté sur cette courbe les calculs effectués par les formules 1p) et 1A) déduites ci-dessus de la théorie de TING et LIBBY pour $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_A$ et $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_B$. On remarque que les trois résultats de calcul sont, à l'échelle de la figure, pratiquement confondus pour $\lambda = 0$. Pour $\lambda = 0,8$ (et bien entendu pour les valeurs de λ intermédiaires non représentées) les résultats d'ABRAMOVITCH et de TING et LIBBY sont encore pratiquement confondus si l'on choisit pour $\bar{\epsilon}$ la valeur $\bar{\epsilon}_A$ adoptée implicitement par ABRAMOVITCH.

Par contre pour $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_B$, l'écart est assez considérable.

Il semblerait donc théoriquement possible de choisir entre les deux expressions de $\bar{\epsilon}$ à l'aide de quelques mesures de x_1/a effectuées sur des jets suffisamment refroidis.

La figure 11 déduite de [19] montre l'influence du nombre de Mach du jet (ou, ce qui revient au même du carré du nombre de CROCCO) ainsi que du rapport des températures d'arrêt. On a reporté sur cette figure les calculs que nous avons effectués, d'après TING et LIBBY, avec les formules $1A/$ et $1P/$.

On constate ici encore qu'à condition d'interpréter les résultats de TING et LIBBY à l'aide de $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_A$ les courbes sont très voisines de celles d'ABRAMOVITCH. Mais l'écart est assez considérable si l'on prend l'hypothèse de PRANDTL, pour $\bar{\epsilon} \neq 1$. Il semble donc en définitive que les deux méthodes soient équivalentes pour l'étude de la région I, sous réserve d'un choix correct de $\bar{\epsilon}$.

Nous noterons au passage pour les applications pratiques que dans le cas d'un avion du type AIRBUS, où le flux froid est tel que $T_j \approx T_0$, c'est-à-dire $\bar{\rho} = 1$, l'étendue de la région (I) passe d'une longueur de 6,5 diamètres au décollage ($\lambda \approx 0,2$) à une longueur de 30 à 35 diamètres en vol de croisière ($\lambda \approx 0,8$).

L'étude de la région III est effectuée par ABRAMOVITCH dans des hypothèses et par un procédé tout à fait analogue à ceux que nous venons de décrire pour la région I. Simplement u_j est remplacé par la vitesse axiale u_c (inconnue a priori) et la nouvelle variable transversale adoptée est

$$\eta = z/b \quad (z = \text{distance à l'axe})$$

Les hypothèses sont alors

$$A_1') \quad \frac{\Delta u}{\Delta u_c} = \frac{u_c - u(\eta)}{u_c - u_e} = (1 - \eta^2)^2$$

$$A_2') \quad \frac{db}{dx} = c \frac{\rho_e + \rho_c}{2} \cdot \frac{u_c - u_e}{\rho_c u_c + \rho_e u_e}$$

$A_3)$ est en outre remplacée par :

$$A_3') \quad \frac{T_{ic} - T_i(z)}{T_{ic} - T_{ie}} = \sqrt{\frac{\Delta u}{\Delta u_c}}$$

Cette dernière hypothèse résulte de la théorie du jet chaud incompressible sous la forme proposée par TAYLOR. Cette loi est comme on le sait, assez bien vérifiée par l'expérience.

Les inconnues principales du problème sont ici u_c , T_{ic} , b , on dispose pour les déterminer de l'équation $A_3')$ et des équations de conservation de quantité de mouvement et de flux d'enthalpie. Les calculs de résolution sont d'ailleurs assez pénibles et conduisent l'auteur à proposer une méthode simplifiée, pour les applications pratiques.

La figure 12 reproduit à titre de résultat typique de tels calculs dans le cas simple $\bar{\rho} = 1$; la variation de l'écart de vitesse Δu_c sur l'axe par rapport à l'écart initial pour trois valeurs du rapport des vitesses $\lambda u_e/u_j$; on a reporté à titre

comparatif les courbes calculées par la formule simple proposée par KUCHEMANN et WEBER [2]

$$\frac{\Delta u_c}{\Delta u_j} = \frac{12}{\bar{x}(1-\lambda)}$$

et qui n'est autre qu'un cas particulier ($\bar{\rho} = 1$) de la formule théorique $1)P$ déduite de TING et LIBBY.

On voit que les deux résultats sont comparables. Les points expérimentaux connus (non reportés sur la figure) se situent au voisinage des courbes théoriques, sauf dans la région initiale où, comme on doit s'y attendre, la discontinuité est moins marquée (région de transition).

Ces résultats confirmés expérimentalement dans le cas particulier du jet dans l'air au repos montrent en définitive, que si l'on fait abstraction de la zone de transition, on peut admettre qu'en aval de $x = x_I$, la loi de variation est

$$\frac{u_c - u_e}{u_j - u_e} = \frac{x_I}{x}$$

l'abscisse x_I étant donnée par l'une des formules $1)A$ ou $1)P$ et contenant à elle seule l'influence de la compressibilité sur la variation de u_c .

On peut simplifier beaucoup la méthode d'ABRAMOVITCH si l'on admet a priori cette loi de variation ; il suffit en effet d'appliquer la condition intégrale de conservation de l'énergie à partir des hypothèses $A_1')$ et $A_3')$ pour déterminer $T_{ic}(x)$ et par conséquent $\rho_c(x)$. L'hypothèse $A_2')$ donne alors $b(x)$ par intégration d'une équation différentielle à variables séparées.

L'étude de la région II de transition peut être effectuée par un procédé assez arbitraire proposé par ABRAMOVITCH : on suppose que dans cette zone les lignes isovitesse sont le prolongement linéaire de leurs homologues ($\eta = \text{cte}$) calculées dans la région I, ce qui permet d'obtenir notamment la frontière $y_2 = b(x) - r_0$ et la distribution $u_c(x)$ dans la zone II. On détermine par ailleurs la variation de $u_c(x)$ à partir de $x = x_I$ suivant la méthode simplifiée indiquée ci-dessus pour la région III. La frontière aval de la région II est considérée comme atteinte lorsque

$$u_c(I) = u_c(III)$$

Effets des couches limites initiales -

Si les couches limites externes et internes sont d'épaisseur non négligeables à la confluence, la structure de la région I du mélange en est considérablement affectée.

La méthode de P. LIBBY [17] s'appliquerait en principe à ce problème, à condition de résoudre l'équation transformée pour des données initiales non uniformes, ce qui en compliquerait considérablement la solution explicite, mais serait probablement assez aisé à faire numériquement. A notre connaissance ce calcul ne semble pas avoir été effectué.

La méthode intégrale proposée par ABRAMOVITCH [19] nous paraît elle aussi très lourde d'emploi et d'ailleurs peu satisfaisante en raison des nombreuses hypothèses simplificatrices introduites par l'auteur.

La méthode de KORST et CHOW [21] fournit au contraire une solution théorique assez correcte et maniable pour l'étude de la région I.

Il est fait usage de l'équation des quantités de mouvement linéarisée de S.I. PAI, qui on le sait se ramène à l'équation de la chaleur grâce au choix de variables sans dimensions convenables ; la solution s'exprime explicitement en fonction des deux profils initiaux de vitesses

$$\frac{u}{u_e} = \Phi_e \left(\frac{y}{\delta_e} \right) \quad \frac{u}{u_j} = \Phi_j \left(\frac{y}{\delta_j} \right)$$

sous la forme (*)

$$\frac{u}{u_j} = \frac{1}{2} \left[\frac{u_j + u_e}{u_j} \operatorname{erf}(\eta + \eta_{pe,j}) + \frac{u_e}{u_j} \operatorname{erf}(\eta - \eta_{pe,e}) \right] + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\int_{\eta}^{\eta + \eta_{pe,j}} \Phi_j \left(\frac{\eta - \beta}{\eta_{pe,j}} \right) e^{-\beta^2} d\beta + \int_{\eta - \eta_{pe,e}}^{\eta} \Phi_e \left(\frac{\eta - \beta}{\eta_{pe,e}} \right) e^{-\beta^2} d\beta \right]$$

avec

$$\eta = \sigma \frac{y}{x}, \quad \eta_{pe,j} = \sigma \frac{\delta_{e,j}}{x}$$

où σ est une généralisation du coefficient de mélange turbulent de GÜRTLER.

Cette solution exacte d'une équation approchée est ensuite ajustée par simple translation η_m de la coordonnée transversale η de manière à satisfaire globalement à chaque abscisse au théorème des quantités de mouvement.

La détermination de la loi de distribution des températures d'arrêt nécessaire pour ce calcul soulève dans le cas général une difficulté de principe, car même si le nombre de PRANDTL turbulent Prt est égal à l'unité, il ne peut être fait usage de la relation linéaire $T(u)$ de CROCCO qui ne contient que deux paramètres, alors que à l'origine on a a priori quatre conditions indépendantes T_{1j} , T_{1e} et les températures de parois T_{p0} et T_{pe} (non nécessairement égales).

On supposera dans la pratique que les deux profils initiaux $T_i(y)$ sont uniformes ; l'on montre alors aisément par résolution de l'équation linéarisée de l'énergie que l'on a [22]

$$\frac{T(\sigma)}{T_{1j}} = \frac{1}{2} \left[\frac{T_{1j} + T_{1e}}{T_{1j}} + \frac{T_{1j} - T_{1e}}{T_{1j}} \operatorname{erf} \eta' \right]$$

avec

$$\eta' = \eta \sqrt{Prt}$$

(*) Signalons que nous avons en fait légèrement simplifié pour la clarté cette solution explicite, la solution complète proposée par les auteurs comportant la possibilité de raccorder continuellement le paramètre de mélange σ entre sa valeur initiale à l'origine de la couche limite et sa valeur asymptotique finale seule prise ici en considération.

Dans beaucoup de cas de la pratique, on pourra supposer que la couche limite initiale δ_{je} du jet est négligeable devant la couche limite de l'écoulement extérieur. On pourra alors généraliser au cas de 2 écoulements la méthode simplifiée de KIRK [23] qui consiste à décrire le mélange comme s'il était issu d'une origine fictive d'abscisse x_0 (< 0) et possédait un profil de vitesses en fonction d'erreur (cas particulier $\eta_{pe,j} = 0$ de la formule générale)

$$\frac{u}{u_j} = \frac{1}{2} \left[\frac{u_j + u_e}{u_j} + \frac{u_j - u_e}{u_j} \operatorname{erf} \eta \right]$$

avec

$$\eta = \frac{\sigma y}{x + x_0}$$

de manière qu'en $x = 0$ le profil idéal présente la même épaisseur de quantité de mouvement δ_e^{**} que l'écoulement réel [24].

Ce profil simple devra ensuite être décalé en y à chaque abscisse $x > 0$ comme dans la méthode générale pour respecter la condition globale des quantités de mouvement.

On notera qu'en principe, la méthode de KORST, ne peut donner de limite latérale précise à la zone de mélange ni par conséquent l'abscisse x_I de la fin de la région I.

En fait, pour $\eta \sim 2$, $\operatorname{erf} \eta$ devient pratiquement égal à l'unité et l'on définira par exemple l'abscisse x_I par la condition

$$2 = \eta_m + \frac{\sigma |y|}{x + x_0}$$

Etude du coefficient de mélange turbulent

Pour appliquer pratiquement la méthode de KORST ou celles qui en dérivent il est indispensable de déterminer numériquement σ . A cet effet on peut utiliser la relation entre σ et ϵ , paramètre de PRANDTL.

Rappelons que le coefficient de viscosité turbulente s'écrit d'après PRANDTL

$$\epsilon_p = cte \cdot b (u_1 - u_2)$$

et que le coefficient σ de mélange introduit par GÜRTLER est tel que

$$\epsilon = \frac{x}{4\sigma^2} (u_1 + u_2)$$

On a donc la relation générale, valable en milieu isobare

$$\sigma^2 \sim \frac{x}{b} \frac{u_1 + u_2}{u_1 - u_2} = \frac{x}{b} \frac{1 + \lambda}{1 - \lambda}$$

soit σ^* la valeur de σ mesurée dans un jet isotherme incompressible dans l'air au repos et c^* la valeur correspondante de $\frac{x}{b}$

Si l'on admet l'hypothèse A_2) d'ABRAMOVITCH, sans toutefois considérer c comme une constante universelle on trouve immédiatement que

$$\frac{\sigma}{\sigma^*} = \sqrt{\frac{c^* \cdot 2}{c \cdot 1 + p}} \cdot \frac{\sqrt{(1 + \lambda)(1 + \beta \lambda)}}{1 - \lambda}$$

Pour un jet (M_j, T_{ij}) dans l'air au repos $\lambda = 0$ à la température T_0 , cette expression s'écrit

$$\frac{\sigma_{\lambda=0}}{\sigma^*} = \sqrt{\frac{c^*}{c_0}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\left[1 + \frac{T_{ij}}{T_0} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2\right)^{-1}\right]^{\frac{1}{2}}}$$

Or la fonction σ_0/σ^* a fait l'objet de plusieurs études expérimentales, notamment par MAYDEW et REED [25] et à l'O.N.E.R.A. par SIRIEIX et SOLIGNAC [24]. La figure 13 rappelle les résultats ainsi obtenus jusqu'à $M = 4$ et montre que si l'on admettait, comme le suggère ABRAMOVITCH que c est une constante universelle ($c = c^*$), la relation ci-dessus serait loin de représenter la variation expérimentale. Sur cette figure est rappelée aussi la variation de σ_0/σ^* prévue par la théorie de CHANNAPRAGADA [26], basée notamment sur l'hypothèse de TING et LIBBY [16] et la notion d'enthalpie de référence d'ECKERT : on voit que cette théorie donne l'allure de la variation expérimentale de σ_0/σ^* , mais s'en écarte encore notablement.

Par contre, les résultats d'ALBER et LEES [27] combinant l'hypothèse de TING et LIBBY et une loi de mélange incompressible basée sur l'épaisseur de perte de quantité de mouvement du jet conduisent dans le cas adiabatique à une prévision assez satisfaisante.

L'influence de $\lambda = \frac{u_1}{u}$ n'a été étudiée à notre connaissance qu'en incompressible dans le cas $\bar{p} = 1$. La variation de σ déduite de A2), qui se réduit alors à $\frac{\sigma}{\sigma^*} = \frac{1+\lambda}{1-\lambda}$ est bien vérifiée par des expériences de LIEPMANN et LAUFER.

Il semble donc que pratiquement le coefficient σ de GÜRTLER puisse être mis sous la forme générale suivante :

$$\sigma = \left(\frac{1+\lambda}{1-\lambda}\right) \sigma^* \cdot \left(\frac{\sigma}{\sigma^*}\right)$$

où la fonction $\left(\frac{\sigma}{\sigma^*}\right)$ est prise d'après les valeurs expérimentales et $\sigma^* = 12$.

REMARQUE -

Il existe bien d'autres variantes des méthodes intégrales, proposées pour les études de mélange. Citons par exemple celle de BRADBURY and WOOD [28] qui sera évoquée au § 3.2. et qui consiste à adopter pour la région (I) d'un jet de révolution incompressible dans l'air au repos les hypothèses suivantes :

La distribution des vitesses est de la forme

$$\frac{u}{u_j} = \exp(-0,6932 \eta^2)$$

avec

$$\eta = \frac{r - r_c}{\delta_{0,5}}$$

où

r est la distance à l'axe.

$r_c = \left(a - \frac{x}{10}\right)$ définit la frontière intérieure du mélange.

$\delta_{0,5} = 0,125 x$ est la valeur de $\frac{r}{r_c}$ pour laquelle $u/u_j = 0,5$.

2.1.3. - Zones décollées -

Chaque fois qu'un écoulement le long d'une paroi doit surmonter un gradient de pression antagoniste, il y a tendance au décollement. Si ce phénomène se produit dans la région de confluence de deux écoulements, il est suivi à une distance plus ou moins grande par le phénomène inverse du recollement des deux nappes fluides. Le point de recollement R se confond alors avec le point de confluence. La zone décollée limitée par les deux nappes intéresse parfois une portion assez grande du carénage, et les pressions qui s'y établissent, interviennent d'une manière non négligeable dans le bilan propulsif.

En supersonique il est maintenant pratiquement possible de prévoir avec une bonne précision les conditions de l'apparition d'un décollement ainsi que ses conséquences aérodynamiques. Par contre, en subsonique, la question est encore très peu avancée, même dans les cas les plus simples.

La figure (14 a) représente le schéma maintenant classique d'une zone décollée en supersonique : on y reconnaît autour du point D, la zone de décollement où la pression s'élève très rapidement, de D à C la zone décollée quasi isobare dans laquelle le fluide est animé de très faibles vitesses et en aval de C la zone de recompression qui s'étend de part et d'autre du point de recollement R.

Quand le décollement est imposé par une discontinuité de la paroi dans la région de confluence, figure (14 b) la zone de décollement est généralement remplacée soit par une détente centrée du type de PRANDTL-MEYER (point D), soit par une onde de choc oblique (point D').

Nous rappellerons seulement quelques résultats acquis récemment et qui ont permis d'améliorer beaucoup la précision du calcul pratique de ces phénomènes.

On sait que la méthode généralement appliquée repose essentiellement sur les travaux originaux de D. CHAPMAN, KUEHN et LARSON [29] pour ce qui concerne le décollement libre turbulent et de H. KORST et ses élèves pour l'étude du mélange et du recollement turbulents [30]. Les idées de base de cette dernière méthode sont résumées dans la référence [2].

