

PROPULSION SUPERSONIQUE PAR TURBORÉACTEURS ET PAR STATORÉACTEURS

Par MAURICE ROY

Membre de l'Académie des Sciences
Directeur Général de l'O.N.E.R.A.

INTRODUCTION

POUR l'obtention de très grandes vitesses, la fusée s'impose sans conteste, et la mise en orbite de satellites artificiels a illustré récemment avec éclat cette aptitude liée à une presque totale indépendance à l'égard du milieu extérieur.

Mais, poussée et consommation des fusées s'étudient par quelques formules simples et déjà classiques, auxquelles il n'y a guère à ajouter.

C'est pourquoi, laissant ce sujet de côté, l'on se restreindra ici à la propulsion supersonique, voire légèrement hypersonique (soit $M_0 \leq 6$ à 7), assurée exclusivement par l'emploi de réacteurs consommant l'air extérieur.

Malgré que la théorie de ces propulseurs soit elle-même déjà très avancée, il ne paraît pas sans intérêt d'en présenter une synthèse générale, comportant quelques éléments nouveaux, notamment quant à la comparaison des divers genres de réacteurs, et visant à dégager les facteurs et coefficients les plus significatifs et les plus commodes, en nombre aussi réduit que possible. Cet effort de condensation tient évidemment compte de l'expérience générale ou personnelle des dernières années.

1. SCHÉMA FONDAMENTAL

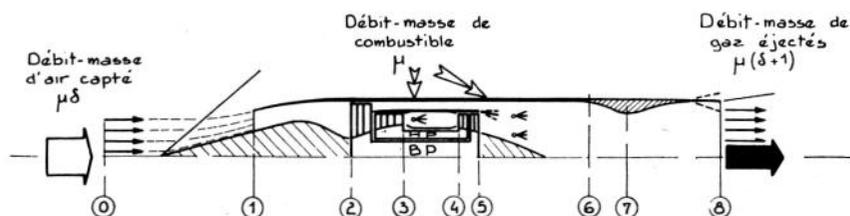


FIG. 1. Schéma fondamental.

Ce schéma est donné par la figure 1, qui représente un réacteur :

(a) à *deux flux*, le flux central traversant un turboréacteur, et le rapport des débits pouvant être choisi quelconque entre zéro et l'infini, les deux cas extrêmes correspondant respectivement à un simple turboréacteur à rechauffe (TRR) et à un simple statoréacteur normal (SRN);

(b) à *deux compressions*, celle du flux extérieur pouvant être amenuecée et supprimée (la figure 1 correspond à l'emploi, tout indiqué ici mais non obligatoire, de deux turbines distinctes pour entraîner séparément les compresseurs BP et HP);

(c) à *confluence organisée* des deux flux à l'aval de la turbine;

(d) à *rechauffe*, entre la confluence précédente et avant le convergent de la tuyère d'éjection;

(e) à *éjection unique*, par tuyère à col.

Dans le fonctionnement en vol *supersonique*, on s'impose que, dans la section d'éjection, la pression propre du jet surpasse la pression ambiante (jet en sous-détente).

Le fonctionnement au *démarrage* ou en *vol subsonique* correspond à des circonstances très passagères. Il peut s'étudier sans difficultés spéciales et n'est pas envisagé dans ce qui suit.

2. DÉFINITIONS PRINCIPALES

2.1. La figure 2, qui se passe de commentaire, illustre les définitions de la poussée *majorée* F_b (ou poussée brute), de la poussée *interne* F_i et de la poussée *nette* F , ainsi que des résistances *additive* R_a et de *carène* R_c .

On notera que, le frottement sur l'extérieur de la carène mis à part, la résistance ($R_a + R_{cp}$) à déduire de F_b pour obtenir la poussée nette est uniquement une résistance de pression (p_e , pression externe) sur la surface latérale de la carène et du flux intrinsèque amont, soit

$$R_a + R_{cp} = p_0 A_8 \int_{A_0/A_8}^1 (p_e/p_0) d(A/A_8) \quad (1)$$

où A désigne depuis l'amont l'aire de section droite du flux, et A celle de la carène en aval de A_1 (à l'amont de la première onde de choc, A_0 est la section droite constante du flux intrinsèque; en 1, A_1 et A_1 se différencient par la présence d'un "noyau" ou corps central; enfin, à l'éjection, A et A coïncident de nouveau de sorte que $A_8 \equiv A_8$).

Puisque $A_0/A_8 \leq 1$, et que $p_e/p_0 > 1$ en moyenne pour les formes usuelles de carène, (1) peut s'écrire

$$(R_a + R_{cp})/p_0 A_8 \equiv k(1 - A_0/A_8) \text{ avec } k > 1 \quad (2)$$

La résistance de frottement R_{cf} dépend très largement du nombre de Reynolds, donc à la fois de la *dimension* du propulseur, de l'*altitude* et de la *vitesse*.

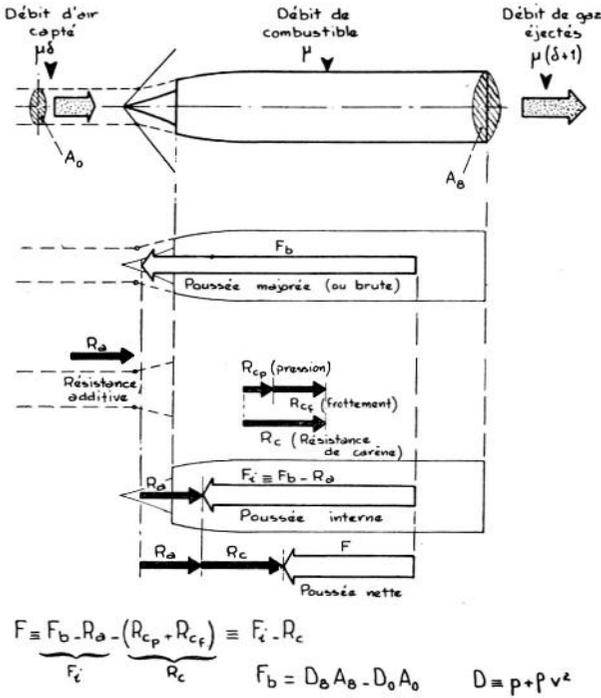


FIG. 2. Poussées et résistances (en régime).

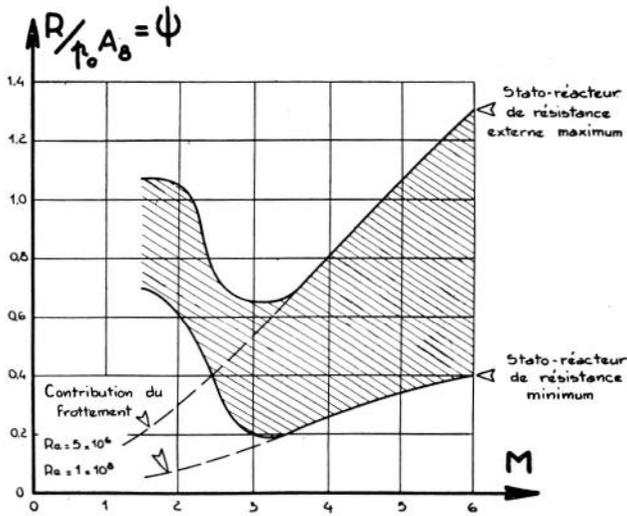


FIG. 3.

Pour fixer les idées, la figure 3 indique, pour deux valeurs extrêmes $R_e = 5 \times 10^6$ et 1×10^8 , la zone hachurée où se situent, selon le nombre de Mach de vol M envisagé, les valeurs possibles du taux de résistance $\psi = (R_a + R_c)/p_0 A_8$, à retenir pour calculer le taux de poussée nette $\varphi = F/p_0 A_8$ qui va être discuté.

2.2. Le rendement global η_g du propulseur a pour définition

$$\eta_g = \frac{Fv_0}{\mu(H_0 + v_0^2/2)} \quad (3)$$

où $H_0 \equiv h_0 a_0^2/2$ désigne le pouvoir calorifique inférieur à pression constante de l'unité de masse du combustible dans les conditions ambiantes (p_0 ; T_0 ; a_0 , célérité du son $a_0 = \sqrt{\gamma_0 RT_0}$). H_0 est très peu dépendant de p_0 ou T_0 , et de l'ordre de $44,5 \text{ (km/s)}^2$ pour le kérosène.

Le débit d'air capté $\mu\delta$, où δ est la dilution ou rapport massique air/combustible, est $\mu\delta = \rho_0 v_0 A_0$.