En ce qui concerne le décollement, les travaux d'ERDOS et PALLONE [31] ont permis une première généralisation au cas des écoulements de révolution uniformes des lois de similitude du "décollement libre" établies d'abord dans le cas de l'écoulement uniforme et plan [29].

Une nouvelle extension de ces lois au cas des écoulements supersoniques, plans ou de révolution non uniformes a été proposée réf. [32]. Ces résultats sont récapitulés et précisés dans la réf. [33] : ils montrent que dans une zone de décollement turbulent de ce type, il existe une loi universelle de développement de la pression dépendant d'un paramètre faisant intervenir notamment le gradient de pression local de l'écoulement théorique non décollé : dès que le point de décollement libre D est fixé dans un écoulement connu théoriquement en fluide parfait, on peut donc déterminer a priori la loi d'évolution des pressions dans la zone de décollement (figure 15) et en déduire la forme de la nappe décollée.

L'application du critère de recollement que l'on peut baser d'après [34] sur les angles ψ de déviation

théorique de chacune des deux nappes décollées idéales (Σ) et (Σ') à leur point de rencontre R permet alors comme on va le montrer de déterminer si le choix de D est convenable. Sinon, on procède par tâtonnements sur D jusqu'à ce que le critère soit assuré.

Ce critère de recollement qui joue ainsi un rôle fondamental a été analysé et discuté dans de nombreuses publications [34, 35, 36].

L'expression la plus élaborée de ce critère, à la suite des derniers travaux de l'O.N.E.R.A [37] peut être mise sous la forme suivante :

$$\Psi = \bar{\Psi}_k(M) + \frac{\Psi(M)}{s+x_0} \left(\frac{q}{\rho_e u_e} - \frac{i}{\rho_e u_e^2} - \delta_0^{**} \right) + \text{arc tg} \left[\left(1 + \frac{s}{x_0} \sin \theta_R \right) X(M) \right]$$

Dans cette expression (voir figure 16)

- le premier terme $\bar{\Psi}_k(M)$ représente le critère initial de KORST basé sur l'hypothèse d'une recompression isentropique de C en R (fig. 16 b) sur la ligne de courant (j_0) issue du point de décollement D et séparant le fluide extérieur de l'eau morte.

La théorie du mélange isobare appliquée le long de DC fournit la pression génératrice sur (j_0) au point (C), qui doit évaluer la pression finale en R supposée par l'auteur identique à la pression dans le fluide parfait résultant de la déviation ψ par la règle de PRANDTL-MEYER ou par la théorie du choc oblique.

- le second terme proposé dans la réf. [34] traduit les effets perturbateurs suivants :

q : débit de fluide extérieur (≤ 0) introduit dans l'eau morte au point de recollement, si la ligne séparatrice passe de la position (j_0) à la position (j_1).

i : composante suivant D_R de la quantité de mouvement éventuellement introduite par l'injection artificielle d'un débit Q de fluide dans l'eau morte (air secondaire par exemple)

δ_D^{**} : épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite initiale à l'origine de la zone de mélange.

$s+x_0$: représente la longueur effective s de la zone de mélange isobare augmentée du décalage x_0 d'origine nécessaire pour tenir compte de l'influence de δ sur la forme du profil de mélange (§ 2.1.2., in fine).

M, $\rho_e u_e$: sont les données de l'écoulement extérieur bordant la zone de mélange.

La fonction $\Psi'(M)$ traduit suivant le critère de KORST les variations de pression d'arrêt isentropique entre la ligne de jet idéale j_0 et la ligne effective de recollement j_1 . l'origine de la zone de recollement.

- le troisième terme intervient pour corriger les hypothèses de KORST sur le premier terme, car d'une part, la recompression de l'écoulement extérieur au recollement est continue et dans un

écoulement de révolution n'obéit pas à la règle de PRANDTL-MEYER, d'où le terme correctif $1 + \frac{s}{x_0} \sin \theta_R$ (x_0 = distance de R à l'axe, infinie en écoulement plan).

d'autre part, la pression au point de recollement R n'est pas la pression maximale atteinte par le fluide parfait après recollement, mais une pression intermédiaire correspondant au point critique du phénomène [38], d'où la fonction empirique $X(M)$.

Le critère ainsi élaboré est d'une application très simple en principe ; nous en rappelons ici les grandes lignes (fig. 17).

Ayant choisi une pression $p^{(1)}$ d'eau morte pour la première approximation, on construit par la méthode des caractéristiques les lignes de jet idéales (j_0) et (j_0') des deux écoulements, qui se rencontrent en R et après confluence supposée isentropique prennent une direction commune formant l'angle θ_R avec l'axe de révolution. On en déduit les déviations ψ et ψ' subies respectivement par chaque nappe, les nombres de Mach M, M' et les longueurs s, s' des frontières de la zone décollée.

L'étude des couches limites jusqu'en D et D' permet de connaître (δ^{**}) et ($\delta^{**'}$) d'où résultent les abscisses d'origine fictive x_0, x_0'

La quantité de mouvement i étant une donnée liée au débit d'air secondaire Q éventuel, l'application du critère de recollement à chaque écoulement donne immédiatement les valeurs algébriques des débits q et q' qui, dans les conditions étudiées sont injectés respectivement par chacun d'eux dans l'eau morte, au point de recollement. La condition d'équilibre doit être évidemment

$$Q + q + q' = 0$$

Si cette condition n'est pas satisfaite, on procède à une deuxième approximation avec une nouvelle valeur $p^{(2)}$ de la pression d'eau morte et ainsi de suite jusqu'à convergence.

La fig. 18 donne un exemple d'application de cette méthode.

Dès que l'un des écoulements confluent devient subsonique, il est actuellement impossible de calculer l'extension de la zone décollée et la pression qui y règne, bien que schématiquement les phénomènes soient les mêmes qu'en supersonique : en subsonique en effet le couplage pression-déviation à la frontière de la zone décollée et de l'écoulement extérieur n'obéit pas à une règle locale comme en supersonique.

Les seules données de portée assez générale disponibles actuellement sont des critères plus ou moins empiriques d'apparition du décollement turbulent : le calcul par une méthode intégrale classique, de la couche limite supposée non décollée pourrait permettre, en principe, de prévoir le risque de décollement en se basant sur une valeur critique d'un paramètre de forme (p ex $H_{inc} < 2,5$). Mais comme nous l'avons vu au § 2.1.1., les méthodes de calcul de l'écoulement de fluide parfait dont la connaissance préalable serait nécessaire pour une telle détermination en sont encore au stade de la mise au point.

On peut donc conclure de cette discussion que l'étude des zones décollées en supersonique est maintenant pratiquement possible avec une précision satisfaisante pour l'ingénieur.

Par contre, en subsonique, le recours à l'expérience est indispensable dans chaque cas particulier.

2.2. - Propriétés générales des jets inclinés -

Il arrive fréquemment dans les applications que l'axe d'émission du jet est oblique par rapport à V_{∞} . C'est le cas par exemple des jets sustentateurs utilisés pour le décollage vertical.

Des recherches assez approfondies ont été consacrées ces dernières années à ce problème en raison des conséquences aérodynamiques importantes qui résultent de l'interaction du jet et de l'écoulement général.

Un résumé détaillé des connaissances actuelles sur la question vient d'être publié par J. WILLIAMS [9].

2.2.1. - Description physique des phénomènes -

La description physique du phénomène a été donnée initialement par JORDINSON [39], elle a été précisée récemment par une analyse de H. WERLE au tunnel hydrodynamique de l'O.N.E.R.A., fig. 19. Un jet émis par un orifice circulaire à la paroi d'une soufflerie par exemple, s'incurve sous l'effet de l'écoulement transversal ; les effets de mélange et de cisaillement qui se produisent à la frontière des deux milieux se traduisent par la formation de deux tourbillons contrarotatifs dont les axes s'incurvent sensiblement comme celui du jet en même temps que leur intensité augmente et qui induisent sous le jet des dépressions très intenses.

L'écoulement extérieur subit ainsi, surtout vers l'aval, des modifications très différentes de celles que provoquerait un simple obstacle de même forme générale.

Les fig. 20 a) et b) obtenues par H. WERLE au tunnel hydrodynamique, montrent :

- 1°) que, du côté amont, l'effet d'un obstacle solide fait épaisir la couche limite de la plaque et provoque ainsi une surpression et un décollement assez étendus, alors que dans le cas du jet cet effet est considérablement atténué, en raison de l'action d'entraînement. Il peut même être remplacé par une dépression due à la prédominance de l'effet d'entraînement.
- 2°) que, du côté aval, le sillage inerte observé dans le cas de l'obstacle solide est dans le cas du jet complètement aspiré par les tourbillons marginaux. La trace de sillage observée à la paroi des souffleries par la méthode de l'enduit visqueux fig. 21 correspond en réalité à un décollement de l'écoulement transversal induit par les tourbillons, clairement mis en évidence par la figure 19 et localisé au voisinage de la paroi.

L'importance des effets d'entraînement révélée par ces visualisations explique l'insuccès total ou partiel des théories basées exclusivement sur l'effet d'obstacle.

2.2.2. - Trajectoire moyenne du jet -

De très nombreux travaux ont été consacrés à la recherche expérimentale de la trajectoire moyenne du jet : celle-ci est généralement déterminée par le lieu des maxima de la pression d'arrêt.

Plusieurs formules de corrélation ont été proposées, soit d'une manière purement empirique [40], soit par des considérations dimensionnelles [41], soit par des considérations théoriques exprimant l'équilibre dynamique du jet assimilé à un tube de courant très délié animé d'une quantité de mouvement axiale J invariable et soumis en chaque point à une force de traînée proportionnelle à sa dimension transversale. (fig. 22) [19, 42, 43]. Les formules diffèrent suivant les hypothèses plus ou moins arbitraires de leurs auteurs ; dans les équations obtenues figure un coefficient de traînée indéterminé C_D qui permet de les ajuster à l'expérience dans un certain domaine d'application. Bien qu'aucune d'elles ne puisse être considérée comme totalement satisfaisante, on peut retenir que l'équation de la trajectoire apparaît toujours sous la forme

$$\frac{x}{d} = f\left(\frac{z}{d}, \frac{\rho_j V_j^2}{\rho_{\infty} V_{\infty}^2}\right)$$

et que l'expérience confirme bien la validité du paramètre de corrélation $\rho_j V_j^2 / \rho_{\infty} V_{\infty}^2$ traduisant à la fois

la raideur du jet et l'effet thermique éventuel par le rapport ρ_j / ρ_{∞} .

Pour le moment il semble qu'on doive se contenter comme le suggère WILLIAMS de la corrélation empirique proposée [réf. 40] pour le jet normal, sous la forme

$$\frac{x}{d} = \left(\frac{z}{d}\right)^3 \left(\frac{\rho_j V_j^2}{\rho_{\infty} V_{\infty}^2}\right)^{3/2} \cdot 2,3$$

d'ailleurs très voisine pour $z \gg d$ de la formule théorique de CROWE et RIESEBIETER [43]. IVANOV, cité par ABRAMOVITCH [19], propose aussi une formule analogue, valable pour un jet incliné.

$$\frac{x}{d} = \left(\frac{\rho_j V_j^2}{\rho_{\infty} V_{\infty}^2}\right)^{1,3} \left(\frac{z}{d}\right)^3 + \frac{z}{d} \operatorname{tg} \theta$$

où θ représente l'angle de l'axe du jet avec la normale Z à la paroi.

2.2.3. - Expansion latérale et entraînement -

Les observations expérimentales montrent que l'on peut schématiser grossièrement la forme extérieure d'un jet initialement circulaire par une ellipse dont les axes s'accroissent avec la distance l parcourue le long de la trajectoire centrale (C) du jet.

WOOLER et al [44], se référant à divers auteurs proposent la règle suivante :

1) dans la région initiale

$$0 < \frac{z}{d} < 0,3 \cdot \frac{U_j}{V_{\infty}}$$

correspondant en gros à la région I du jet axial, le rapport des axes de l'ellipse varie linéairement de

$$\frac{b}{a} = 1 \text{ à } \frac{b}{a} = 1/4$$

- 2) Ensuite, pour $z/d > 0,3$ d'ellipse reste semblable à elle-même ($b/a = 1/4$), sa surface A_j variant en fonction du débit entraîné.

ABRAMOVITCH [19] admet une loi analogue, mais choisit pour b/a la valeur $1/5$. De plus il suppose par analogie avec le jet axial que a et b varient linéairement suivant la loi

$$a = 5b = a_0 + 0,22l$$

Le débit entraîné par chaque élément dl du jet, peut être défini à partir de l'équation de continuité par le paramètre E

$$E = \rho \frac{d}{dl} (A_j u_j)$$

E représente un coefficient d'entraînement à déterminer empiriquement.

KEFFER et BAINES [41] ont analysé expérimentalement le paramètre E qu'ils supposent a priori être de la forme

$$\left(\frac{E}{\rho} = \bar{E} (u_j - V_{\infty}) \right)$$

\bar{E} étant un coefficient empirique variable en fonction de $R = u_j/V_{\infty}$ et de la position le long du jet. Quelques valeurs expérimentales de ce paramètre sont indiquées.

Il semble que cette étude en soit restée au stade préliminaire.

WOOLER et al [44] reprenant des idées analogues posent a priori

$$\frac{E}{\rho} = E_1 V_{\infty} \alpha \cos \theta + C \frac{E_2 (u_j - V_{\infty} \sin \theta)}{1 + E_3 \frac{V_{\infty}}{u_j} \cos \theta}$$

où C représente le périmètre du jet, et E_1 , E_2 , E_3 sont 3 coefficients empiriques à déterminer.

Seul E_2 est bien connu, car si $\theta = \frac{\pi}{2}$ (jet axial), la formule se réduit à

$$\frac{E}{\rho} = C E_2 (u_j - V_{\infty})$$

et l'on dispose alors des données des jets axiaux pour l'évaluer.

Se référant aux expériences de RICOU et SPALDING pour $V_{\infty} = 0$, WOOLER et al trouvent $E_2 = 0,08$. (Notons que cette valeur de E_2 correspondrait à un coefficient de mélange $\sigma^* \sim 10,5$ dans la théorie de GÜRTLER).

Les coefficients E_1 et E_3 traduisent les effets d'entraînement par obliquité et sont considérés comme paramètres d'ajustement avec l'expérience, des formes de jet calculées à partir de ces hypothèses. Les valeurs ainsi retenues par WOOLER et al sont

$$E_1 = 0,35 \quad E_3 = 0,30$$

(un coefficient de traînée $C_D = 1,8$ ayant par ailleurs été admis).

Aucune tentative n'a été semble-t-il effectuée par les auteurs pour vérifier a posteriori si ces valeurs permettaient de recouper les valeurs expérimentales de E de KEFFER et BAINES.

Une telle confirmation serait de nature à donner plus de poids à la méthode proposée par ces auteurs et qui sera évoquée au § 3.2.3. ci-après).

Il n'existe pas non plus, à notre connaissance, d'analyse quantitative précise des intensités tourbillonnaires créées par le mélange tridimensionnel, ni des trajectoires de leur noyau central.

En résumé, on voit que sur le plan fondamental le problème du jet incliné est nettement moins avancé que celui du jet axial et qu'il faudra se contenter longtemps encore de schématisations très grossières et de formulations empiriques pour le représenter.

3 - EFFETS PRATIQUES DE L'INTERACTION DU JET ET DE L'ÉCOULEMENT EXTERNE -

Nous allons maintenant examiner les méthodes de calcul et les ordres de grandeur expérimentaux des effets pratiques de l'interaction du jet et de l'écoulement extérieur.

On discutera tout d'abord les effets sur la poussée dans le cas du jet axial, puis les effets portants des jets axiaux et des jets inclinés.

3.1. - Effets de l'interaction du jet et de l'écoulement externe sur la poussée -

La poussée effective d'un jet axial ne se limite pas à l'action qu'il exerce sur les parois internes de la tuyère en amont de la tranche de sortie.

L'analyse qui précède montre que l'action du jet peut aussi modifier notablement l'écoulement externe, et par conséquent donner lieu à des termes d'interaction dans le bilan propulsif.

Nous discuterons successivement de ce point de vue :

- les pertes de poussée par induction qui sont surtout sensibles au point fixe et à faible vitesse (3.1.1.).
- les effets de l'interaction dans le domaine de confluence qui se produisent aux vitesses de vol plus élevées et qui peuvent devenir importants, surtout s'ils s'accompagnent de phénomènes de décollement. (3.1.2.).

3.1.1. - Pertes de poussée par induction -

Le mélange turbulent du jet et de l'atmosphère provoque, autour du propulseur un entraînement de l'air ambiant et par conséquent des dépressions dont il convient d'évaluer les effets, en fonction de la forme de l'arrière-corps.

Ce problème a été étudié théoriquement très en détail par I. WYGNANSKI [45] dans le cas du jet plan, émis axialement au bord de fuite d'un profil, à l'aide de

l'hypothèse de G.I. TAYLOR consistant à remplacer le jet par une distribution de puits dont l'intensité élémentaire $\frac{1}{2} E dx$ pour le demi-plan $y > 0$ correspond au débit extérieur entraîné effectivement par le jet entre les abscisses x et $x+dx$ sur l'une des frontières. Le calcul de E est basé sur la théorie du jet de GÜRTLER pour $V_{\infty} = 0$, adaptée par l'hypothèse de KUCHEMANN et WEBER au cas où la vitesse V_{∞} est non nulle : on trouve ainsi que la vitesse verticale induite v_j sur chaque frontière du jet est définie par

$$2 \cdot \frac{v_j}{V_{\infty}} = \left[\frac{t}{x} \cdot \frac{3 U_j (U_j - V_{\infty})}{4 \sigma V_{\infty}^2} \right]^{1/2}$$

dans la région (III) et

$$2 v_j = 0,064 (U_j - V_{\infty})$$

dans la région (I)

La valeur proposée pour σ dans le cas du jet libre est $\sigma = 7,7$. Nous discuterons ce choix au § 3.2.2.

Partant de ces valeurs, l'application de la méthode des singularités de l'écoulement incompressible permet à l'auteur de déterminer les effets de traînée sur des arrière-corps bidimensionnels de formes diverses. La figure 23 représente, à titre indicatif, un résultat typique montrant une bonne concordance avec des résultats de DIMMOCK [46] et confirmant que pour des rapports de vitesse v_j/V_{∞} de l'ordre de 10 par exemple ($C_{\mu} = 0,5$) la perte de poussée atteint environ 3 %. Quand V_{∞} diminue, pour U_j donné, la perte relative D/J de poussée diminue lentement et tend vers la valeur au point fixe, de l'ordre de 1 % dans cet exemple. Il existe en fait, très peu de mesures précises pour contrôler ces résultats, en raison des grandes difficultés expérimentales rencontrées pour dissocier cet effet des pertes internes de la tuyère.

Il ne semble pas que la même discussion ait été effectuée avec précision pour le cas du jet de révolution ; mais on peut présumer que l'effet de perte de poussée par induction est alors considérablement atténué. On en trouve une justification théorique indirecte grâce au calcul des pressions induites sur une plaque normale au jet, effectué par WYGNANSKI (§ 3.2), suivant les mêmes principes que ci-dessus : dans le cas du jet plan, la dépression est encore considérable sur la plaque à une distance normale de quelques centaines de largeurs de fente, alors que dans le cas du jet de révolution, l'effet beaucoup plus faible devient complètement négligeable à une distance normale de quelques diamètres. (fig. 35).

L'auteur montre que les résultats classiques de G.I. TAYLOR [47] relatifs à un jet de pure quantité de mouvement,

$$C_P = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho_j U_j^2} = - \frac{0,0488}{y/t} \quad \text{pour le jet plan}$$

$$C_P = - \frac{0,013}{(r/r_0)^2} \quad \text{pour le jet de révolution}$$

suresiment les dépressions induites sur la paroi normale du jet, dans le rapport 2 environ pour le jet plan et dans le rapport 6 environ pour le jet de révolution. Compte tenu de cette remarque, on peut calculer à partir des formules de TAYLOR l'ordre de

grandeur des traînées D induites par un jet d'aire S_j et de poussée J sur une plaque d'aire S normale au jet.

$$\frac{D}{J} = 0,025 \text{ Log } \frac{S}{S_j} \quad \text{pour le cas plan}$$

$$\text{et } \frac{D}{J} = 0,002 \text{ Log } \frac{S}{S_j} \quad \text{pour le cas de révolution}$$

ce qui confirme bien que dans le second cas l'effet est complètement négligeable (un culot droit de $S/S_j \sim 2$ est déjà un cas exceptionnel dans la pratique).

Ainsi, on peut admettre, d'après cette discussion, que la perte de poussée par induction n'est à considérer que dans le cas de jets très étalés (Jet flap), ou de formes très défavorables de la sortie de jet (jet circulaire entouré d'un culot droit très étendu).

3.1.2. - Effets des conditions de confluence sur la poussée -

Vol supersonique -

La discussion de ce problème dans le cas du vol supersonique ne soulève aucune difficulté, en l'absence de décollement à la sortie du jet.

Compte tenu des performances actuelles des prises d'air et des turboréacteurs, l'éventualité d'un décollement interne par surdétente dans une tuyère d'avion supersonique de la classe Mach 2 est pratiquement exclue en vol supersonique.

Par contre, l'éventualité d'un décollement est théoriquement envisageable dans le cas des avions supersoniques à nombre de Mach plus élevé, (par exemple à $M = 3$); si l'on a décidé en effet de limiter l'aire de sortie de la tuyère à l'aire du maître couple du fuseau-moteur, la tuyère opère en régime de sous-détente et une onde de choc se forme dans l'écoulement extérieur, à la sortie du jet. Toutefois le calcul effectué pour les valeurs pratiques du taux de compression et du taux de réchauffe montre que les rapports P_j/P_{∞} de la pression du jet à la sortie et de la pression ambiante reste inférieur à 3, ce qui élimine tout risque de décollement externe. Par contre, une telle tuyère fonctionnera en régime de surdétente en vol transitoire faiblement supersonique ; les pertes de poussée qui en résultent sont telles que l'emploi d'une tuyère à géométrie variable est indispensable (fig. 24).

Dans le cas des avions militaires faiblement supersoniques, la tuyère ne comporte généralement qu'un simple convergent pour des raisons de simplicité et de compromis ; le raccord de sa sortie avec le maître couple s'effectue alors, soit avec un carénage de pente assez forte, soit avec un simple culot, et le problème du décollement se pose. La discussion de la pression qui s'établit dans la zone décollée s'effectue sans difficulté en vol supersonique suivant la méthode exposée au § 2.1.3.

Un calcul de ce genre effectué dans un cas concret ($M_{\infty} = 1,8$, $P_j/P_{\infty} = 8$) a montré que l'emploi d'une tuyère sonique au lieu d'une tuyère adaptée ($M_j = 2$), l'une et l'autre convenablement raccordée au maître couple par un carénage continu entraîne le bilan suivant :

- perte de poussée due à l'inadaptation de la tuyère proprement dite 5,8 %
- gain de poussée dû aux pressions sur l'arrière-corps (compte tenu d'un décollement dans le cas $M_j = 1$) 3,5 %

Vol subsonique d'un avion supersonique muni d'une tuyère convergente-divergente -

Dans la plupart des cas de la pratique, si des mesures spéciales ne sont pas prises, des pertes de poussée souvent très considérables (de l'ordre de 5 à 10 %) sont à redouter.

- soit qu'un décollement se produise sur l'arrière-corps lui-même par suite d'une pente trop forte, si la tuyère est simplement convergente (fig. 25 a),
- soit qu'une surdétente se produise dans la tuyère, si elle convergente-divergente (fig. 25 b)

La prévision théorique de ces phénomènes est encore inaccessible ; quant aux divers artifices proposés jusqu'à présent pour éviter de telles pertes ils sont loin d'être entièrement satisfaisants [48], qu'il s'agisse de la géométrie variable de la tuyère, des blow-in doors, ou du soufflage de contrôle de la couche limite externe (figure 26).

Une des solutions les plus prometteuses est la tuyère à corps central [49] fig. 27 dont l'emploi se heurte encore à des difficultés technologiques.

Avion subsonique -

Dans les avions subsoniques, les rapports de compression des moteurs sont habituellement assez modérés (p_{ij}/p_{00} de l'ordre de 2 à 3 et conduisent à l'emploi de tuyères simplement convergentes.

Les carénages comportent de ce fait une assez forte contraction entre leur maître-couple et la sortie du jet. Les pressions qui s'établissent sur le retraits et qui, comme on l'a vu, dépendent des conditions de confluence jouent donc un rôle notable dans le bilan propulsif.

Nous avons montré en particulier au § 2.1.1. que la pression théorique au point de confluence est dans la plupart des cas la pression d'arrêt p_{00} . Cette condition laisse pressentir qu'à l'approche du point de confluence, une forte recompression doit se produire dans l'écoulement extérieur. Sous l'effet de cette recompression, la couche limite subit un épaississement notable et parfois même un décollement.

Les méthodes actuelles de calcul de la couche limite permettant une bonne prévision pratique si l'on connaît la distribution des pressions, on voit que la mise en oeuvre d'une méthode complète de calcul repose essentiellement sur le succès des recherches évoquées au § 2.1.1.

Signalons encore que dans le cas du vol au voisinage du nombre de Mach critique, des ondes de choc peuvent apparaître sur l'arrière-corps du fuselage-moteur. La position de ces ondes est elle aussi en étroite relation avec les conditions de confluence. Leur interaction avec la couche limite pose d'ailleurs un problème très difficile et très important.

La figure 28 qui a été obtenue à l'O.N.E.R.A, à l'occasion de recherches sur des configurations de moteur à double flux du type AIRBUS, donne une idée des phénomènes du même genre, qui se produisent ici entre le flux froid extérieur et le flux primaire. Dans certains régimes, on observe une vibration des ondes transsoniques traduisant un couplage entre les écoulements confluents.

La figure 29 extraite de la référence [50] indique des résultats d'essais de la SNECMA, effectués entre $M_{00} = 0,7$ et $M_{00} = 0,9$ et avec des rapports p_{ij}/p_{00} de l'ordre de 2 à 3, en vue de déterminer l'angle de retraits optimal de l'arrière corps, pour une tuyère simplement convergente débouchant à l'intérieur du carénage.

Le problème est ici d'obtenir une bonne recompression sur l'arrière corps jusqu'à son extrémité (e) ; le jet restant complètement décollé. Dans ces conditions la pression interne p_c est égale à la pression terminale p_e à l'extrémité du volet. Quand p_{ij}/p_{00} augmente, le jet décollé s'épanouit et h/L diminue (fig. 29b).

Pour une certaine valeur critique de h/L , le jet recolle sur la paroi interne du volet ce qui entraîne une perte de poussée : d'une part, en effet, les pressions internes en aval du recollement deviennent supérieures à p_e , d'autre part, la confluence en e du jet recollé et de l'écoulement extérieur s'accompagne d'un décollement de celui-ci.

3.2. - Effets portants des jets -

Considérons maintenant les effets portants résultant de l'interaction des jets et de l'écoulement extérieur.

Nous examinerons de ce point de vue :

- les effets induits par un jet propulsif sur une surface portante située dans son voisinage (aile, empennage, gouverne),

- l'effet douche en vol stationnaire, qui intéresse les avions à décollage vertical et le même effet en vol de transition.

Nous évoquerons brièvement les applications maintenant classiques des jets au contrôle de couche limite et à l'hypersustentation, ainsi que divers autres effets spécifiques ayant fait l'objet de publications récentes.

3.2.1. - Effets induits en vol par un jet propulsif sur une surface portante -

La position des moteurs sur un avion supersonique est pratiquement toujours située assez en arrière pour que les jets n'exercent aucune action sur l'aile ; il peut arriver par contre que suivant le nombre de Mach, une partie plus ou moins grande de l'empennage ou de la dérive soit placée dans leur domaine d'influence (fig. 30).

L'action des jets sur ces surfaces portantes est alors liée essentiellement aux ondes émises dans la région de confluence.

Une évaluation théorique de ces effets serait en principe relativement facile : un calcul par la méthode des caractéristiques du jet supposé émis

dans l'écoulement uniforme amont M_{∞} , détermine le champ de déflexion des vitesses sur les surfaces considérées : on peut en déduire par une méthode approchée du type choc-détente les charges induites Δp sur ces surfaces.

Les conséquences les plus importantes de ces perturbations risquent d'être

- soit des moments de roulis induits par dissymétrie dans le cas de légers dérapages de l'avion ou dans le cas de panne ou de baisse de régime de l'un des moteurs,
- soit des décollements de couche limite à l'impact du choc éventuel émis dans la région de confluence.

Il va de soi que ces effets seront d'autant plus considérables que la distance entre sortie de tuyère et surface intéressée sera faible.

Il s'agit toujours de cas spécifiques pour lesquels la méthode expérimentale - guidée si possible par des calculs simples - s'impose.

Des mesures ainsi effectuées au R.A.E. par D.G. MABEY* dans un cas particulier où le jet était toujours sous-détendu à la sortie (p_j/p_{∞} de l'ordre de 2) et où la configuration bi-moteur était du type représenté fig. 30 révèlent que l'impact du choc de confluence sur l'empennage ne provoque aucun décollement et qu'en cas de panne de l'un des moteurs les moments de roulis induits par dissymétrie correspondraient à des dérapages de l'ordre de 1 à 2 degrés autour de $M_{\infty} = 2$.

Dans le cas d'un avion subsonique du type AIRBUS par exemple, le jet émis très près de l'aile, au voisinage de la mi-corde peut provoquer des effets beaucoup plus notables : les profils des ailes modernes sont spécialement étudiés pour éviter, en régime de croisière, la formation d'ondes de choc transsoniques et les gradients de recompression, de part et d'autre de l'aile au voisinage du bord de fuite, sont assez sévères.

On doit donc craindre que la proximité du jet d'un moteur à double flux ne perturbe les qualités transsoniques de tels profils en provoquant par exemple la formation de zones localement supercritiques avec chocs.

C'est dans cet esprit qu'ont été effectuées au R.A.E. par RAINEY, KURN et BAGLEY [51] quelques expériences préliminaires à des nombres de Mach de l'ordre de 0,7 sur une aile droite typique, inclinée pour obtenir un coefficient de portance de l'ordre de 0,34 et soumise à un jet d'air comprimé amené par un tube amont représentant le jet d'un moteur à double flux (turbofan). La position de la tranche de sortie du jet par rapport à l'aile pouvait être modifiée dans ces essais.

Parmi les conclusions de cette étude, nous retiendrons les suivantes :

- le jet n'a pratiquement aucune influence sur l'extrados,
- pour une configuration donnée, les ΔC_p induits par le jet dans son plan de symétrie sont pratiquement indépendants du nombre de Mach, tant qu'ils ne provoquent pas de régime supercritique (fig. 31 a)

* - Communication personnelle de l'auteur.

- quand le rapport de compression du jet p_j/p_{∞} varie, la courbe $\Delta C_p(x)$ se déforme suivant une simple affinité, ses ordonnées se dilatant en fonction à croissante de p_j/p_{∞} (figure 31b).

- il en est de même encore si la hauteur z du jet sous l'aile est modifiée ; mais, naturellement, l'effet augmente quand z diminue (fig. 31 c).

Ces constatations ne sont pas pour le moment justifiées théoriquement : il paraît même assez surprenant a priori, que les pointes de surpression de la courbe des ΔC_p restent à des abscisses fixes alors que varie le rapport de compression, c'est-à-dire la forme du jet.

Les effets constatés pour des hauteurs z raisonnables sont mesurables mais n'affectent que légèrement la portance du profil central (5 % environ), et par conséquent encore plus faiblement la portance de l'aile, ainsi que son centre de poussée.

Toutes les conclusions précédentes sont confirmées pour le vol à faible vitesse par des essais de l'O.N.E.R.A. à CANNES, où, en configuration de croisière, les effets du jet propulsif sur un avion complet de type AIRBUS se sont révélés très faibles. (fig. 32)

En configuration de décollage ou d'atterrissage on a trouvé des effets favorables de portance de l'ordre de 2 à 5 %.

Les moments de roulis en cas de panne de moteur sont faciles à compenser.

Le seul effet notable du jet est la déflexion induite dans la région de l'empennage (fig. 32) : on voit que suivant la position choisie, la déflexion pourrait atteindre 5 degrés.

Comme l'a montré SQUIRE [1] de tels effets sont calculables, avec une bonne approximation à partir des effets d'entraînement fournis par la théorie du mélange.

Enfin, mentionnons à titre d'exemple, l'action du jet sur un tourbillon marginal émis par une gouverne.

La figure 33 montre que, à la mise en marche du jet, le tourbillon marginal de la gouverne est aspiré, et que simultanément la divergence de l'écoulement de la couche limite sur l'extrados de l'aile à l'approche de la gouverne disparaît. On peut présumer que ces phénomènes ne sont pas sans action sur l'efficacité de la gouverne. Par ailleurs, la figure 32 montre qu'à la mise en marche du jet se produit une variation très importante de la déflexion sur l'empennage.

3.2.2. - Effet douche en vol stationnaire -

L'effet d'entraînement d'un jet émis normalement à une surface portante, est communément désigné sous le nom d'effet douche (Shower effect). La figure 34 fait clairement comprendre la nature et l'intérêt de ce phénomène qui joue un rôle important dans le cas des avions à décollage vertical (VTOL).

Le cas du vol stationnaire se prête assez aisément au calcul, comme l'a montré WYGNANSKI [52], à l'aide de

La méthode des puits déjà décrite au § 3.1.2.

Les dépressions induites, sur une plaque illimitée normale à ce jet circulaire sont calculables explicitement et sont représentées fig. 35. Seules les valeurs numériques adoptées pour calculer les effets d'entraînement se prêtent à quelque discussion.

On peut en effet avoir recours à diverses méthodes pour le calcul du débit entraîné ainsi qu'à diverses valeurs des coefficients empiriques qui y interviennent. C'est ainsi que BRADBURY and WOOD [53] ont repris ces calculs à l'aide d'une loi de mélange différente de celle de GÖRTLER pour la région I (voir § 2.1.2., in fine) et trouvent comme accroissement relatif de débit dans cette région ($a =$ rayon du jet)

$$\frac{dQ/Q_0}{dx/a} = 0,0658 + 0,012 \frac{x}{a}$$

à comparer à la valeur 0,064 de WYGNANSKI

$$\text{et à } 0,073 + 4 \cdot 10^{-3} \frac{x}{a} - 3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{x}{a}\right)^2 + 8 \cdot 10^{-6} \left(\frac{x}{a}\right)^3$$

d'ABRAMOVITCH [19].