Désignant par $m_0 \equiv M_0^2 = v_0^2/a_0^2$ le carré du nombre de Mach de vol, (3) s'écrit:

$$\eta_g = \frac{2\delta s_{08}\varphi}{\gamma_0(h_0 + m_0)} \quad (4)$$

où $s_{08} \equiv A_8/A_0$ (en général, $s_{ij} = A_j/A_i$, rapport des sections de flux suivant l'écoulement).

La dilution globale δ est liée à l'échauffement pendant les combustions successives (deux au plus, en général). Notons:

- μ', μ'' , les débits-masse de combustible de la première chauffe (T_3 à T_4) et de la recharge (T_5 à T_6);
- T_3^* et T_4^* , T_5^* et T_6^* les températures totales encadrant ces deux chauffes;
- C_p', C_p'' , les chaleurs spécifiques à pression constante des gaz brûlés après chacune des deux chauffes;
- η_{ch}', η_{ch}'' , les rendements de chauffe correspondants, rapports de la chaleur d'échauffement isobare des produits de combustion (entre les températures de début et de fin de combustion) au pouvoir calorifique (inférieur) à pression constante de l'unité de masse de combustible;
- $H_i = h_i(a_0^2/2)$ le dit pouvoir, pratiquement le même à T_0 , T_3 ou T_5 ($h_i \equiv h_0$).

On a, pour les deux combustions successives:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mu'}{\mu' + \mu''} (\eta_{ch}')_{34} h_0 \frac{a_0^2}{2} &= \left(\delta + \frac{\mu'}{\mu' + \mu''} \right) \int_{T_3^*}^{T_4^*} C_p' dT \\ \frac{\mu''}{\mu' + \mu''} (\eta_{ch}'')_{56} h_0 \frac{a_0^2}{2} &= (\delta + 1) \int_{T_5^*}^{T_6^*} C_p'' dT \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Les "rendements de chauffe" η'_{ch} et η''_{ch} , normalement voisins de l'unité, tombent très rapidement près des limites pauvre et riche de combustion, compte tenu de diverses circonstances influençant le caractère laminaire, turbulent, ou pulsatoire de la flamme.

2.3. La consommation spécifique C_s de carburant, exprimée ici en (g/s)/kg-poussée selon l'usage en matière de fusées, a pour valeur (en atmosphère où $T_0 = 216^\circ \text{K}$):

$$C_s \text{ (en g/s.kg)} = 66,8 \frac{M_0}{\eta_g(h_0 + M_0^2)} \quad (6)$$

le nombre h_0 étant de l'ordre de 1030 pour le kérosène.

2.4. De même que le nombre $\varphi = F/p_0 A_8$, qui rapporte la poussée nette F à deux grandeurs p_0 et A_8 directement accessibles et symbolisant l'altitude et la dimension du propulseur, est appelé ici "taux de poussée", nous appellerons "taux de débit d'air capté" le nombre ζ défini par:

$$\zeta \equiv \frac{\mu \delta}{\rho_0 a_0 A_8} = \frac{\rho_0 v_0 A_0}{\rho_0 a_0 A_8} = \frac{M_0}{s_{08}} \quad (7)$$

3. EXPRESSION DE LA POUSSÉE. MACH-LIMITE

Supposons la vitesse du flux pratiquement axiale et uniforme dans la section de sortie (indice 8), ou envisageons sous l'indice 8 un état et un moment moyens en la section A_8 , et convenablement définis.

La *poussée brute* F_b s'exprime:

$$F_b = D_8 A_8 - D_0 A_0 \quad (8)$$

où D est la fonction d'état et de mouvement:

$$D \equiv p + \rho v^2 = p(1 + \gamma m)$$

que j'ai dénommée "dynamipie".

Compte tenu de l'équation de continuité (v. Annexe), (8) peut s'écrire:

$$F_b = p_0 A_8 \left(\frac{\delta + 1}{\delta} M_0 Z - \frac{1 + \gamma_0 M_0^2}{s_{08}} \right) \quad (9)$$

avec

$$Z = (1 + \gamma_8'' m_8) \sqrt{\frac{\gamma_0 R'' T_8}{\gamma_8'' m_8 R T_0}} \quad (10)$$

La détente 6-7-8 dans la tuyère d'éjection étant supposée parfaite, T_8 et m_8 ne dépendent que de la contraction $s_{67} \equiv A_7/A_6$ de cette tuyère et de la température totale T_6^* de fin de la "chauffe ultime" (première et unique chauffe en SRN, rechauffe en TRR). Pour un réacteur à produits de combustion analogues à ceux du kérosène brûlé par l'air, la figure 4 représente $Z\sqrt{R/R''}$ en fonction de s_{67} en abscisse, par des

courbes cotées en valeurs de T_6^* . Sont figurées aussi les valeurs de M_8 correspondantes.

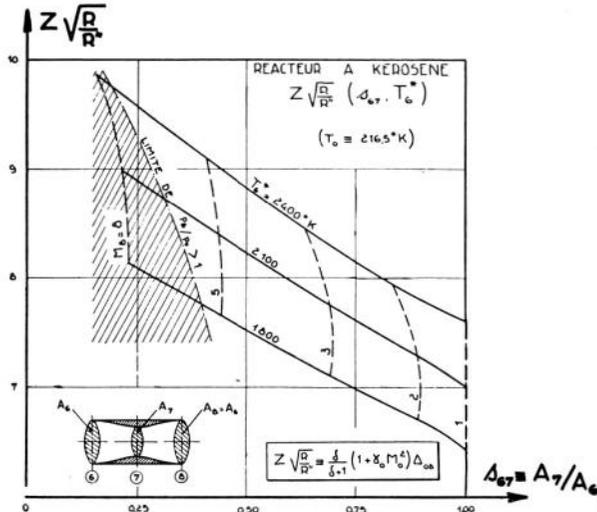


FIG. 4.

La condition admise de sous-détente à l'éjection $p_8/p_e \cong p_8/p_0 \geq 1$ est traduite sur cette figure par une courbe-limite excluant la zone de gauche. On voit que, sauf pour des tuyères très contractées ($s_{67} \leq 0,20$ à $0,35$), la condition est naturellement remplie.

On doit observer que $Z\sqrt{R/R'} \cong Z$ peut atteindre aisément des valeurs de l'ordre de 8 à 9. Mais, dans l'expression globale (9) de F_b , un terme en M_0^2/s_{08} se retranche du terme en $M_0 Z$. En fait, aux grandes vitesses ($M_0 \geq 4$), le réacteur optimum requiert $s_{08} \cong 1$.

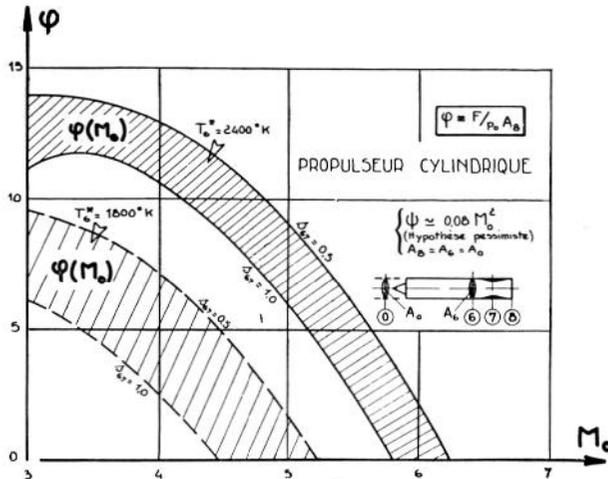


FIG. 5.

Pour ce cas de "propulseur à carène cylindrique", la résistance globale $R_a + R_c$ se réduit à la contribution R_{cf} du frottement. Tablant à titre indicatif sur l'évaluation pessimiste $R_{cf}/p_0 A_8 = \psi = 0,08 M_0^2$, la figure 5 représente le taux de poussée $\varphi \equiv F/p_0 A_8$ en fonction de M_0 en abscisse et pour deux températures T_6^* , l'une très poussée (2400° K) et l'autre moyennement poussée (1800° K), et pour deux valeurs extrêmes $s_{67} = 0,5$ et 1 de la contraction à l'éjection.

Cette estimation montre que l'on peut utiliser les propulseurs du type en question jusqu'à des vitesses M_0 de l'ordre de 4,5 à 6, réserve faite bien entendu de l'échauffement cinétique sur et dans le propulseur (prise d'air, notamment).

Le *mach-limite*, valeur de M_0 pour laquelle la poussée et le rendement s'annulent, ne dépend que peu du frottement externe.

Dernière et importante remarque: dans les résultats précédents n'interviennent que M_0 , s_{08} , s_{67} et T_6^* (et aussi, mais très accessoirement, les rapports $(\delta + 1)/\delta$ et R''/R qui dépendent de la réaction chimique de combustion). Tant que les facteurs principaux précédents restent fixes, la *poussée reste donc indépendante de la structure et du fonctionnement internes* du propulseur général schématisé par la figure 1.

Par (4), il en est de même pour le rendement global η_g si δ reste fixe en même temps que s_{08} , s_{67} et T_6^* , ce qui est à peu près exact.

Mais, s_{08} , s_{67} et T_6^* ne sont pas des variables indépendantes. Bien au contraire, ces variables sont liées par le fonctionnement interne qui exige une adaptation mutuelle convenable de chaque couple d'éléments constitutifs du propulseur général, ainsi qu'il il va être brièvement indiqué.

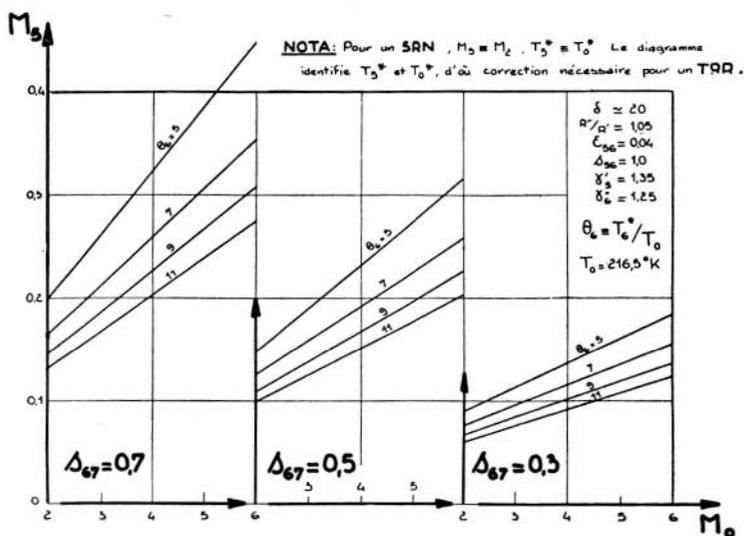


FIG. 6.

4. ADAPTATION MUTUELLE DES ÉLÉMENTS CONSTITUTIFS

4.1. Voyons d'abord l'élément terminal, formé par le *foyer d'ultime chauffe* et la *tuyère d'éjection*, celle-ci supposée de mêmes sections extrêmes ($A_8 = A_6$).

On suppose de même le foyer cylindrique ($A_6 = A_5$), le cas du foyer évasé étant traité à part (cf. Annexe n° 5).

Par les formules données en annexe, on établit facilement que le nombre de Mach M_5 à l'entrée du foyer (cylindrique) d'ultime chauffe a pour valeur:

$$\left. \begin{aligned} M_5 &= q_5 \left(1 + \frac{\gamma'_5 + 1}{2} q_5^2 \right) \\ \text{avec } q_5 &= q_6 \frac{\delta + \mu'/\mu}{\delta + 1} (1 - \epsilon_{56}) \sqrt{\frac{\gamma''_6 R' T_5^*}{\gamma'_5 R'' T_6^*}} \\ q_6 &= s_{67} \left[\frac{\gamma''_6 + 1}{2} \right]^{\frac{\gamma''_6 + 1}{2(\gamma''_6 - 1)}} \quad (M_5 \leq 0,4) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

La figure 6 représente M_5 en fonction de M_0 en posant $T_5^* \equiv T_0^*$, et pour diverses valeurs de s_{67} et $\theta_6 = T_6^*/T_0^*$, dans un cas assez normal et au voisinage duquel une faible variation des valeurs plausibles choisies pour δ , R''/R' , ϵ_{56} , γ'_5 et γ''_6 n'exerce qu'une influence secondaire.

L'hypothèse de calcul $T_5^* \equiv T_0^*$ est rigoureuse pour un SRN. Pour un TRR ou un propulseur plus complexe, où T_5^* différerait plus ou moins de T_0^* (différence généralement faible cependant), l'abscisse M_0 lue serait à augmenter de $2,5 (T_0^* - T_5^*)/M_0 T_0^*$.

À l'entrée d'un foyer principal de l'un quelconque des genres aujourd'hui usuels, M doit rester assez petit, et ne guère dépasser 0,2 à 0,25. Cette condition essentielle doit être satisfaite en jouant sur la contraction s_{67}

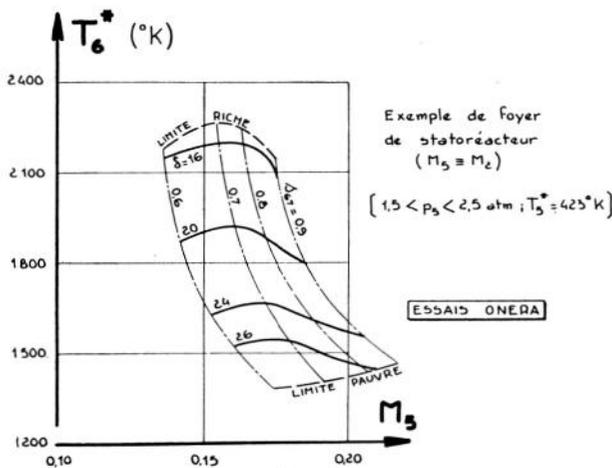


FIG. 7.

de la tuyère de sortie ou sur la température totale T_6^* de chauffe. La figure 6 montre clairement comment on réduit M_5 en rétrécissant le col d'éjection ou en forçant la chauffe (réduction de s_{67} , ou accroissement de θ_6).

Le nombre de Mach M_5 fournit un repère *commode*, et d'évidente *signification aérothermodynamique*. Il doit être préféré, à mon sens, à tout autre coefficient de débit, à définition arbitraire et compliquée. Cela entraîne que, pareillement, M doit être le repère de débit des organes d'amont (prise d'air pour un SRN, turbine pour un TRR).

Dans l'esprit indiqué ci-dessus, la figure 7 montre la traduction d'essais à l'O.N.E.R.A. d'un foyer de statoréacteur où T_6^* est représenté, en fonction de M_5 , par des courbes cotées en valeurs de δ et en valeurs de s_{67} . En traduisant la figure 7 sur des diagrammes tels que celui de la figure 6 (établis pour des valeurs échelonnées de δ), on peut analyser aisément et discuter clairement l'adaptation du foyer en question à des valeurs variées et choisies de M_0 .

4.2. Voyons maintenant l'élément constitué par un *turboréacteur*, tel que celui intercalé sur le flux principal (ou central) du propulseur général schématisé par la figure 1.

Son fonctionnement est *commodément* représenté par un diagramme tel que celui de la figure 8, établi à ma demande pour un turboréacteur très moderne.

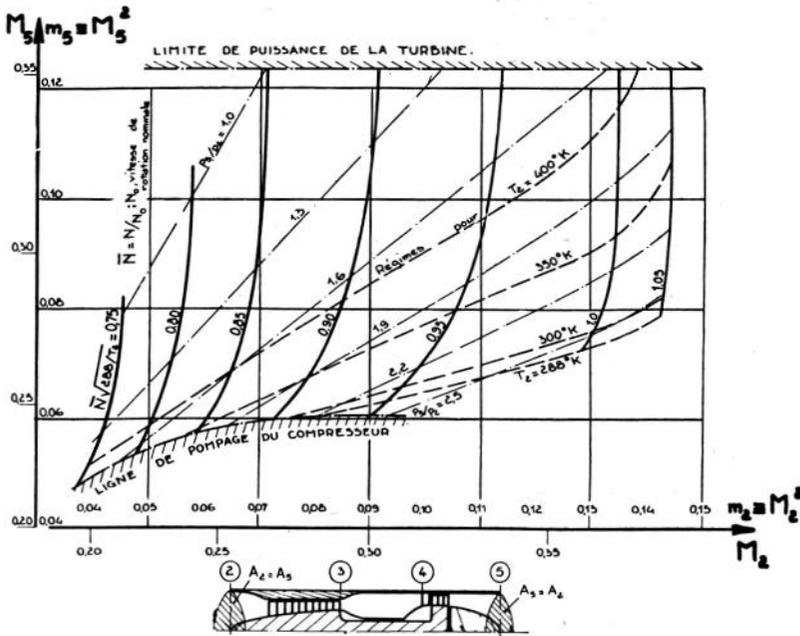


FIG. 8. Exemple de caractéristiques d'un turboréacteur ($p_2 \geq 0,25$ atm; $T_4^* = 1200^\circ$ K).

Ce diagramme se rapporte à une température totale de chauffe T_4^* réglée à 1200°K . Les abscisses et ordonnées sont les nombres de Mach amont M_2 et aval M_5 , et les lignes marquées "Régimes pour $T_2 = C^{te}$ " (ces courbes sont avantageusement remplacées par des courbes $T_2^* = C^{te}$, qui s'en déduisent aisément) montrent la relation qu'établit cette valeur de T_2 entre l'abscisse M_2 et l'ordonnée M_5 .