Pour la région III, BRADBURY and WOOD utilisent la valeur expérimentale

$$\frac{dQ/Q_0}{dx/a} = 0,16$$

de RICOU et SPALDING, très voisine de la valeur théorique 0,155 d'ABRAMOVITCH, alors que WYGNANSKI adopte, d'après SCHLICHTING [14] une valeur 50 % plus élevée ($\frac{0,404}{\sqrt{\pi}} = 0,228$)

La figure 35 compare les résultats du calcul de la grandeur

$$\left(\frac{r}{a}\right)^2 C_{pj} = \left(\frac{r}{a}\right)^2 \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_j u_j^2}$$

déduits de WYGNANSKI, et de BRADBURY and WOOD [53] ainsi que diverses mesures citées par ces auteurs pour $V_\infty = 0$.

On voit que les mesures sont assez dispersées et que la théorie donne une bonne représentation de l'allure de la décroissance rapide de C_{pj} en fonction de $\frac{r}{a}$

Sur une aile ou une plaque d'envergure limitée ces effets d'induction sont plus complexes, en raison de l'écoulement induit sur l'extrados et des effets de contournement de bord d'attaque mise en évidence sur la figure 34, effets d'ailleurs exagérés ici en raison de la faible valeur du rapport des rayons $\frac{r}{a}$ de la plaque et du jet.

Nous ne disposons pas de calcul analytique dans le cas de l'aile limitée, mais nous pouvons donner une idée de la perte de portance du jet vertical sous une aile circulaire de diamètre relatif D/d centrée sur le jet; d'après J. WILLIAMS et M. WOOD [54], on voit fig. 36 que la perte de portance atteint 2 % pour une valeur $d/D = 0,1$, considérée comme maximale dans la pratique des avions VTOL à réacteurs verticaux (MIRAGE III-V par exemple) et 0,5 % pour un réacteur à double flux, à taux de dilution élevé ($d/D \sim 0,3$).

Dans le cas de jets multiples distribués sur une surface étendue sous l'intrados, les pertes relatives de portance peuvent être beaucoup plus élevées en raison de l'accroissement de l'effet de mélange. KUHN et MCKINNEY [55] ont établi la corrélation suivante

$$\frac{\delta L}{T} = -0,009 \frac{\sqrt{A}}{A_j} \left[\frac{\partial^*(q_x/q_j)}{\partial(x/d_e)} \right]_{\text{max}}^{1/2} \left(\frac{d_e}{x^*} \right)^{1/2}$$

où d_e représente le périmètre hydraulique $\sqrt{4A_j/\pi}$ des jets, q_x la pression cinétique le long du jet à l'abscisse x et x^* l'abscisse où le taux de décroissance $\partial q_x / \partial x$ est maximum. Mais ces pertes dépendent aussi de l'orientation relative des axes des jets. S'ils sont assez rapprochés et si leurs axes sont convenablement convergents, l'effet est sensiblement diminué.

3.2.3. - Portances induites par un jet oblique, en vol de transition -

Les considérations du § 2.2.3. montrent que l'effet douche se complique beaucoup en présence d'un écoulement extérieur (V_∞), Malgré la rareté des données fondamentales, plusieurs auteurs ont tenté une description théorique des effets constatés,

Dans la référence [56], WOOLER a proposé une méthode de calcul relativement simple. Il admet que la trajectoire moyenne (C) du jet est donnée a priori sous la forme (§ 2.2.3.)

$$1) \quad \frac{x}{d} = f\left(\frac{z}{d}\right)$$

et que sa quantité de mouvement J est invariante sur cette trajectoire.

Sur un élément de hauteur dL (fig. 37), s'exerce une force normale δN définie par l'équation d'EULER sous la forme

$$\delta N = J \cdot \frac{\delta L}{R}$$

$R =$ rayon de courbure local de la trajectoire (C)

ce qui est équivalent à

$$\delta \vec{N} = J \cdot \delta \theta \vec{n}$$

l'angle θ caractérisant la direction de la tangente à (C), déduite de l'équation 1).

L'élément de jet δL est alors assimilé à une ligne portante tourbillonnaire d'intensité $\delta \Gamma$, normale au plan de (C) telle que

$$\delta \vec{N} = \rho \vec{V} \wedge \delta \vec{\Gamma}$$

et d'extension égale au diamètre d du jet,

\vec{V} étant la vitesse tangentielle locale de l'écoulement extérieur. L'auteur admet arbitrairement que $\rho \vec{V}$ a pour module $\rho_\infty V_\infty$ et est dirigé suivant la tangente \vec{t} à (C), d'où

$$2) \quad \delta \Gamma = \frac{J}{\rho_\infty V_\infty} \cdot \delta \theta$$

Il complète alors le schéma, d'après la théorie de PRANDTL, pour former avec l'élément $\delta \vec{\Gamma}$ un tourbillon en fer à cheval dont les branches latérales sont placées parallèlement à (C).

Le jet est donc ainsi remplacé par une nappe de tourbillons liés d'intensité $\delta \Gamma$ donnée pour chaque élément δl par l'équation 2), bordée par un doublet tourbillonnaire dont l'intensité en chaque point représente l'intégrale $\Gamma(l) = \int_0^l \delta \Gamma$ depuis l'origine, soit

$$\Gamma(l) = \frac{J}{\rho_{\infty} V_{\infty}} [\theta(l) - \theta(0)]$$

Il reste alors à appliquer les formules classiques de la théorie des tourbillons pour obtenir la vitesse induite en tout point.

Cette théorie a été mise en oeuvre systématiquement au RAE par BRADBURY et WOOD.

Les résultats publiés par WILLIAMS et WOOD [54] sont assez encourageants (fig. 38).

On peut faire de nombreuses critiques à cette théorie, comme l'a indiqué J. WILLIAMS [9] ; par exemple, il est peu plausible que J soit constant le long du jet et il n'est pas tenu compte de l'effet d'obstacle et d'entraînement.

Les écarts observés s'expliquent donc assez bien :

- côté amont, l'effet d'obstacle du jet réel provoque effectivement des pressions plus élevées que ne l'indique le calcul,
- côté aval, les dépressions

Malgré ses défauts, cette théorie donne un schéma relativement simple et voisin des phénomènes réels. Il semble donc intéressant de tenter de la perfectionner ; par exemple le choix de $V_{\infty} \sin \theta$ comme module de la vitesse locale au lieu de V_{∞} dans la formule 2) serait peut être mieux justifié.

Des expériences systématiques sur les trajectoires des noyaux tourbillonnaires physiquement assez bien définis pourraient aussi guider le choix d'une trajectoire plus appropriée des doublets tourbillonnaires.

Une autre théorie, améliorée à certains égards et d'un principe assez différent vient d'être publiée par WOOLER, BURGHARDT et GALLAGHER [44]. Elle tient compte spécialement de l'effet d'entraînement tridimensionnel mais néglige par contre l'aspect tourbillonnaire des phénomènes.

L'effet d'entraînement pris sous la forme assez arbitraire indiquée au § 2.2.3. comporte 3 paramètres E_1, E_2, E_3 dont 2 servent à ajuster les calculs à l'expérience.

Cette théorie permet de calculer la trajectoire moyenne (C) du jet et de déterminer en chaque point le débit entraîné $E(l)$.

Pour calculer ensuite les effets sur l'écoulement extérieur, on schématise le jet à l'aide d'une ligne de puits d'intensité proportionnelle à $E(l)$ distribués sur (C) pour traduire l'effet d'entraînement et d'une série de doublets, normale au plan de (C) pour représenter l'effet d'obstacle (fig. 39).

Grâce aux deux paramètres libres (E_1, E_3 du § 2.2.3.), les auteurs parviennent ainsi à ajuster les résultats théoriques aux mesures effectuées sur une aile rectangulaire. La fig. 40 montre l'une des

comparaisons les plus satisfaisantes obtenues ; sur des cordes plus centrales, l'écart près du jet est de l'ordre de 40 % sur l'intrados et redevenant faible vers les extrémités. Il est à remarquer que la théorie, confirmée par l'expérience, montre que l'effet induit sur l'extrados est négligeable.

D'autres vérifications seraient évidemment nécessaires pour juger de la validité générale de tels calculs.

On dispose actuellement de nombreux résultats expérimentaux obtenus aisément en soufflerie à l'aide de jets émis à la paroi ; la figure 41 déduite des essais effectués à grande échelle par l'O.N.E.R.A. à MODANE (soufflerie de 8 m, diamètre du jet 121 mm) montre notamment que le paramètre

$$\sqrt{\frac{\rho_j V_j^2}{\rho_{\infty} V_{\infty}^2}} = \sqrt{\frac{\gamma_j}{\gamma_{\infty}}} \cdot \frac{M_j}{M_{\infty}} \approx \frac{M_d}{M_{\infty}}$$

permet une assez bonne corrélation entre les résultats obtenus commodément avec des jets froids et, plus difficilement avec des jets chauds.

Il existe notamment des dispositifs tels que celui de la fig. 43 qui permettent d'effectuer des essais globaux sur des configurations réelles.

J. WILLIAMS a récemment donné une excellente synthèse pratique [9] des résultats de ce genre publiés jusqu'à ce jour : nous en soulignerons quelques conclusions importantes

- on peut évaluer en première approximation les pertes de portance sur une aile de forme en plan, quelconque par intégration des résultats mesurés sur la surface équivalente, à la paroi d'une soufflerie (fig. 44)
- l'effet de succion du jet, lorsque l'incidence augmente peut contrebalancer la tendance au décrochage de sorte que le $C_{z_{max}}$ ne soit pratiquement pas affecté par la présence du jet,
- la traînée aérodynamique due au jet à l'incidence nulle est négligeable ; en incidence positive, elle peut même être réduite (succion favorable à l'intrados),
- l'effet de succion du jet dans la région de l'empannage peut être considérable suivant les cas de vol. La fig. 45 montre dans un cas particulier les déflexions induites à différents niveaux,
- en dérapage, la dissymétrie de la distribution des portances induites peut provoquer des moments de roulis difficiles à contrôler,
- enfin, la proximité du sol peut modifier fortement les performances.

Dans ce mémoire, J. WILLIAMS compare aussi diverses configurations à jets multiples et montre combien les pertes de portance et les effets sur les moments sont sensibles à la disposition relative des jets.

La figure 42 extraite de la réf. [57], déduite d'essais à l'O.N.E.R.A. à CANNES montre la réduction considérable de la surface en dépression autour de deux jets contigus lorsque leurs axes sont suffisamment convergents.

On pourra trouver aussi des indications expérimentales, très intéressantes dans le mémoire récent de FUTTERER et HARNS [58] relatif à l'avion VAK 191 d'où est extraite la fig. 46.

REMARQUE -

Nous avons évité ici d'évoquer les mesures de moment de tangage induites par les jets, car les résultats publiés sont trop spécifiques ; mais il est clair que ces effets sont à considérer avec attention dans toute application pratique.

3.2.4. - Applications diverses -

Nous signalerons rapidement pour mémoire un certain nombre d'applications où les effets de jet jouent un rôle plus ou moins considérable.

a) Contrôle de couche limite et Jet Flap -

Ce problème a fait l'objet, depuis de nombreuses années, d'une très abondante littérature, récemment analysée et complétée par WYGNANSKI et NEWMAN [59] qui ont notamment souligné la contribution des effets d'entraînement, généralement négligée devant l'effet principal de quantité de mouvement.

La mise en oeuvre pratique des procédés de soufflage n'a pu être sérieusement envisagée qu'à partir du moment où des réacteurs capables de fournir les grands débits d'air nécessaires sont devenus disponibles. C'est ainsi que divers avions militaires (ETENDARD IV-M, LOCKHEED F 104 B STARFIGHTER, BLACKBURN NA 39 BUCCANEER) sont munis de dispositifs de contrôle de couche limite plus ou moins développés. GRATZER et McDONNELL [60] ont discuté les possibilités d'application pratique à des avions de transport commerciaux sur la base d'une expérimentation méthodique : les problèmes de contrôle et de stabilité latérale et longitudinale qui constituent du point de vue aérodynamique, l'aspect le plus difficile et le plus important de ce type d'application y sont particulièrement étudiés.

Les conclusions de cette étude sont très encourageantes : des vitesses d'atterrissage de l'ordre de 85 km sont réalisables en toute sécurité grâce à ce procédé d'hypersustentation.

b) Inversion de la poussée (Reverse) -

Nous nous bornerons à mentionner que dans l'étude de l'efficacité des dispositifs d'inversion de poussée, il est important d'examiner l'interaction du jet et de l'écoulement extérieur qui peut provoquer des décollements et par conséquent des pertes de portance et donner lieu à des difficultés de pilotage surtout si on envisage l'utilisation de ce dispositif en vol.

c) Jets auxiliaires par les portes de décharge de la prise d'air -

Un exemple des effets des jets de décharge est fourni par PATERSON [61] dans un travail relatif au C5 A, GALAXY.

CONCLUSION -

L'analyse qui précède a montré que des progrès ont été réalisés ces dernières années dans l'étude fondamentale de l'interaction d'un jet et de l'écoulement extérieur, mais aussi que bien des lacunes subsistent.

Des recherches très actives doivent donc être poursuivies, particulièrement dans le cas des vitesses de vol subsoniques, dont l'importance pratique est considérable.

Quoi qu'il en soit, il est évident que pour les applications, le recours à l'expérience est absolument indispensable. L'idéal, à cet égard, serait de disposer de souffleries assez grandes pour permettre l'étude de modèles réellement motorisés. De telles expériences sont possibles dans quelques rares souffleries. C'est ainsi, par exemple, qu'une demi-maquette à l'échelle réelle du MIRAGE III-V a pu être étudiée très en détail à MODANE à la paroi de la grande soufflerie transsonique de 8 m (fig. 47)

Mais de telles expériences, évidemment exceptionnelles, ne peuvent intervenir qu'après une étude très minutieuse à échelle plus modeste.

On sait qu'alors le problème de la simulation des jets et de la prise d'air soulève souvent de grandes difficultés. [62, 65].

Dans les souffleries subsoniques de taille courante (veine de 3 à 4 m) on peut dans certains cas particuliers utiliser des microréacteurs comportant un compresseur actionné par moteur électrique de caractéristiques débit-pression convenables ; à l'A.V.A. de GÖTTINGEN, par exemple [63] a été mis au point un microréacteur représenté fig. 48 ; il a permis d'étudier dans d'excellentes conditions le fonctionnement simultané de la prise d'air et des jets dans les essais cités plus haut, réf. [58]. Des solutions analogues utilisant une turbine à air ont aussi été parfois mises en oeuvre.

Mais l'échelle minimale de ces dispositifs n'est généralement acceptable que si le réacteur est intégré au fuselage. Si les nacelles sont montées en pod (cas de l'AIRBUS par exemple) il est à peu près toujours indispensable de procéder par artifices :

- on étudie d'abord séparément les effets de la prise d'air actionnée par un extracteur aval, puis ceux du jet alimenté en air comprimé par une canalisation latérale (fig. 49) ou une canalisation amont (fig. 50),

- les caractéristiques principales du modèle muni de nacelles perméables ou partiellement motorisées à l'aide d'une trompe à air comprimé sont ensuite mesurées. (fig. 51)

On procède alors par superposition des effets élémentaires ainsi constatés ; on peut de cette manière dégrossir rapidement tous les problèmes pratiques au stade de l'avant projet, mais il n'est pas toujours certain que l'on atteigne ainsi la grande précision requise actuellement dans les problèmes d'optimisation" [64].

La prévision correcte des effets de l'écoulement interne sur les performances d'un avion reste donc encore un problème largement ouvert tant à la recherche fondamentale qu'à la recherche appliquée.