Deux ou trois diagrammes de ce genre, établis pour des valeurs de T_4^* échelonnées, permettent une discussion complète et détaillée de l'adaptation du turboréacteur aux autres éléments du propulseur général.

L'adaptation au foyer de rechauffe en aval peut conduire, notamment, à donner au turboréacteur un diamètre maximum inférieur à celui du maître-couple d'aval, le raccordement se faisant, de $A_5 = A_2$ à $A_5' = A_6 = A_8$, par ralentissement quasi-réversible et isentropique, donc avec $M_5' < M_5$ et en favorisant ainsi la rechauffe.

4.3. Considérons, enfin, la *prise d'air* dont le diagramme est couramment figuré par des courbes $\eta_{02}(\epsilon)$, à M_0 constant, où $\eta_{02} \equiv P_2/P_0$ et $\epsilon = A_0/A_1$ désignent l'*efficacité* et un *coefficient de débit*.

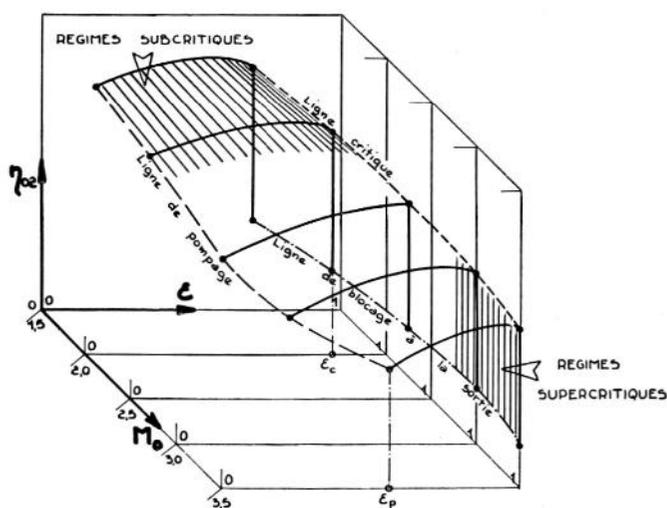


FIG. 9. Caractéristiques d'une prise d'air supersonique $\eta_{02}(\epsilon, M_0)$.

Le diagramme perspectif de la figure 9 montre la juxtaposition des régimes *subcritiques* ($\epsilon \leq \epsilon_c$) et *supercritiques* ($\epsilon \equiv \epsilon_c$), bornés respectivement par la *ligne de pompage* de la prise d'air (pulsations) et par sa *ligne de blocage à la sortie* ($M_2 = 1$).

Le coefficient géométrique de débit ϵ est lié au "taux de débit" ζ par(7) et à M_2 , paramètre plus fondamental, par:

$$\epsilon = \frac{\zeta}{\sigma_1 M_0} = M_2 \frac{\eta_{02} K}{\sigma_1 M_0} \quad (12)$$

avec $A_2 = A_8$; $\sigma_1 \equiv A_1/A_2$; $K(T_0, M_0, M_2) \equiv \frac{P_0/p_0}{P_2/p_2} \sqrt{\frac{\gamma_2 T_0}{\gamma_0 T_2}}$

Plus simplement, en posant:

$$s_{02} \equiv A_2/A_0 = \frac{1}{\sigma_1 \epsilon}$$

M_2 est fonction simple de T_0 , de M_0 et du produit $\eta_{02} s_{02} \equiv \eta_{02}/\sigma_1 \epsilon$.

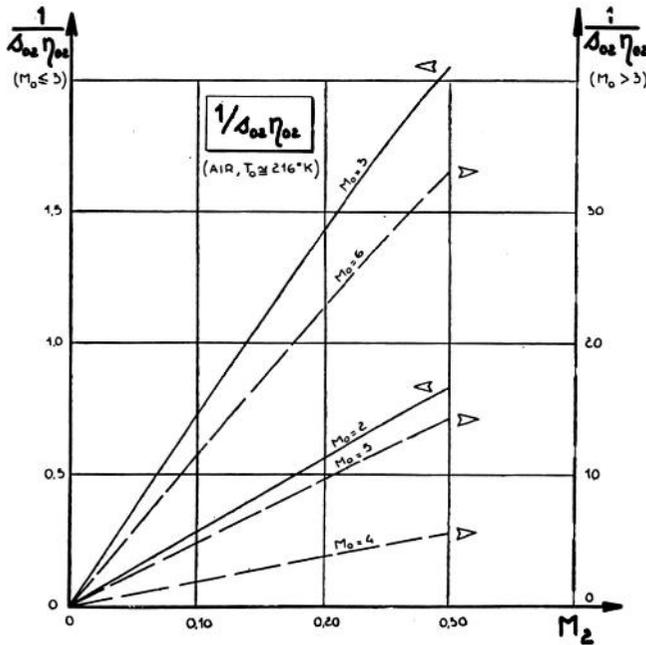


FIG. 10.

Pour l'air stratosphérique ($T_0 \approx 216^\circ K$), la figure 10 montre que, pour M_0 compris entre 2 et 6, $\sigma_1 \epsilon / \eta_{02}$ est fonction sensiblement linéaire du paramètre M_2 , limité par principe à l'ordre de 0,2 à 0,3.

Tout diagramme $\eta_{02}(\epsilon)$ de prise d'air peut alors se traduire avantageusement sur le "diagramme universel" de la figure 11 (air stratosphérique et courbes $M_2(M_0)$ cotées en valeur de $\eta_{02}/\sigma_1 \epsilon$).

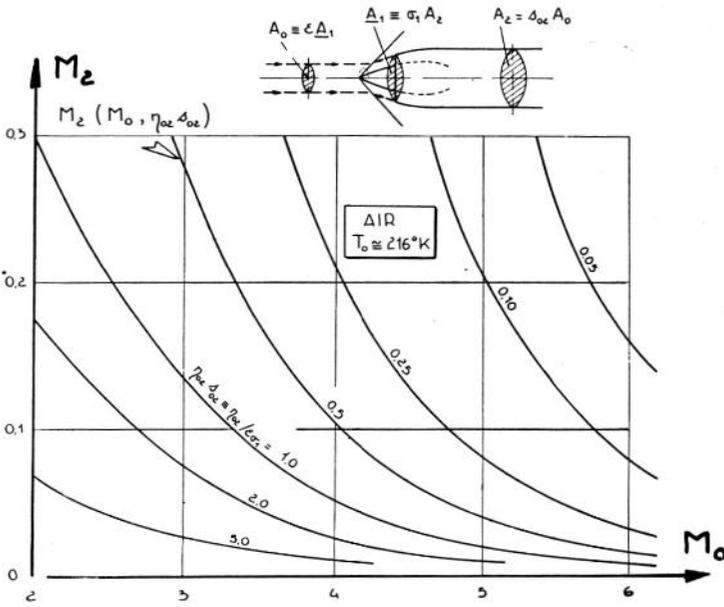


FIG. 11. Diagramme universel de prises d'air.

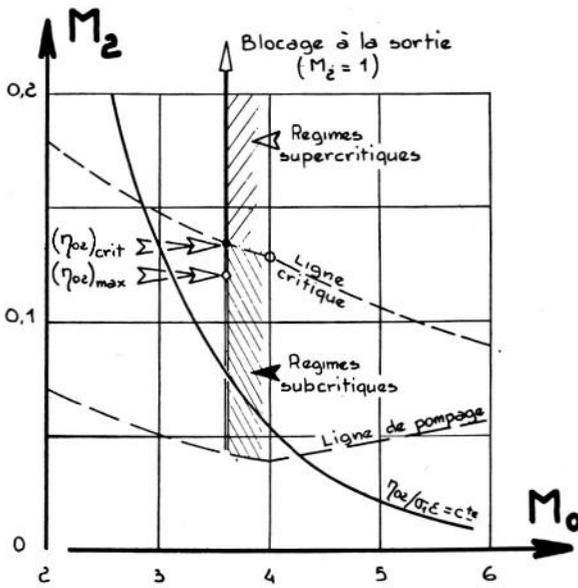


FIG. 12.

La figure 12 donne un exemple de cette traduction, où les domaines sub- et supercritiques sont clairement liés et distingués. Le tracé (non figuré) de courbes $\eta_{02} = C^{te}$, voire $p_2/p_0 = C^{te}$, rend ce diagramme encore plus expressif.

4.4. Considérons alors, par exemple, l'ensemble d'un turboréacteur à rechauffe (TRR). Les trois diagrammes $M_5(M_0)$ du foyer de rechauffe associé à la tuyère d'éjection, $M_5(M_2)$ du turboréacteur proprement dit, et $M_2(M_0)$ de la prise d'air s'associent commodément, comme le montre la figure 13, pour permettre la discussion de l'*adaptation réciproque* et l'étude de sa modification en vue d'améliorer telle ou telle performance du propulseur complet.

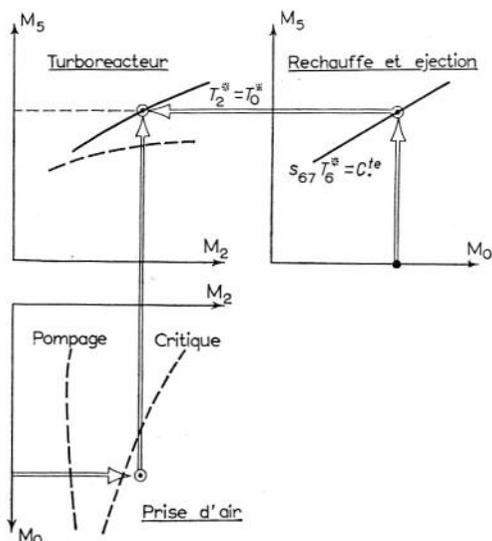


FIG. 13. Turboréacteur à rechauffe.

Un excès constaté de débit d'air capté peut appeler une correction par une évacuation de l'excédent vers l'extérieur (spillage) en aval de l'entrée d'air, ce qui modifie évidemment le diagramme de la prise d'air.

5. RÔLE DE L'EFFICACITÉ DE LA PRISE D'AIR

5.1. Soulignons d'abord que le coefficient $\eta_{02} \equiv P_2/P_0$, qui est pratique et qui est devenu usuel, tend à donner une idée *inexacte* du "rendement" de la prise d'air au point de vue "énergétique", en ce sens que les valeurs très faibles de η_{02} correspondent à un rendement encore très notable.

En effet, le rendement isentropique ρ_{is} (selon la définition que j'ai préconisée au Congrès de Mécanique de Londres, 1948) est lié à η_{02} par la relation:

$$\rho_{is} = (\eta_{02})^{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0}} + \frac{(\gamma_0 - 1)(v_2/a_0)^2}{2 + (\gamma_0 - 1)M_0^2} \left(1 - \eta_{02}^{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0}}\right) \quad (13)$$

où γ_0 est une moyenne convenable de γ entre T_0 et T_0^* .

Aux valeurs notables de M_0 et assez petites de v_2/a_0 , ρ_{is} est pratiquement égal à $(\eta_{02})^{0,26}$, soit

$\eta_{02} =$	0,1	0,05	0,02	0,01
$\rho_{is} =$	0,55	0,46	0,36	0,30

5.2. Compte tenu de cette distorsion de leur correspondance, efficacité ou rendement de la prise d'air jouent un rôle déterminant dans l'adaptation mutuelle des constituants du propulseur. L'analyse par les diagrammes précédents le fait bien voir en faisant reconnaître, par exemple, comment et combien η_{02} influe sur $s_{08} = s_{02}$ ou sur s_{67} , lorsqu'on se donne T_6^* et que l'on maintient M_5 au-dessous de la limite tolérable.

Ceci explicite et confirme l'observation finale du § 3 ci-dessus.

Considérons, en effet, l'exemple d'un SRN (indices 2 et 5 confondus) volant à $M_0 = 4$, et identifions s_{02} et s_{08} par l'hypothèse qu'à la sortie de la prise d'air le flux occupe toute la section droite d'une carène cylindrique en aval ($A_8 = A_2$). Puis, fixons T_6^* à 2100° K ($\theta_6 = 9,7$ pour $T_0 = 216^\circ$ K). Sur la figure 6, où nous limiterons $M_5 \equiv M_2$ à 0,2, on détermine $s_{67} = 0,61$. La figure 10 détermine alors $\eta_{02} s_{02} = 0,52$, et il s'agit de reconnaître sur le diagramme (figure 12) de la prise d'air considérée si cette condition peut être satisfaite. En fonctionnement à $s_{02} \equiv s_{08}$ minimum et égal à 1, on voit que cela exigerait $\eta_{02} = 0,52$.

Si s_{02} est rendu supérieur à l'unité, la valeur requise de η_{02} est réduite, mais on constate que la poussée nette et le rendement s'affaiblissent.

6. PERFORMANCES GÉNÉRALES DU STATORÉACTEUR NORMAL

La prise d'air frontale en Pitot s'élimine par insuffisance d'efficacité dès que M_0 dépasse l'ordre de 2 à 3. Les autres types de prises d'air, ogivées ou non, avec noyau émergent ou noyau interne, à compression externe plus ou moins isentropique, etc., se caractérisent par des diagrammes $M_2(M_0, \eta_{02})$ variés, à lignes critique et de pompage diversement situées.

Selon l'application envisagée, notamment selon la zone de vitesses et d'altitudes à battre, ou selon le compromis à rechercher pour accroître la souplesse d'adaptation, la préférence doit aller à tel ou tel type.

Dans tous les cas, la souplesse n'est compatible qu'avec une possibilité de réglage du "col" de l'écoulement intrinsèque, par déplacement du noyau ou de parois, ou par réglage d'orifices servant à évacuer un excédent de débit capté.

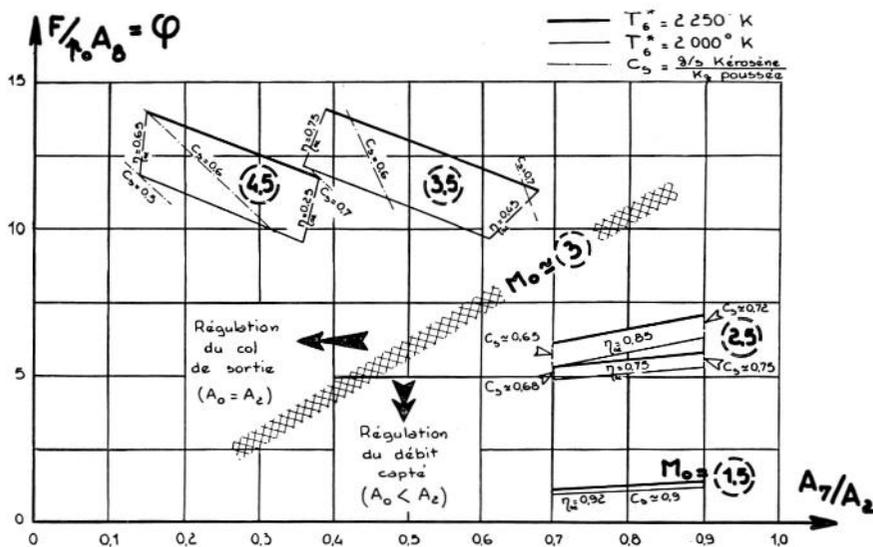


FIG. 14

En tablant sur des valeurs raisonnablement optimistes pour η_{02} , la figure 14 donne une vue d'ensemble des performances possibles (en taux de poussée φ et en consommation spécifique c_s) pour un statoréacteur normal (SRN) approprié à différents nombres de Mach de vol $M_0 = 1,5$; 2,5; 3,5; 4,5. En passant des deux premiers cas aux deux derniers, c'est-à-dire du supersonique faible ou modéré au supersonique élevé, le mode de réglage à envisager change profondément, car $s_{02} \equiv s_{08}$ devient pratiquement constant et égal à 1 lorsque M_0 dépasse 3 environ, de sorte qu'on ne peut plus utiliser alors un réglage d'inclinaison des lèvres de la prise d'air.

Il est remarquable de noter que la ligne de partage des deux genres de fonctionnement, soit $M_0 \approx 3$, correspond assez bien à l'équivalence du SRN et du TRR comme il va être montré.

On peut noter aussi que les valeurs de c_s indiquées correspondent, d'après la formule (6), à des valeurs de η_θ assez élevées (0,3 à 0,4 pour $M_0 = 3,5$ par exemple).

7. ÉQUIVALENCE DU STATORÉACTEUR NORMAL ET DU TURBORÉACTEUR À RECHAUFFE

7.1. J'ai donné naguère la formule approchée suivante pour exprimer le nombre de Mach \tilde{M}_0 pour lequel un TRR est équivalent, tant en poussée qu'en consommation, au SRN de même maître-couple:

$$\tilde{M}_0 = \sqrt{5 \left(\frac{\rho_c \rho_t \theta_4}{\tau_c} - 1 \right)} \quad (14)$$

où les symboles désignent:

τ_c , le rapport isentropique de températures de l'air pour le rapport effectif de pressions ϖ_c du compresseur;

$\theta_4 = T_4^*/T_0$, la température totale de chauffe dans le foyer principal du turboréacteur, rapportée à T_0 ;

ρ_c et ρ_t , les rendements adiabatiques (au sens usuel) du compresseur et de la turbine du TRR.