REFERENCES -

- [1] H.B. SQUIRE
Jet flow and its effects on Aircraft
Aircr. Engin. XXII, n° 253 - March 1950 pp 62-67
- [2] D. KÜCHEMANN - J. WEBER
Aerodynamics of Propulsion
McGRAW-HILL - Publ. Aeron. Sc. (1953).
- [3] P. CARRIERE
Interaction de l'écoulement externe et de l'écoulement interne à la sortie d'un réacteur, aux vitesses transsoniques et supersoniques.
Journées Intern. Sc. Aéron. PARIS (1957).
Comptes-rendus (1ère partie) - ONERA 1957.
- [4] W.E. MOECKEL
Approximate method for predicting Form and location of detached shock waves Ahead of Plane or Axially Symmetric Bodies.
TN 1921, July 1949, NACA
- [5] M. FENAIN
Etude théorique de prises d'air à rampe dièdre d'envergure finie en régime supersonique
N.T. O.N.E.R.A. n° 117 (1968).
- [6] R.V. OSNON
Improved Methods of Spillage Drag Prediction for Two-Dimensional Inlets
Journ. Aircraft 5, n° 3 - May-June 1968
pp. 254-260.
- [7] H.H. PEARCEY
The aerodynamic design of section shapes for swept wings.
Advances in aeronautical sciences (Vol.3)
Pergamon Press Ltd - Londres (1962)
- [8] F.T. RALL Jr.
Aircraft and Propulsion operational considerations related to inlet design.
AGARD - Conf. Proc. n° 27 (1967).
- [9] J. WILLIAMS
The Aerodynamics of the VTOL Aircraft.
AGARD VKI Lecture series 9 (MAY 1968).
- [10] J. VON NEUMANN and R.D. RICHTMYER
A method for the numerical calculation of hydrodynamic shocks
Journal of applied physics - Vol. 21 - March 1950.
- [11] P. CARRIERE
Calcul numérique d'un écoulement compressible stationnaire (x,y) comme limite d'un écoulement instationnaire (x,y,t)
C.R. Ac. des Sc. t. 266 n° 19 - 1968
- [12] P. CARRIERE - Cl. CAPELIER
Application de la méthode des caractéristiques instationnaires au calcul numérique d'un écoulement permanent compressible.
AGARD F.D.P. Spec. Meeting - Paris - Sept. 1968
ONERA T.P. n° 630.
- [13] S. GOLDSTEIN
Modern Developments in Fluid Dynamics
Oxford Univ. Press, London - 1938
- [14] H. SCHLICHTING
Boundary Layer Theory.
McGRAW HILL - N.Y. (1960).
- [15] L.J. CRANE
The laminar and turbulent mixing of jets of compressible Fluid.
Part II - Journ. Fl. Mech. n° 3 - 1957.
- [16] L. TING - P. LIBBY
Remarks on the eddy viscosity in compressible mixing flows.
J. Aeron. Sc. Vol. 27 - 1960
- [17] P.A. LIBBY
Theoretical analysis of turbulent mixing of reactive gases with application to supersonic combustion of hydrogen
ARS Journ. 32 n° 3 (March 1962)
- [18] S.I. PAI
On turbulent jet mixing of two gases at constant temperature
J. Appl. Mech. 22 (1955)
- [19] G.N. ABRAMOVITCH
The theory of turbulent jets
Transl. MIT Press - 1963
- [20] A.C. VICTOR
An analytical approach to the turbulent mixing of coaxial jets
U.S. N.O.TS Oct. 1966
- [21] H.H. KORST - W.L. CHOW
Non isoenergetic turbulent (Prt = 1) jet mixing between two compressible streams at constant pressure.
NASA CR 419 (1966)

- [22] P.T. BAUER - G.W. ZUMMALT - L.J. FILA -
A numerical method and an extension of the KORST jet mixing theory for multispecies turbulent jet mixing
AIAA Paper n° 68-112.
- [23] F.N. KIRK
An approximate theory of base pressure in two-dimensional flow at supersonic speed.
R.A.E. Tech. N. Aero. 2377 - Dec. 1959.
- [24] M. SIRIEIX - J.L. SOLIGNAC
Contribution à l'étude expérimentale de la couche de mélange turbulent isobare d'un écoulement supersonique.
ONERA T.P. 327 (1966)
AGARD Conférence Proceedings n° 4 (1966).
- [25] R.C. MAYDEW - J.F. REED
Turbulent mixing of axisymmetric compressible jets with quiescent air.
Res. Rep. Sc. 4764 (RR) SANDIA Corp. - Marh 1963
- [26] R.S. CHANNAPRAGADA - J.P. WOOLEY
Turbulent mixing of Parallel compressible free-jets.
AIAA Paper n° 65-606 - June 1965.
- [27] I.E. ALBER - L. LEES
Integral theory for supersonic turbulent base flows.
AIAA Journ. 6 n° 7 (July 1968) pp. 1343 - 1351.
- [28] L.J.S. BRADBURY - M.N. WOOD
The static pressure distribution around a circular jet exhausting normally from a plane wall into an airstream
A.R.C. Cur. Pap. n° 822 (1965)
- [29] D.R. CHAPMAN - D.M. KUEHN - H.K. LARSON
Investigations on separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition.
NACA Rep. 1356 (1958).
- [30] H.H. KORST - R. PAGE - M. CHILDS
A theory of base pressure in transsonic and supersonic flow.
METN 392 - Univ. Illinois (1955)
- [31] J. ERDOS - A. PALLONE
Shock boundary layer interaction and flow separation.
R.A.D. - T.R. 61-23 - AVCO Corp. (Aug.1961)
- [32] P. CARRIERE
Recherches sur les décollements dans les tuyères propulsives.
Symposium Coanda - Bucarest 1967
T.P. ONERA n° 506 (1967)
- [33] P. CARRIERE - M. SIRIEIX - J. SOLIGNAC
Propriétés de similitude des phénomènes de décollement laminaire ou turbulent en écoulement supersonique non uniforme.
XII^e Intern. Congress Appl. Mech. - Stanford 1968 (ONERA - "Rech. Aér" à paraître)
- [34] P. CARRIERE - M. SIRIEIX
Facteurs d'influence du recollement d'un écoulement supersonique.
X^e Intern. Congress Appl. Mech. Stresa 1960
ONERA - T.P. Publication n° 102
- [35] J. NASH
An analysis of twodimensional turbulent base flow including the effect of the approaching boundary layer.
N.P.L. Aero Rep. 1036 (1962).
- [36] P. CARRIERE - M. SIRIEIX
Résultats récents dans l'étude des problèmes de mélange et de recollement.
ONERA T.P. n° 165
XI^e Intern. Congress Appl. Mech. - Munich (1964)
- [37] M. SIRIEIX - J. MIRANDE - J. DELERY
Expériences fondamentales sur le recollement d'un jet supersonique.
AGARD F.D.P. Spec. Meeting, VKI - May 1966.
(AGARD Conférence Proceedings n° 4 (1966)
ONERA T.P. n° 326)
- [38] P. CARRIERE
Recherches récentes effectuées à l'O.N.E.R.A. sur les problèmes de recollement.
7^{ème} Symp. Mec. Fl. Jurata - Sept. 1965
ONERA T.P. 275 (1965).
- [39] R. JORDINSON
Flow in a jet Directed normal to the wind.
A.R.C. Rep. & Mem. n° 3074 (1958).
- [40] A.G. HURN - G.A. ACKERS
Notes on the effect of a jet emerging from a surface in the presence of a mainstream flow
Boulton Paul Airc. Ltd T.N. n° 5 (1955)
- [41] J.F. MEFFER - W.D. BAINES
The round turbulent jet in a cross-wind.
J. Fl. Mech. 15 (1963)

- [42] Ya. M. VIZEL - I.L. MOSTINSKII
Deflection of a jet injected into a stream.
Soviet J. of Engineering Physics Vol. 8 n° 2
(fév. 1965).
- [43] C.T. CROWE - H. RIESEBIETER
An analytic and experimental study of jet
deflection in a cross-flow.
AGARD Cont. Proc. n° 22 (Sept. 1967).
- [44] P.T. WOOLER - G.H. BURGHARDT - J.T. GALLAGHER
Pressure distribution on a rectangular wing
with a jet exhausting normally into an airstream.
J. Aircraft 4 n° 6 (Nov.-Dec. 1967)
- [45] I. WYGNANSKI
The effect of jet entrainment on loss of thrust
for a two dimensional symmetrical jet flap
airfoil.
The aeron. Quart. XVII - Fevr. 1966 - Part. 1
- [46] N.A. DIMMOCK
An experimental introduction to the jet flap
Some Further jet flap experiments.
ARC Cur. Pap. 344, 345 (1956).
- [47] G.I. TAYLOR
Flow induced by jets.
J.A.S. 25 n° 7 (July 1958) pp. 464 - 465
- [48] D. MIGDAL - J.J. HORGAN
Thrust nozzles for supersonic transport aircraft.
ASME paper 63 - AHGT 73 (1963).
- [49] M.V. HERBERT
Centre body nozzles for supersonic transport
aircraft.
Journ. Roy. Aero. Soc. n° 673 - pp. 14 à 21
(Janv. 1967).
- [50] P. CARRIERE - J.M. HARDY - M. SIRIEUX
Problèmes d'adaptation d'une tuyère.
AGARD P.E.P. Spec. Meeting - Toulouse (Sept. 1968)
ONERA - T.P. n° 600.
- [51] D.J. RANEY - A.G. KURN - J.A. BAGLEY
Wind tunnel investigation of jet interference
for underwing installation of high by-pass
ratio engines.
R.A.E. - Tech. Rep. 68 049 (1968).
- [52] I. WYGNANSKI
The flow induced by twodimensional and axisymme-
tric turbulent jets issuing normally to an
infinite plane surface.
Mech. Eng. Res. Lab. MCGILL Univ. Rep. n° 63-12
(Dec. 1963).
- [53] L.J.S. BRADBURY - M.N. WOOD
The static pressure distribution around a circu-
lar jet exhausting normally from a plane wall
into an airstream.
A.R.C. Cur. Pap. n° 822 (1965)
- [54] J. WILLIAMS - M.N. WOOD
Aerodynamic interference effects with jet lift
V/STOL Aircraft, under static and forward-speed
conditions.
Z.F.W. 15 Heft.7 (1967)
- [55] R.E. KUHN - M.O. Mc KINNEY
NASA research on the aerodynamics of jet VTOL
engine installations.
AGARDograph 103 - Paris 1965 - pp. 689-713
- [56] P.T. WOOLER
On the flow past a circular jet exhausting at
right angle from a flat plate or wing.
J. Roy. Aeron. Soc. 71 (March 1967) pp. 216-218
- [57] Ph. POISSON-QUINTON
Note sur les recherches fondamentales de l'ONERA
concernant les interactions aérodynamiques au
voisinage de jets sustentateurs.
AGARD E.M.P. Spec. Meeting - Göttingen (1967)
- [58] H. FUTTERER - L. HARMS
Jet interference measurements on a VTOL model
with jet simulation by fans
AGARD Conf. Proc. n° 22 (Sept. 1967)
- [59] I. WYGNANSKI - B.G. NEWMAN
The effect of jet entrainment on lift and
moment for a thin aerofoil with blowing.
The Aeron. Quart. May 1964 pp. 122-150.
- [60] L.B. GRATZER - I.J. O'DONNELL
Development of a BLC high lift system for
high-speed airplane
J. Aircraft 2 n° 6 (Nov. Dec. 1965) pp. 477-484
- [61] J.H. PATERSON
Aerodynamic design Features of the C5 A*
(LOCKHEED GALAXY)
Aircr. Engin. June 1968 pp. 8-15
- [62] M. PINDZOLA
Jet simulation in ground test facilities
AGARDograph 79 (Nov. 1963)
- [63] F.W. RIEGELS
A.V.A. Aerodynamische Versuchsanstalt
Göttingen E.V. - Abteilung Aerodynamik
Tätigkeitsbericht 1967 p. 12-13

[64] Ph. POISSON-QUINTON - M. VINCENT de PAUL -
E. ERLICH
Contribution à l'étude aérodynamique d'un avion
du type Airbus.
6ème ICAS - Munich - Sept. 1968

[65] C.G. HODGE - V. SALEMANN
Aerodynamic performance testing using wind-
tunnel models and blown nacelle engine simulators
AIAA Pap. n° 68-396 (avril 1968)

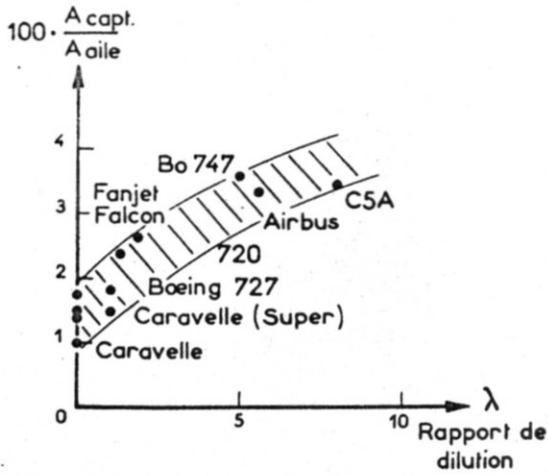


Fig.1. Rapport de la surface de captation et de la surface de l'aile en fonction du rapport de dilution

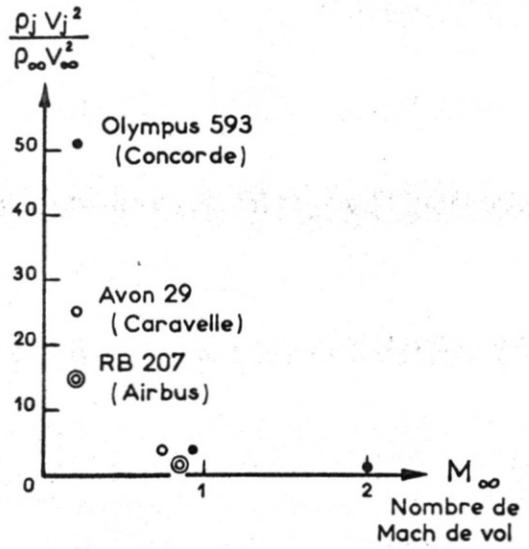


Fig.2. Valeurs typiques du paramètre

$$\frac{\rho_j V_j^2}{\rho_\infty V_\infty^2}$$

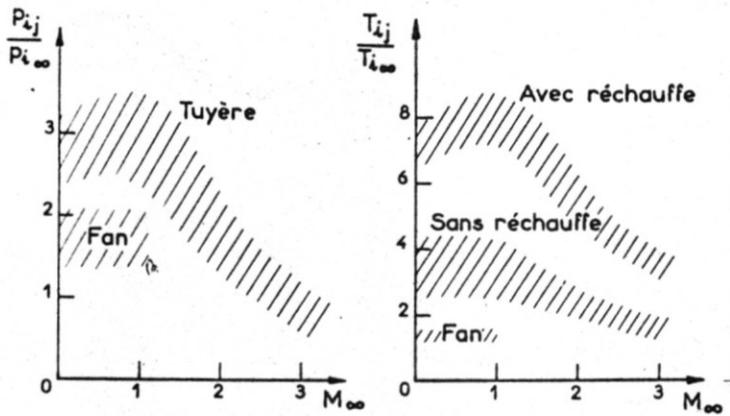


Fig.3. Domaines de pressions et températures génératrices de jets de réacteurs actuels

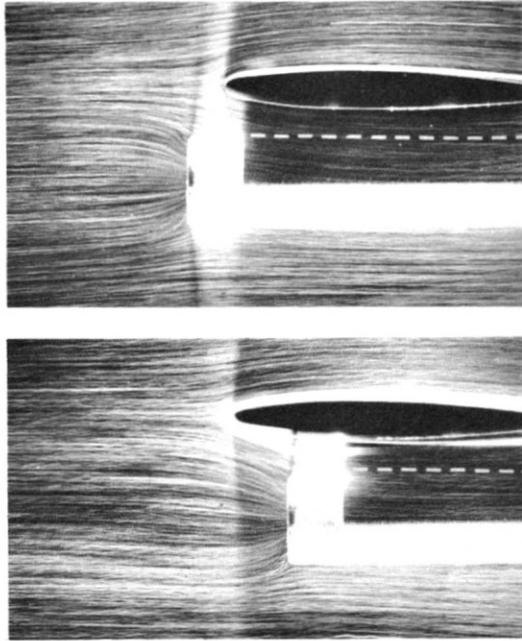
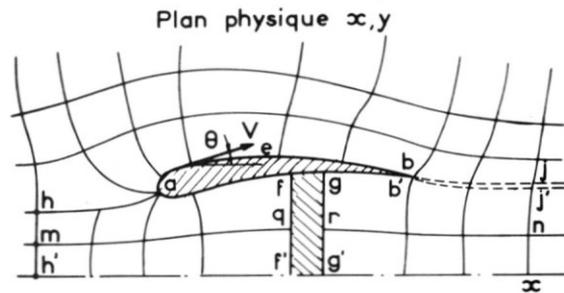


FIG.4 - EFFET D'ASPIRATION DE LA PRISE D'AIR SUR L'ÉCOULEMENT AU BORD D'ATTAQUE A FAIBLE VITESSE



Plan transformé X, Y

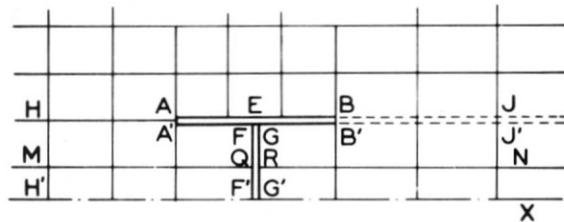
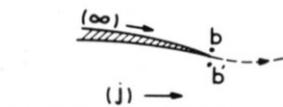


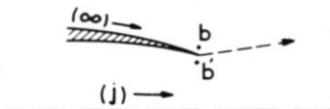
Fig.5. Transformation de coordonnées pour le calcul numérique de l'écoulement interne et externe d'un turbofan schématisique

1^{er} cas: parois tangentes et $0,528 p_{ij} \leq p_{i\infty}$



b, b' réguliers $\Rightarrow 0 < M_{b'}, M_b < 1$
 $p_b = p_{b'}$,
indéterminé a priori

2^e cas: parois sécantes ou $0,528 p_{ij} > p_{i\infty}$



b : point d'arrêt $\Rightarrow p_b = p_{i\infty} = p_{b'}$
 b' : point régulier si $0,528 p_{ij} \leq p_{i\infty}$
point supersonique si $0,528 p_{ij} > p_{i\infty}$