7.2. Une analyse plus poussée, dont je ne donne ici que le résultat, exprime de façon rigoureuse pour le SRN et le TRR comparés, l'identité d'état et de mouvement en fin d'ultime chauffe (T_6^* , p_6 , m_6), en notant que l'égalité des T_6^* se trouve déjà imposée par principe.

Les deux propulseurs sont comparés avec même encombrement extérieur, mêmes sections maximums du flux, même prise d'air, même foyer de rechauffe (chauffe unique pour SRN), enfin même tuyère d'éjection. On est conduit aussi à imposer accessoirement $m_2 = m_3$ afin de conserver les mêmes conditions d'alimentation de la première combustion.

Les c_p' et γ' se rapportant aux gaz de cette première combustion dans le TRR, l'expression rigoureuse en question du carré de \tilde{M}_0 , est finalement la suivante:

$$\left. \begin{aligned} (\tilde{M}_0)^2 = \frac{1 + \kappa_0}{\gamma_0 - 1} \left[\frac{(2 + (\gamma_2 - 1)m_2)}{(2 + (\gamma_4' - 1)m_4)} \frac{\delta + \nu' \left(\frac{c_{p4}' + c_{p5}'}{c_{p2} + c_{p3}} \right) \frac{\rho_c \rho_t \theta_4}{(\tau_c - 1)}}{\delta} \times \right. \\ \left. \left(1 - A^{\frac{\gamma' - 1}{\gamma'}} \right) - 1 \right], \end{aligned} \right\} (15)$$

avec

$$A = \frac{(1 + \gamma_4' m_4)(1 - \epsilon_{26})}{(1 + \gamma_5' m_5)(1 - \epsilon_{34})(1 - \epsilon_{56})(\tau_c)^{\frac{\gamma}{\gamma' - 1}}}$$

$$\gamma' \equiv \frac{1}{2}(\gamma_4' + \gamma_5'); \quad \gamma = \frac{1}{2}(\gamma_2 + \gamma_3)$$

Les ϵ_{26} , ϵ_{34} , ϵ_{56} sont les pertes relatives de dynalpie dans le foyer unique du SRN et dans les deux foyers successifs du TRR; m_4 se détermine par la combustion en foyer cylindrique jusqu'à $T_4^* \equiv \theta_4 T_0$ donné, et à

partir de $m_3 = m_2$ et de T_3 calculés; enfin, m_5 se relie à m_6 connu du SRN par la relation (voir Annexe pour la fonction J):

$$J_5 = J_6(1 - \epsilon_{56}) \frac{\delta + \nu'}{\delta + \nu' + \nu''} \times \sqrt{\frac{(\gamma'_5 + 1)\gamma''_6 R'}{(\gamma'_5)(\gamma'_6 + 1)R''\theta_6} \left[\theta_4 + \frac{\delta(\tau_c - 1)(c_{p_2} + c_{p_3})(1 + [(\gamma_0 - 1)/(1 + \kappa_0)]M_0^2)}{(\delta + \nu')\rho_c(c'_{p_4} + c'_{p_5})(1 + [(\gamma_2 - 1)/2]m_2)} \right]}, \quad (16)$$

où γ'' et R'' sont relatifs aux produits de la combustion de rechauffe, et où les facteurs numériques $\nu' \equiv \mu'/\mu$ et $\nu'' \equiv \mu''/\mu$ rapportent les débits de combustible consommés à celui du foyer unique du SRN de comparaison.

Les nombres ν' et ν'' sont eux-mêmes reliés par l'équation suivante exprimant que la variation globale ($T_6^* - T_2^*$) est la même pour les deux propulseurs comparés:

$$\frac{(\eta_{ch})_{26}}{(\delta + 1)(c''_{p_2} + c''_{p_6})} = \frac{\nu'(\eta_{ch})_{34}}{(\delta + \nu')(c'_{p_3} + c'_{p_4})} + \frac{\nu''(\eta_{ch})_{56}}{(\delta + \nu' + \nu'')(c''_{p_5} + c''_{p_6})} + \frac{T_2(\tau_c - 1)}{2\rho_c H_0} \left[1 - \frac{\delta(c_{p_2} + c_{p_3})}{(\delta + \nu')(c'_{p_4} + c'_{p_5})} \right] \quad (17)$$

Les rendements de chauffe η_{ch} des divers foyers interviennent séparément, mais multipliés respectivement par les consommations relatives correspondantes 1, ν' , ν'' .

Pour fixer les idées sur l'application numérique, considérons l'exemple suivant relatif à un très bon TRR, à rapport de pressions de 4 pour le vol franchement supersonique ($M_0 \geq 3$) dans la stratosphère et à foyer principal poussé jusqu'à $T_4^* = 1273^\circ \text{K}$ (valeur optimiste), à rechauffe poussée jusqu'à $T_6^* = 2000^\circ \text{K}$, enfin à rendements $\rho_c = 0,86$ et $\rho_t = 0,885$ des turbomachines. On admet les données numériques suivantes

$$\tau_c = 1,435 (\varpi_c = 4); \quad H_0 = 44,5 \text{ (km/s)}^2; \quad \epsilon_{34} = 0,04; \quad \epsilon_{56} = 0,05; \quad \epsilon_{26} = 0,06 \text{ (SRN)}.$$

La condition (17) devient alors:

$$\nu''(\eta_{ch})_{56} = 1,027(\eta_{ch})_{26} - 1,112 \nu(\eta_{ch})_{34}$$

qui diffère peu de $\nu'' = 1 - \nu'$, lorsque les trois foyers fonctionnent bien, et qu'en conséquence ils ont des rendements de chauffe élevés (0,94 à 0,97) et à peu près équivalents. Alors, $\mu' + \mu'' \cong \mu$ et les deux propulseurs comparés ont à la fois *même poussée* et *même consommation*. Leur équivalence est donc alors complète (à une petite différence près des longueurs de carène et des résistances correspondantes de frottement externe).

Mais, il n'en est pas de même quant à la consommation spécifique, si les *trois foyers* ont des rendements de chauffe assez différents.

En général, le rendement de chauffe du foyer principal du TRR sera amélioré par la densité et la température initiales accrues, et procurera à ce propulseur un "léger" gain de rendement global, à égalité de poussée.

Ainsi, en supposant

$$(\eta_{ch})_{56} \cong (\eta_{ch})_{26} \cong 0,85; \quad (\eta_{ch})_{34} \cong 0,96$$

l'exemple précédent donnerait un gain relatif de 4% en faveur du TRR quant à la consommation spécifique globale.

7.3. En faisant varier seulement le rapport de pressions ϖ_c du compresseur du TRR dans l'exemple précédent, et en avantageant ainsi les cas où ϖ_c serait supérieur à 4, on peut calculer par (15) et (16) les valeurs suivantes, comparées aussi aux estimations approximatives obtenues immédiatement par la formule (14) où τ_c est évalué d'après $\gamma = 1,35$:

$\varpi_c =$		2	4	6	8
$\tilde{M}_0 =$	formule précise	3,76	3,28	3,07	2,95
	formule approchée	3,68	3,26	2,98	2,84

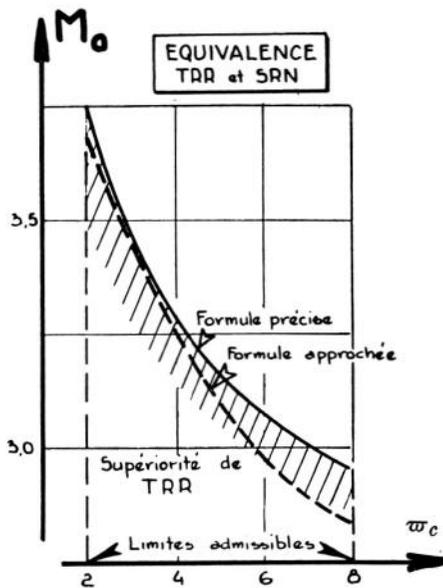


FIG. 15. Rapport de pressions au compresseur de TRR.

La figure 15 traduit ces résultats où se remarque la très bonne approximation de la formule (14).

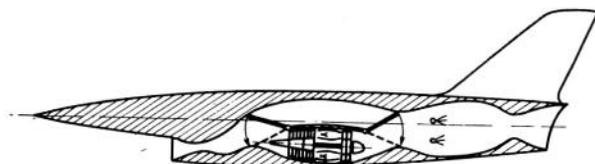
Cette figure montre qu'un bon turboréacteur à rechauffe ($\rho_c \rho_t \theta_4 = 4,48$) peut l'emporter sur le statoréacteur normal jusqu'à $M_0 = 3$ à 3,5. Comme la supériorité du SRN ne se manifeste au-delà que de manière lentement progressive, des raisons pratiques peuvent raisonnablement justifier l'emploi du TRR à compression modérée (ϖ_c de l'ordre de 3 à 5) jusqu'à des vitesses de vol *quadruples environ* de la célérité du son.

8. ASSOCIATION DU STATORÉACTEUR AU TURBORÉACTEUR À RECHAUFFE

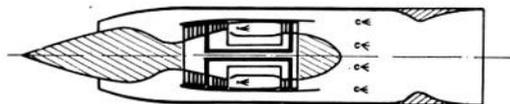
Pour la propulsion d'*engins* volant à $M_0 \geq 3$, le statoréacteur normal est extrêmement intéressant, et ne nécessite que d'être aidé au départ par quelque fusée de lancement et d'accélération.

Mais, pour un *avion* et ainsi que je l'ai constamment préconisé en France depuis 1943 environ, le turboréacteur à rechauffe s'impose pour atteindre économiquement et commodément les vitesses supersoniques modérées. On vient de voir que de plus en plus s'affirme la possibilité pour ce TRR de contribuer très notablement et avantageusement à la propulsion jusqu'à $M_0 \cong 4$. Pour la propulsion supersonique, le SRN apparaît alors comme le "complément" normal du TRR.

Deux formules principales d'association, en "exclusion" ou "en parallèle", peuvent être envisagées (figure 16).



Association en exclusion
(Dual-cycle).



Association en parallèle.

SRN + TRR

FIG. 16.

L'association en parallèle, qui relève du schéma général de la figure 1, paraît la plus logique et la plus avantageuse. En France, l'expérimentation en 1957 de l'avion "Griffon" (Société Nord-Aviation) a mis en lumière les remarquables possibilités d'un tel propulseur combiné stato-turbo.

9. STATORÉACTEUR À DÉTONATION

A l'entrée des foyers classiques de réacteurs le nombre de Mach du flux est maintenu à une valeur assez basse ($M \cong 0,2$ à $0,3$) pour permettre une combustion aussi complète que possible.

A l'opposé, une combustion complète est également possible en régime stationnaire si ce nombre de Mach atteint des valeurs très élevées. En particulier, on peut réaliser une combustion stationnaire entraînant élévation de pression en utilisant l'onde de détonation, comme je l'ai indiqué il y a douze ans (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences, Paris* 2-1-46).

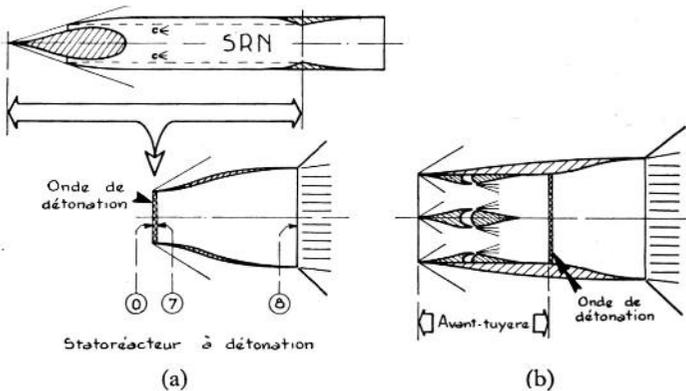


FIG. 17.

Si le propulseur se meut à la vitesse même de cette onde, celle-ci se situe à l'ouverture d'une simple tuyère d'éjection. Prise d'air, foyer, et convergent même de la tuyère d'éjection se trouvent alors réduits à l'épaisseur négligeable de l'onde de détonation.

L'écoulement aval étant sonique derrière l'onde, la section d'entrée de la tuyère d'éjection est, en effet, le col même de cette tuyère simplement divergente (figure 17a).

Une difficulté essentielle se présente pour injecter le combustible, pulvérisé ou vaporisé ou gazeux, dans le flux d'air très fortement supersonique sans nuire à la régularité de l'écoulement et en produisant un mélange uniforme.

On peut envisager, à cet effet, divers procédés. Par exemple, on peut utiliser une avant-tuyère munie de rampes d'injection à profil extérieur effilé afin d'éviter toute onde de choc avant le col-foyer (figure 17b).

L'onde de détonation, dont la célérité en milieu combustible gazeux est de l'ordre de plusieurs km/s, n'a encore été que peu étudiée en milieu carburé tel qu'un mélange d'air et de kérosène en brouillard ou vaporisé. Les limites pauvre et riche compatibles avec une onde de détonation stationnaire dans un tel mélange sont mal connues, et les calculs ci-

après conservent par suite, quant à la valeur envisagée pour la dilution δ , un caractère conjectural.

Les états d'indice 0 et 7 (où $M_7 \equiv 1$) sont liés par les relations:

$$\left. \begin{aligned} M_0(1 + \gamma_0 M_0^2) &= \frac{\delta + 1}{\delta} (\gamma_7' + 1) \sqrt{\frac{\gamma_0 R' T_7}{\gamma_7' R T_0}} && \text{(continuité)} \\ p_0(1 + \gamma_0 M_0^2) &= p_7(\gamma_7' + 1) && \text{(quantité de mouvement)} \\ 2 \int_{T_0}^{T_7} c_p dT &= \left[M_0^2 + (\eta_{ch})_{07} \frac{h_0}{\delta + 1} \right] \gamma_0 R T_0 - \gamma_7' R' T_7 && \text{(énergie)} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

qui déterminent M_0 , p_7 , T_7 et où $(\eta_{ch})_{07}$ atteint une valeur très voisine de l'unité, puisque l'onde de détonation est en principe à combustion quasi-complète.

Le taux de poussée φ est exprimé par la formule

$$\varphi = \frac{1 + \gamma_0 M_0^2}{s_{08}} \left[\frac{1 + \gamma_8' m_8}{\gamma_7' + 1} \sqrt{\frac{\gamma_7' T_8}{\gamma_8' m_8 T_7}} - 1 \right] - \psi \quad (19)$$

avec $T_8^* = T_7^*$ et $s_{08} = 1/\eta_{78} L_8$ d'après (A, 10) où η_{78} est très voisin de 1 et où l'état sonique est précisément celui d'indice 7 (voir annexe). Ci-après, on néglige dans ψ le frottement en ne tenant compte que de la résistance de pression externe R_{cp} , élément ici prépondérant.

Pour l'exemple de carène à profil extérieur en demi-sinusoïde allongée de la figure 18, et pour un combustible du genre kérosène ($h_0 = 1030$),

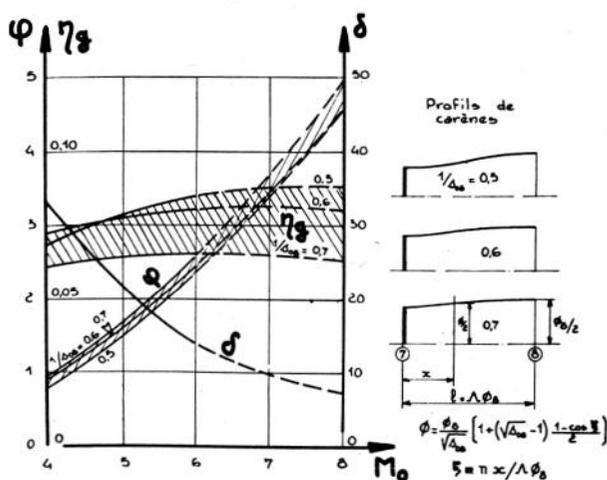


FIG. 18. Statoréacteur à détonation ($T_0 = 216^\circ \text{K}$; kérosène).

les valeurs calculées de φ et de η_g ainsi que la dilution correspondante δ sont représentées sur ce diagramme, en fonction de M_0 .

Comme δ ne peut descendre au-dessous d'un minimum de l'ordre de 14, on voit qu'un propulseur de ce genre, à kérosène et en vol stratosphérique, ne pourrait guère dépasser $M_0 = 6$, l'injection étant supposée réalisée sans altération appréciable de l'écoulement supersonique amont. Pour le taux de poussée φ comme pour le rendement global η_g , il n'y a pas intérêt à pousser la divergence s_{08} de la tuyère au delà de $1/0,6 = 5/3$.

On note que, pour M_0 de l'ordre de 6, c'est-à-dire pour une vitesse hypersonique à laquelle le SRN ne peut que très difficilement prétendre (cf. n° 3), le statoréacteur à détonation n'offre lui-même que des valeurs modestes de poussée et de rendement (φ de l'ordre de 2,5 et η_g de l'ordre de 0,08). Mais, l'appareil est très court, et ne se compose guère que d'une tuyère de détente exposée à l'échauffement réglé par la *seule température totale de fin de combustion* qui, à dilution δ égale, équivaut à celle accessible en foyer de SRN.