Fig.6 - Conditions de confluence en vol subsonique

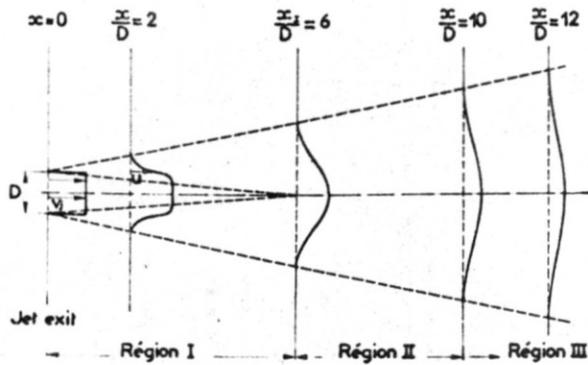


fig. 7 - Schéma de développement d'un jet libre

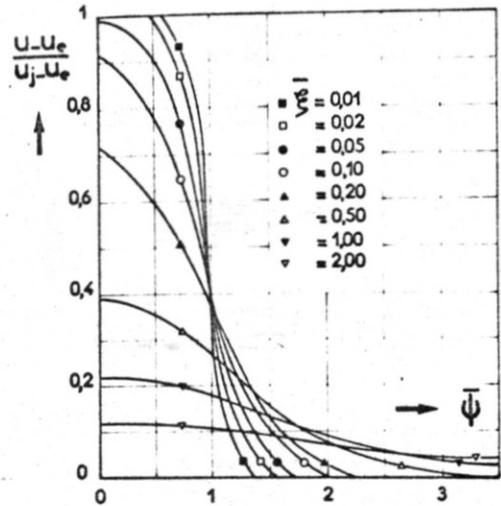
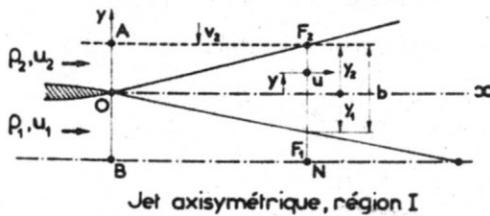


fig. 8 - Distribution des vitesses réduites à différentes distances aval (P. LIBBY)



Jet axisymétrique, région I

Hypothèses

$$A_1) \frac{u_1 - u(y)}{u_1 - u_2} = (1 - \eta^{3/2})^2 \quad \eta = \frac{y_2 - y}{y_2 - y_1}$$

$$A_2) \frac{db}{dx} = C \cdot \frac{u_1 - u_2}{\frac{\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2}{\frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)}} \quad C = \begin{cases} 0,22 \\ 0,27 \end{cases}$$

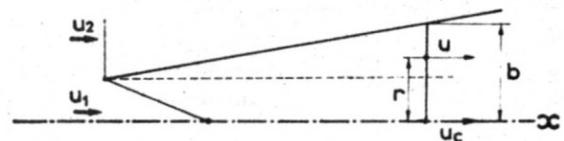
$$A_3) \frac{T_{i1} - T_i(y)}{T_{i1} - T_{i2}} = 1 - \eta$$

3 inconnues : y_1, y_2, v_2

3 équations de conservation + A₂

- débit $Q(A, O, B, N, F_1, F_2, A) = 0$
- quantité de mouvement axiale $I(\quad \quad) = 0$
- flux d'enthalpie $H(\quad \quad) = 0$

fig. 9a - THÉORIE D'ABRAMOVITCH



Jet axisymétrique, région III

Hypothèses

$$A'_1) \frac{\Delta u}{\Delta u_c} = \frac{u_c - u(r)}{u_c - u_2} = (1 - \eta^{3/2})^2 \quad \text{avec } \eta = \frac{r}{b}$$

$$A'_2) \frac{db}{dx} = C \cdot \frac{u_c - u_2}{\frac{\rho_c u_c + \rho_2 u_2}{\frac{1}{2}(\rho_c + \rho_2)}}$$

$$A'_3) \frac{T_{ic} - T_i(r)}{T - T_{i2}} = \sqrt{\frac{\Delta u}{\Delta u_c}}$$

3 inconnues : u_c, T_{ic}, b

3 équations utilisées :

- conservation de la quantité de mouvement
- conservation de l'enthalpie
- A'₂

fig. 9b - THÉORIE D'ABRAMOVITCH

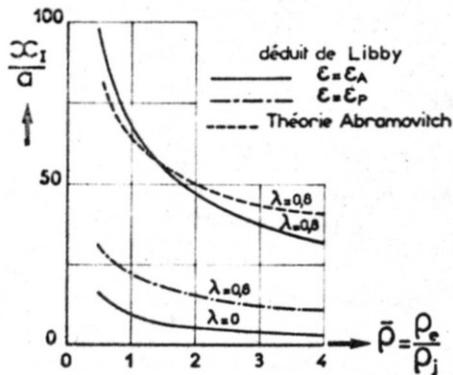


fig.10 - Variation de la longueur de la région I en fonction de $\lambda = \frac{u_e}{u_j}$ et de $\bar{\rho} = \frac{\rho_e}{\rho_j}$

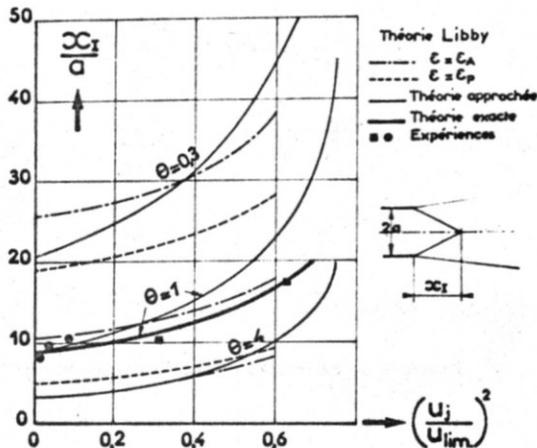


fig.11 - Longueur de la région I en fonction du carré du nombre de Crocco $(\frac{U_j}{U_{lim}})^2$ du jet dans l'air au repos et du paramètre $\theta = \frac{T_{ij}}{T_{ie}}$

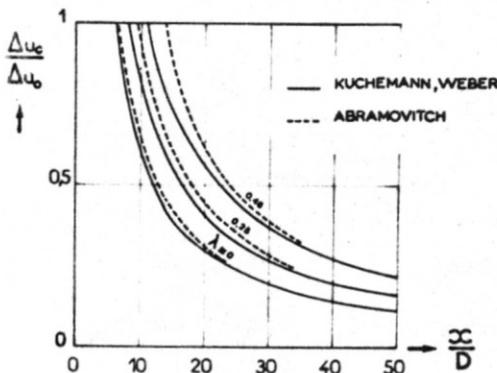


fig.12 - Variation de l'excès de vitesse axiale $\Delta u_c = u_c - u_{ext.}$ dans la région III en fonction de la distance réduite pour diverses valeurs de $\lambda = \frac{u_{ext.}}{u_j}$ (jet axisymétrique froid, $\frac{\rho_e}{\rho_j} = 1$)

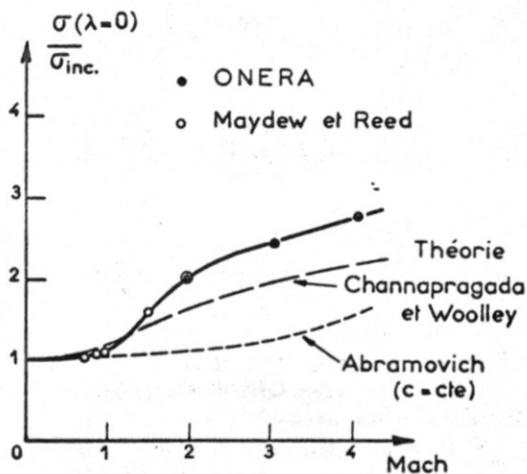
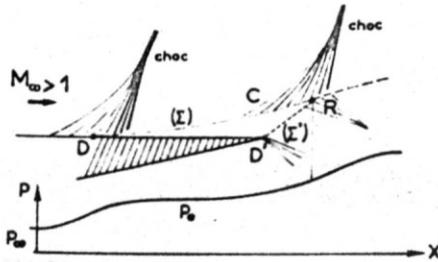


Fig.13. Coefficient de mélange turbulent σ dans l'air au repos

a) décollement libre



b) décollement imposé

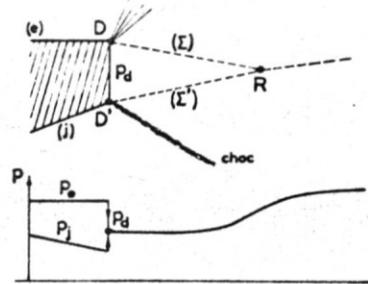


Fig 14 Décollement turbulent supersonique

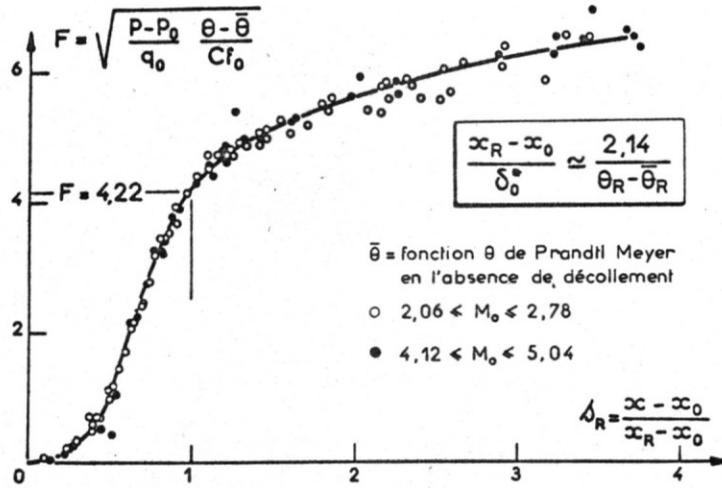
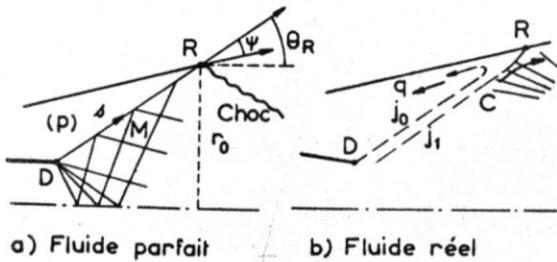


Fig.15. Lois générales du décollement turbulent supersonique



$$\Psi = \bar{\Psi}_{\text{korsal}}(M) + \text{arc tg} \left[\left(1 + \frac{\delta}{r_0} \sin \theta_R \right) \chi(M) \right] + \frac{\Psi'(M)}{\delta + x_0} \left(\frac{q}{\rho_0 u_0} - \frac{i}{\rho_0 u_0^2} - \delta_D^{**} \right)$$

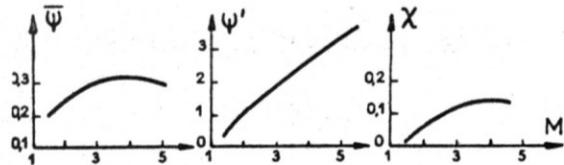


Fig.16. Critère de recollement
Ecoulement axisymétrique supersonique

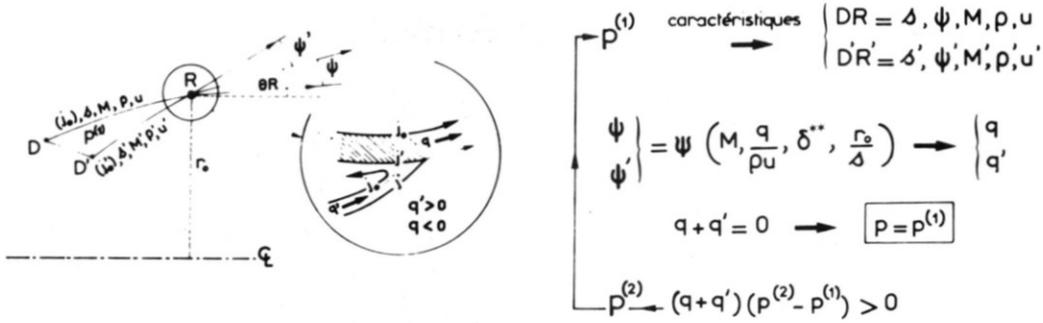


fig.17 - Calcul d'une zone décollée en écoulement supersonique

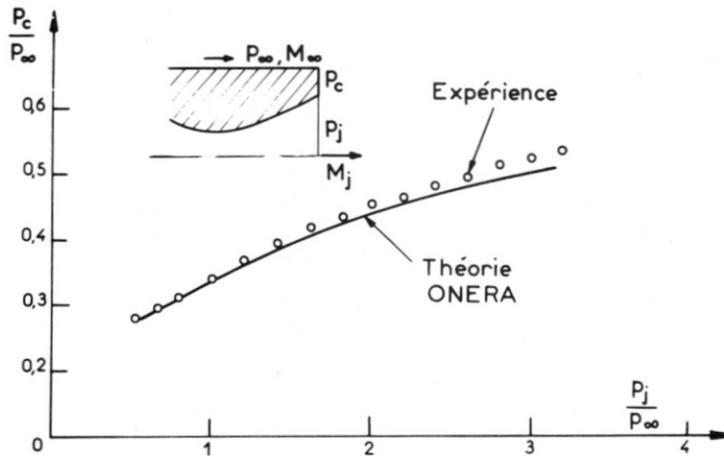
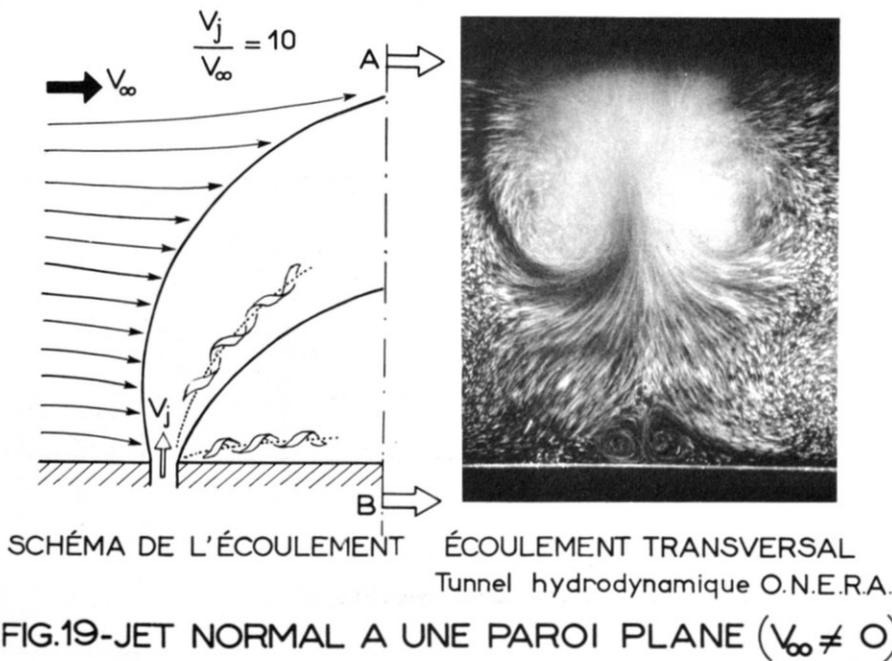
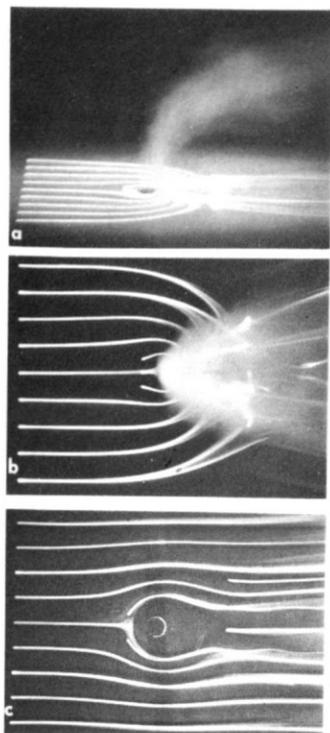


Fig.18. Exemple de calcul de décollement de part et d'autres d'un culot - $M_\infty = 1,92$ $M_j = 2,49$





} D'un jet normal
 ($V_j/V_\infty = 5$)

FIG.20 - EFFETS SUR L'ÉCOULEMENT PARIÉTAL

D'un obstacle solide

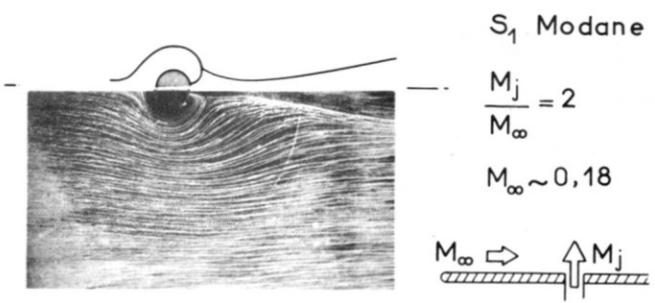


FIG.21 - RECHERCHES SUR LES JETS PORTANTS

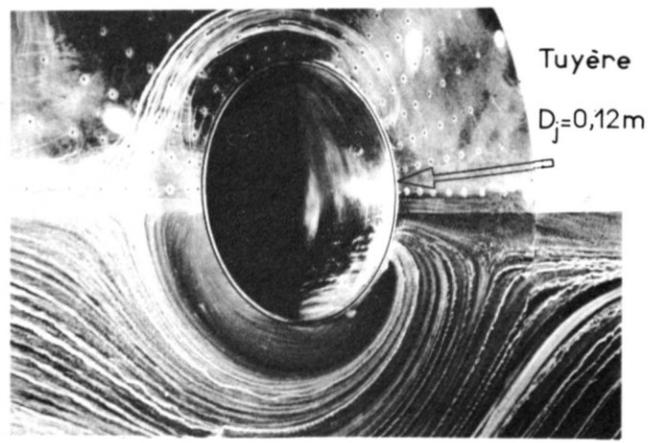


FIG.22 - TRAJECTOIRE D'UN JET DANS UN ÉCOULEMENT TRANSVERSAL.

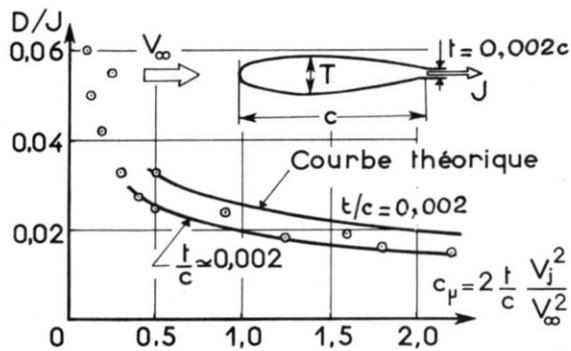
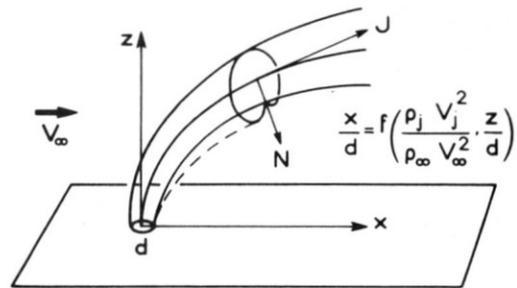


FIG.23a - PERTES DE POUSSÉE D'UN JET AXIAL, DUES A L'EFFET D'ENTRAÎNEMENT

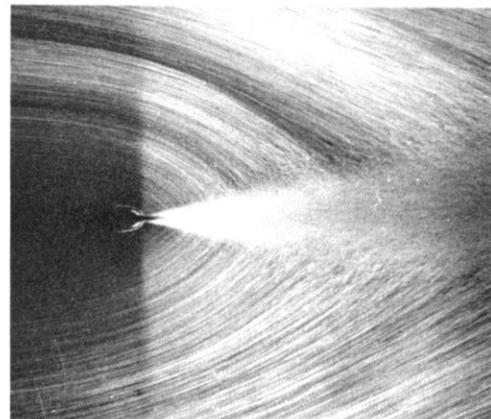


FIG.23 b - $c_\mu \approx 6$

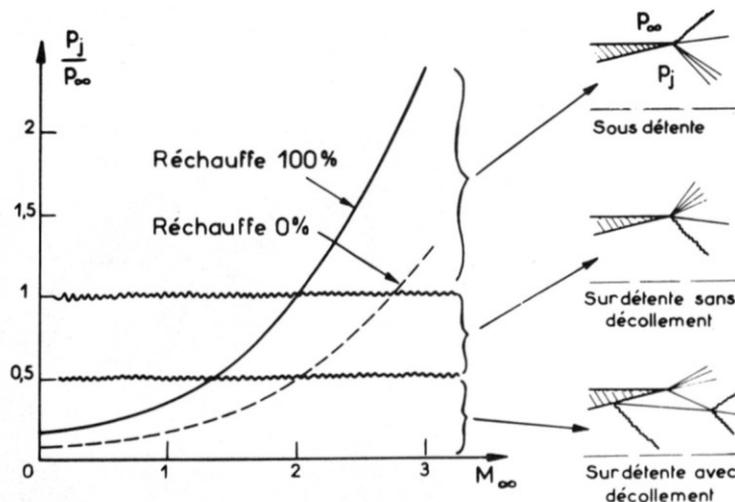


Fig. 24. Avion Mach 3, comportement du jet à la sortie de tuyère (géométrie fixe)

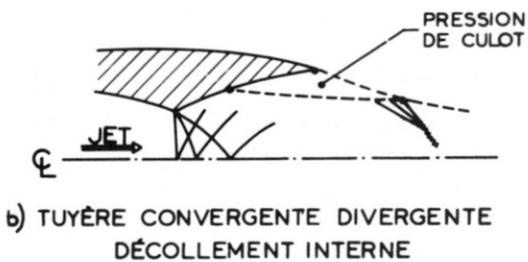
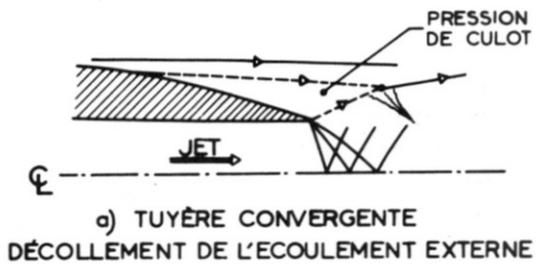


FIG. 25_ CONFLUENCE AVEC
DÉCOLLEMENT EN VOL

$$M_{\infty} < 1$$

Blow-in doors



Géométrie variable et blow-in doors



Contrôle de couche limite

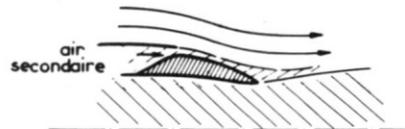


FIG. 26_ DISPOSITIFS POUR
ÉVITER LA SURDÉTENTE

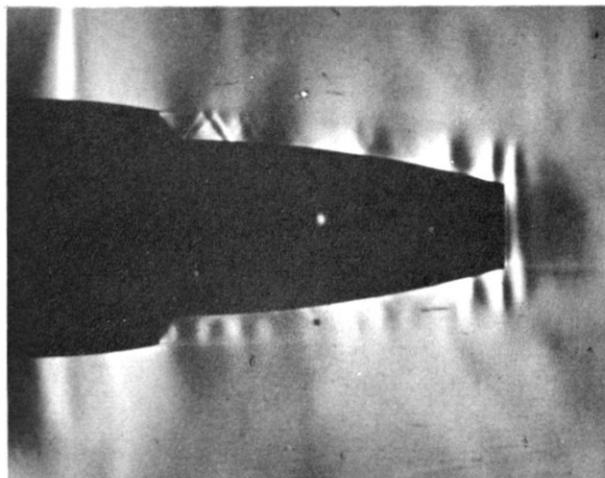
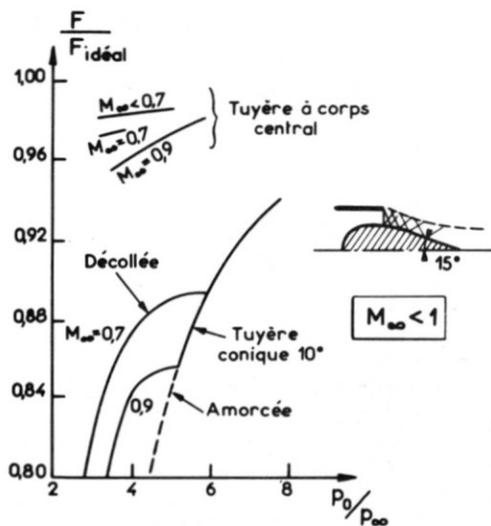
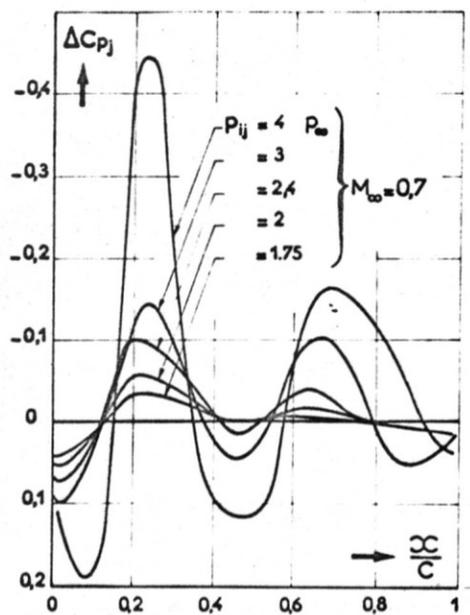
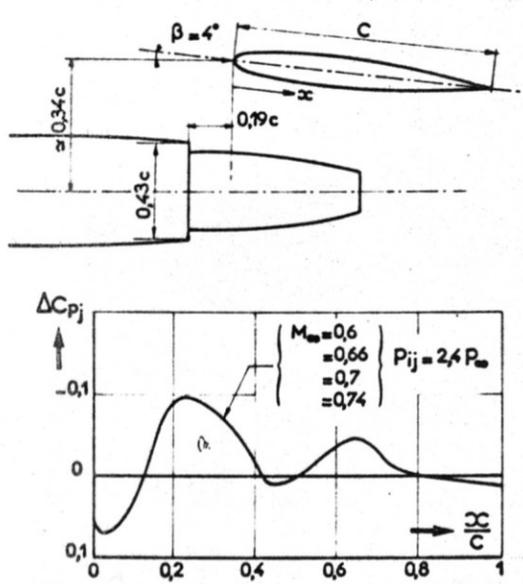
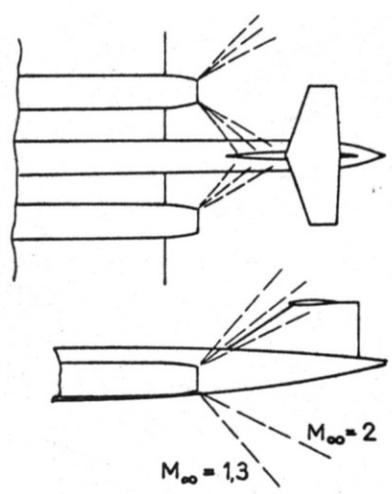
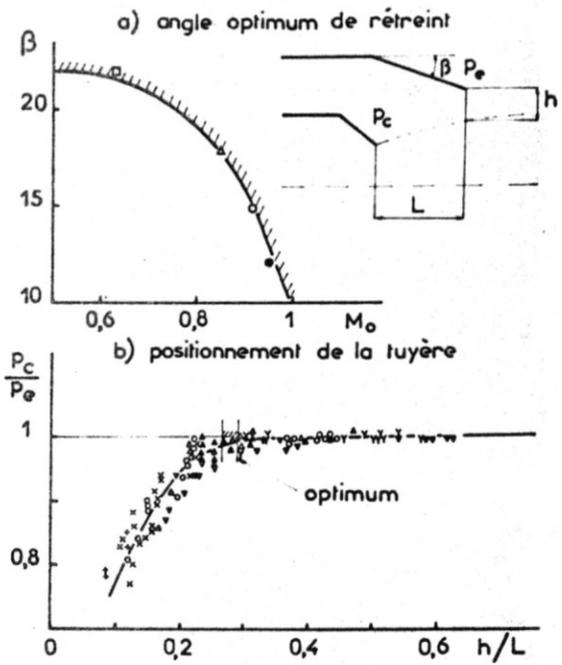


FIG. 28_ JET D'UN RÉACTEUR A
DOUBLE FLUX DANS UN ÉCOU-
LEMENT EXTÉRIEUR TRANS-
-SONIQUE.



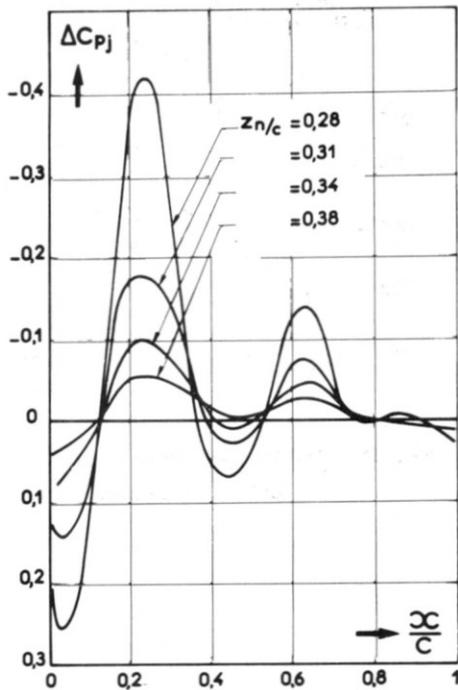


fig.31c - Effet d'un jet sous l'aile d'un avion type Airbus (effet de l'intervalle entre le jet et l'aile)

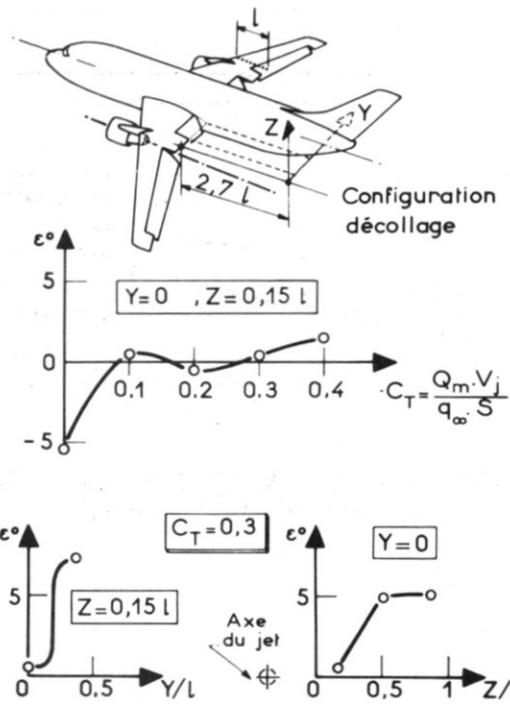
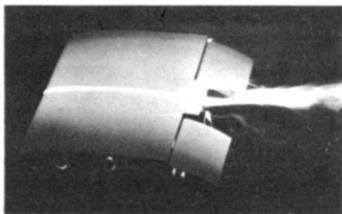
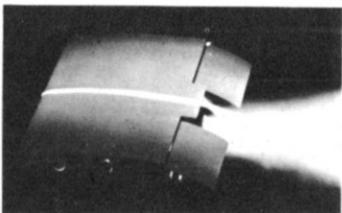


FIG. 32 - EFFET D'UN JET SUR LA DÉFLEXION AU DROIT DES EMPENNAGES



Sans jet



Avec jet

FIG. 33 - ACTION D'UN JET SUR LE TOURBILLON MARGINAL D'UNE GOUVERNE

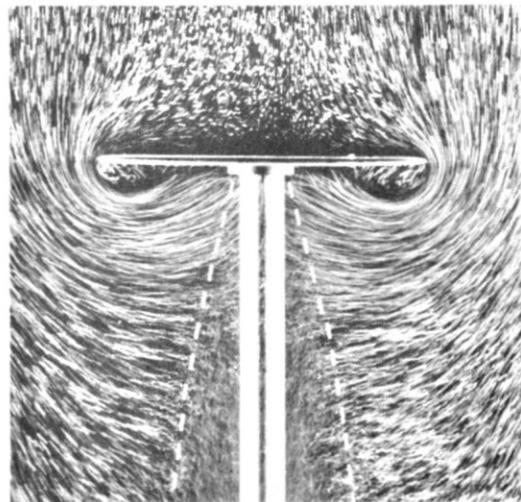


FIG.34 - EFFET DE DOUCHE SUR UNE PLAQUE LIMITÉE $V_\infty = 0$

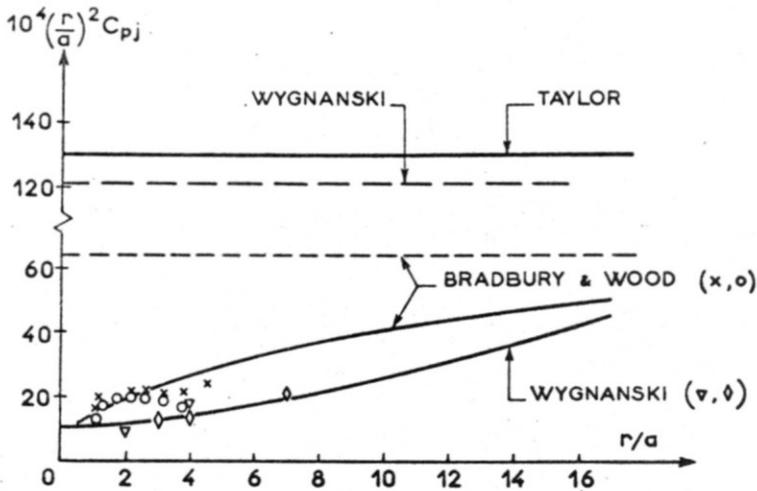


FIG.35-EFFET DOUCHE D'UN JET CIRCULAIRE SUR UNE PLAQUE NORMALE ILLIMITÉE

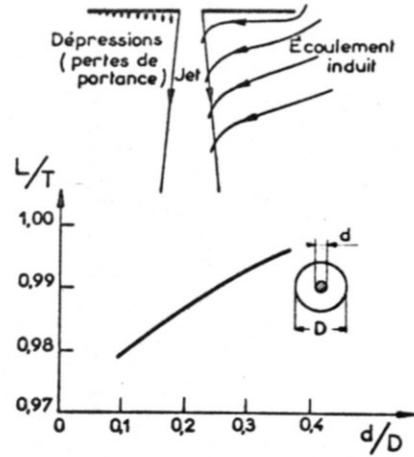
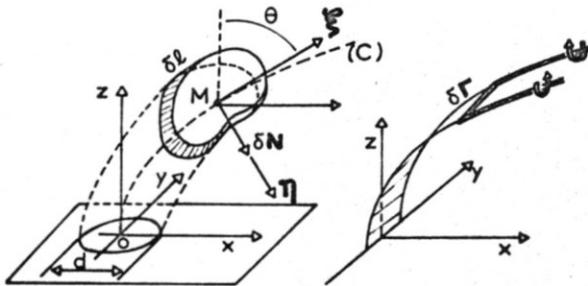


Fig.36. Perte de portance d'un jet circulaire



(C) $\frac{x}{d} = f\left(\frac{z}{d}\right) \quad \overline{OM} = l$
 $\delta N = \eta \frac{J \delta l}{R} = \eta J \delta \theta = \rho V_{\Lambda} \delta \Gamma_{ext.}$

Hypothèses

- 1- (C) Donné
- 2- $\rho_j V_j^2 S_j = J(l) = \text{Constante}$
- 3- $\rho V_{ext.} = \rho V_{\infty} \cdot \xi$

$$\Gamma(l) = \frac{J}{\rho_{\infty} V_{\infty}} [\theta(l) - \theta(0)]$$

Fig.37 - THÉORIE DE LA NAPPE TOURBILLONNAIRE DE WOOLER.

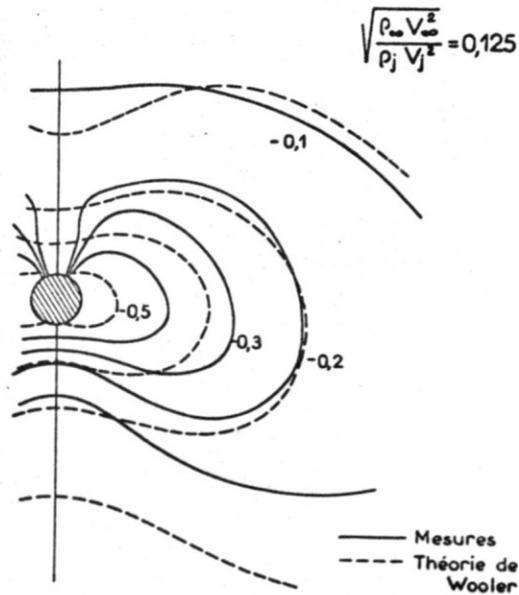


Fig.38. Vérification expérimentale de la théorie de Wooler

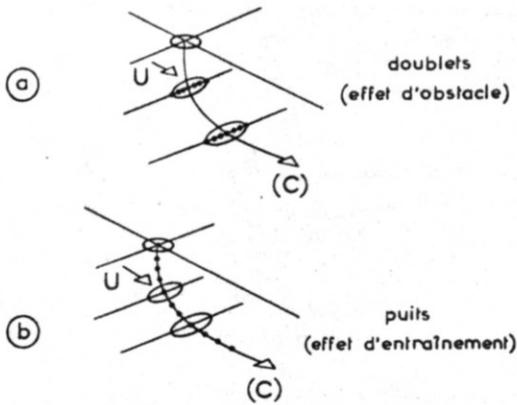


Fig. 39 - REPRÉSENTATION DU JET D'APRÈS WOOLER, BURGHARD, GALLAGHER.

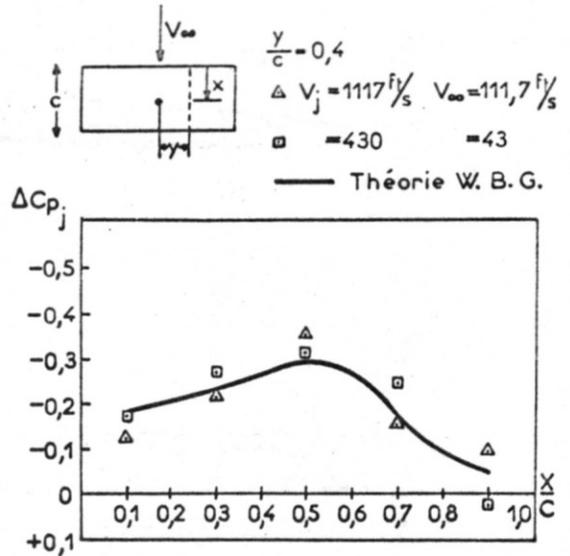


Fig. 40 - PRESSIONS INDUITES SUR UNE AILE RECTANGULAIRE PAR UN JET NORMAL AU VENT. $\frac{V_j}{V_{\infty}} = 10$.

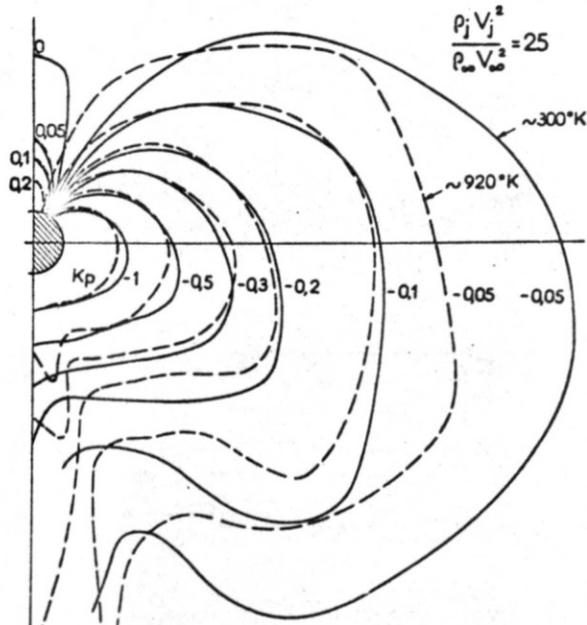


Fig. 41 - Comparaison des pressions induites sur la paroi par un jet chaud et un jet froid (Essais à S1 Modane)

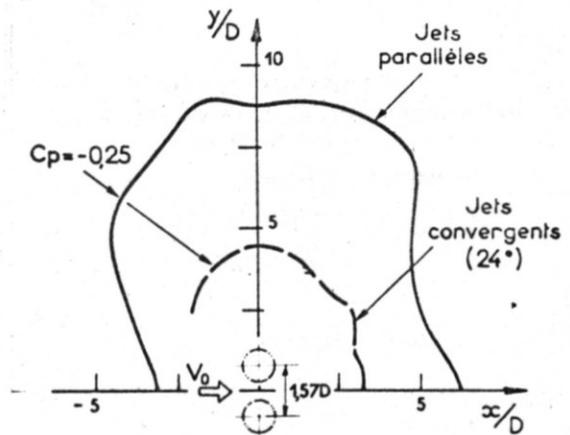


Fig. 42 - Effet favorable de la convergence de deux jets portants juxtaposés

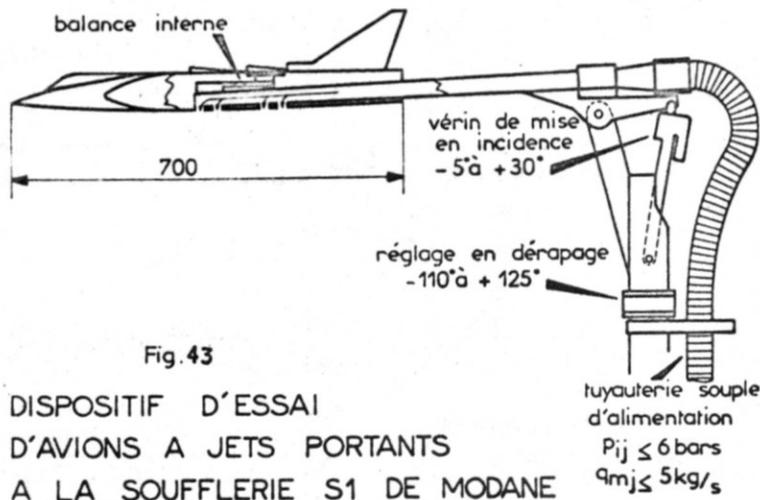


Fig. 43
DISPOSITIF D'ESSAI
D'AVIONS A JETS PORTANTS
A LA SOUFFLERIE S1 DE MODANE
 $P_{ij} \leq 6 \text{ bars}$
 $q_{mj} \leq 5 \text{ kg/s}$

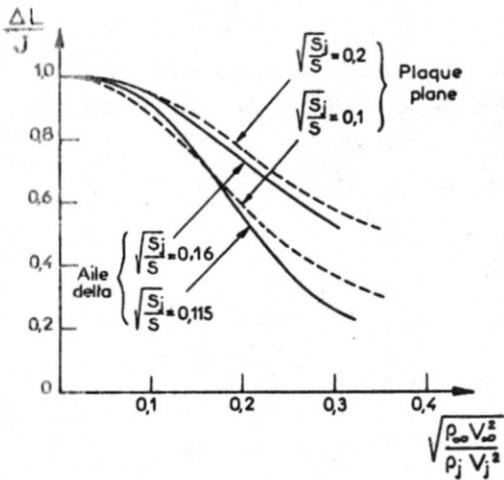


Fig. 44. Comparaison des pertes de portance mesurées directement ou calculées d'après les mesures de pression sur une plaque infinie (Jet vertical)

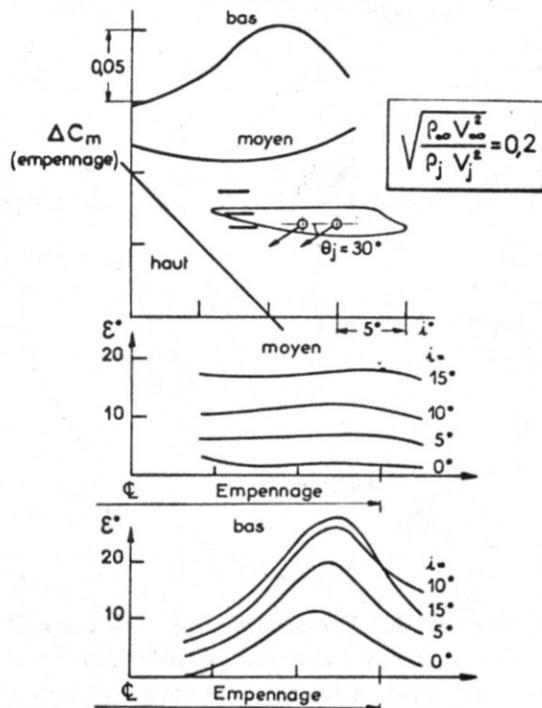


Fig. 45. Deflexions par jets portants sur un empennage

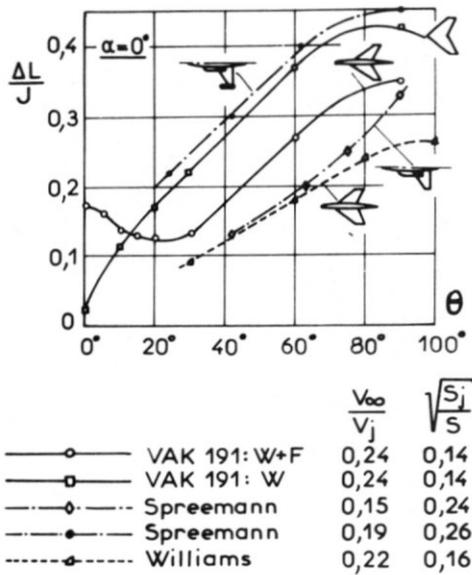


Fig. 46 - PERTES DE PORTANCE D'UNE AILE SOUMISE A UN JET PORTANT DE DIRECTION VARIABLE θ .

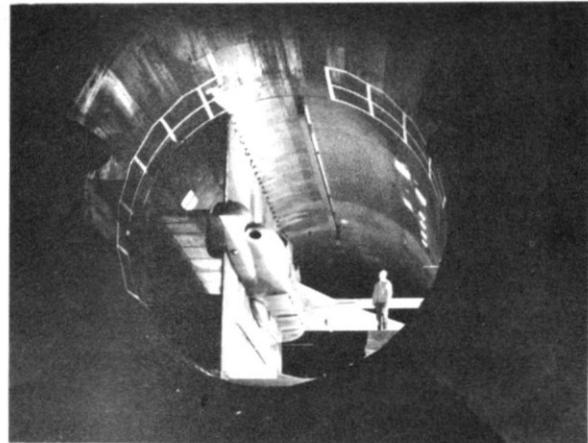


Fig. 47. Demi-maquette du Mirage III V à l'échelle 1 avec réacteurs réels à la paroi de S₁ Modane

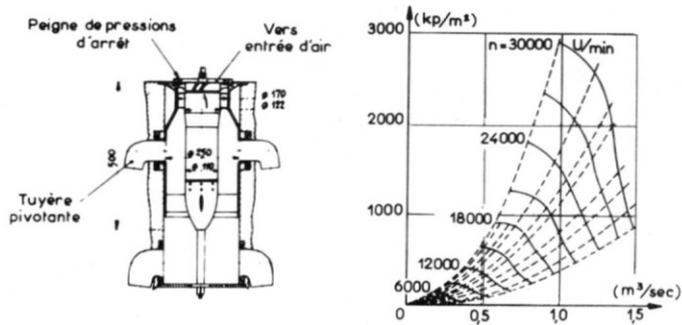
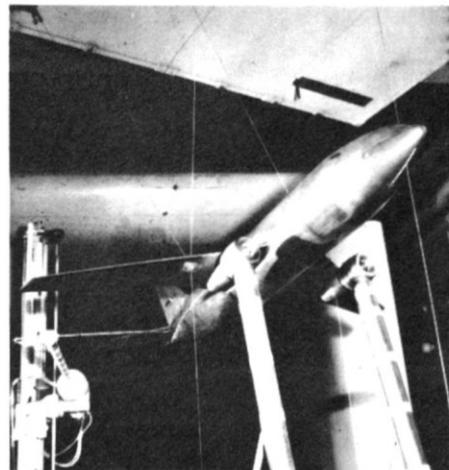


Fig 48. Schéma et caractéristiques du moteur de fuselage à l'AVA. Göttingen pour les essais de décollage vertical [63] à l'aide de tuyères inclinables

Fig. 49. Modèle d'airbus avec simulation du moteur dans la soufflerie de 3m. de l'A.V.A.



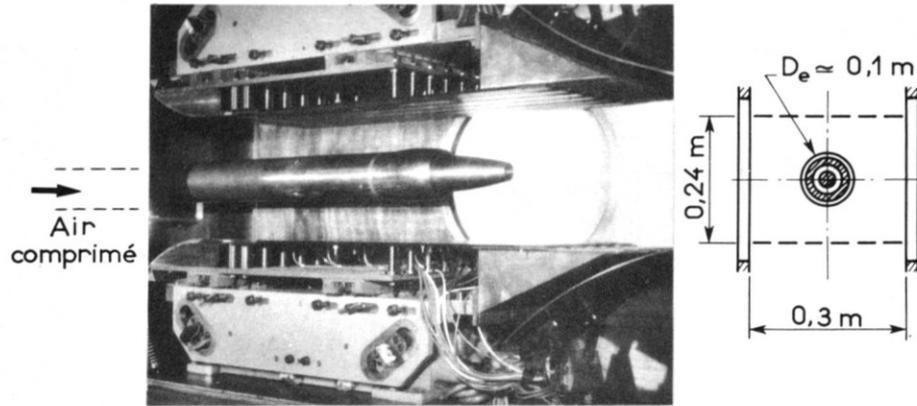


Fig.50- MONTAGE D'ESSAI DE DOUBLE - FLUX
($0,75 < M < 0,95$)

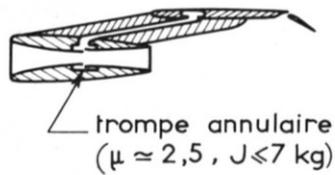
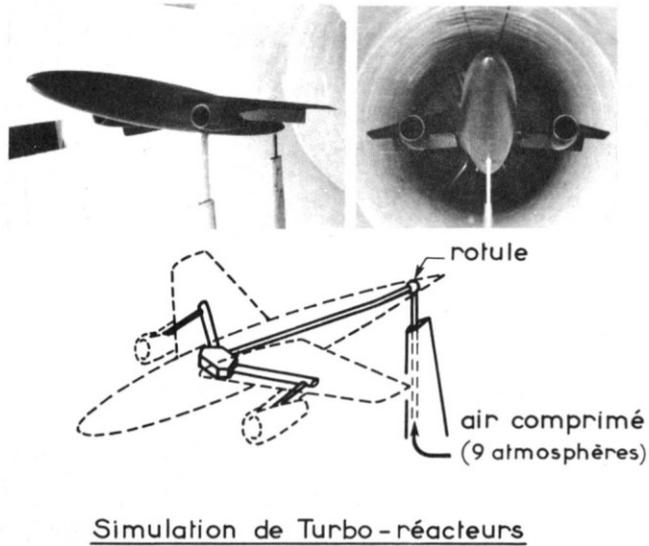


Fig.51 - MONTAGE D'ESSAI DE MAQUETTES
MOTORISÉES
à la soufflerie S_1 de Cannes ($D=3m, V_0 \leq 40 m/s$)