Avec d'autres combustibles que le kérosène envisagé ici, on peut accroître les M_0 accessibles, favoriser la combustion détonante et maintenir ou abaisser, au prix peut-être de quelque sacrifice sur le rendement global, la température totale des gaz de combustion. Des recherches intéressantes sont possibles dans cette voie.

De même, dans un ordre d'idées analogues, l'on peut chercher à établir par des expériences sur l'aérothermodynamique des gaz raréfiés si la "recombinaison moléculaire" des atomes de l'oxygène et de l'azote dissociés des très hautes altitudes ne fournirait pas, en *onde de choc et réassociation*, un mode pratique de propulsion hypersonique, avec l'avantage de puiser dans le milieu ambiant toute l'énergie de propulsion sans aucune consommation de combustible "emporté à bord".

10. TURBORÉACTEUR À RECHAUFFE ET À DÉRIVATION

Revenons de l'hypersonique au subsonique, c'est-à-dire au problème de l'emploi du propulseur de très haute vitesse dans les conditions d'envol et d'atterrissage où, idéalement, la vitesse de propulsion devrait pouvoir être annulée (VTOL).

Pour que l'avion ou engin conserve *au sol* une attitude analogue à celle du vol rapide, c'est-à-dire pour que son corps ou fuselage reste sensiblement *horizontal*, il faut utiliser au départ et à l'atterrissage des "jets" sensiblement perpendiculaires à l'axe du fuselage. Il faut aussi que leur poussée résultante passe sensiblement par le centre momentané et global d'inertie.

Cela conduit à produire ces jets sustentateurs dans des tuyères à très forte chauffe, *convenablement placées et orientées*, alimentées en air comprimé par un *flux dérivé* du propulseur normal. Par contre, en vol normal,

ce flux secondaire concourt directement à la propulsion, et peut être utilisé dans la tuyère d'éjection principale.

Le schéma général de la figure 1 se prête à une telle conception en utilisant une compression mécanique modérée pour le flux secondaire et un rapport de dérivation assez important, de l'ordre de 50 à 60% du flux total d'air capté alors que cette proportion ne dépasse guère 10 à 20% pour les prélèvements possibles d'air comprimé sur les turboréacteurs classiques.

Le flux dérivé peut aussi être utilisé en partie à des actions de gouverne et de stabilisation par tuyères froides placées aussi loin que possible du centre d'inertie, en partie aussi pour développer considérablement aux faibles vitesses de vol la portance de la voilure ou d'empennages, par soufflage d'air au bord de fuite ainsi qu'à la cassure d'un bord d'attaque basculant ou d'un volet de courbure (v. figure 19).

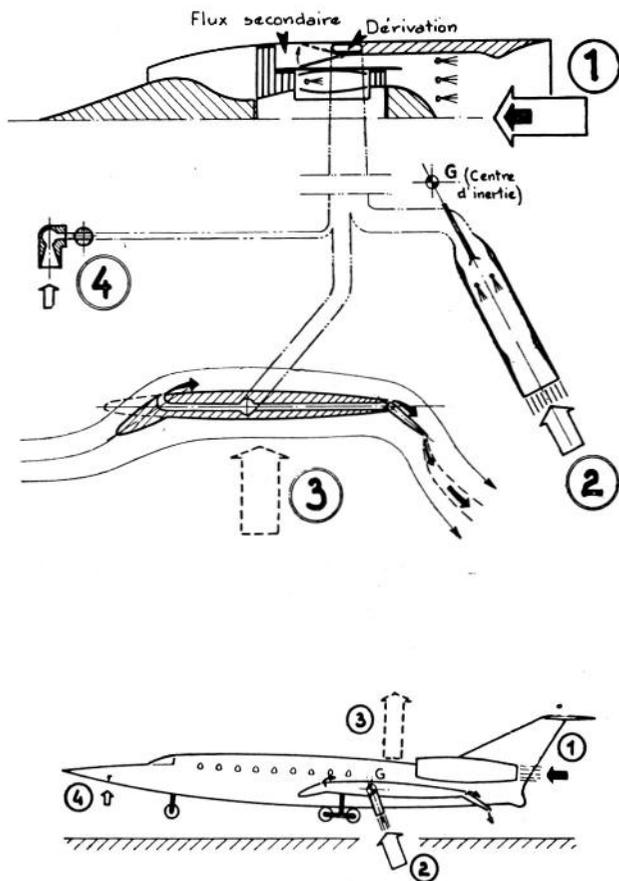


FIG. 19.

Pour fixer les idées, la figure 20 représente, en fonction de l'utilisation de l'air par le flux principal, les poussées respectivement engendrées par :
 le flux principal chauffé à 850° C et rechauffé à 1500° C.
 le flux secondaire chauffé jusqu'à 1900° C dans les tuyères de sustentation dont l'utilisation est de courte curée.

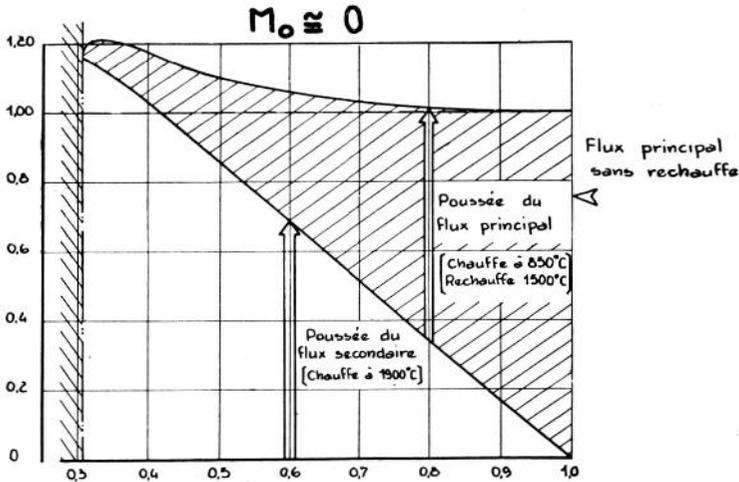


FIG. 20. Proportion de l'air capté utilisée au flux principal.

Pour ce propulseur de très haute vitesse, le rapport de pressions du compresseur mécanique du flux principal est de 5,2, contre 2,5 seulement pour le flux secondaire.

Admettons que ce réacteur complexe pèse au total, tuyères auxiliaires comprises, 0,2 kg par kg de la poussée totale maximum au point fixe, sans dérivation aux tuyères auxiliaires (ordonnée 1,0 de la figure 20). En consacrant 58% de l'air total au flux dérivé et en faisant fonctionner pendant quelques dizaines de secondes à 1900° C les tuyères de sustentation, on produira avec celles-ci une poussée sustentatrice égale à la poussée propulsive maximum précédente, tandis que le flux principal fournira encore 16% de celle-ci en poussée propulsive. En supposant la sustentation par jets égale à 115% du poids total, (ce qui conduit évidemment à consacrer ici 23% du poids total aux réacteurs) l'appareil s'élèvera au départ avec une accélération verticale de $0,15 g = 1,47 \text{ m/s}^2$ et se trouvera en 20 secondes à 294 m d'altitude, tandis que son accélération horizontale de $1,15 \times 0,16 g = 1,8 \text{ m/s}^2$ lui aura déjà permis d'atteindre une vitesse horizontale de 36 m/s, soit une vitesse résultante de 46,5 m/s. Dès ce moment et par un simple vannage progressif, le pilote pourra réduire la dérivation aux tuyères sustentatrices au profit d'un soufflage sur voilure, puis revenir progressivement à la suppression

de toute dérivation et à la pleine utilisation du flux principal et du flux secondaire dans la tuyère normale d'éjection à réchauffé.

A $M_0 = 3,5$, ce propulseur combiné resterait pratiquement équivalent au SRN et au TRR de même température totale T_0^* d'ultime chauffe.

En utilisation militaire, ce genre de propulseur-sustentateur combiné, à très grande souplesse d'utilisation, permettrait des variations larges et rapides de trajectoire et de mouvement, en réduisant ou évitant les surcharges de flexion pour la voilure ou empennages au cours de telles manoeuvres. Enfin, un atterrissage presque classique resterait toujours possible si nécessaire.

Pour l'aviation civile, la solution préconisée offre la très séduisante possibilité d'*associer au transport supersonique l'envol et atterrissage sur place*, dans des conditions assurément intéressantes.

Nota. L'auteur tient à remercier ses collaborateurs de l'O.N.E.R.A. qui l'ont aidé dans la préparation matérielle de certains éléments de ce mémoire.

BIBLIOGRAPHIE

- BUTZ, J. S., Turbojets are theoretically capable of Mach 4 Speeds, *Aviation Week*, october 28, 1957.
- CARRIERE, P., Rôle de la prise d'air dans le bilan propulsif d'un réacteur, Meeting AGARD-CPP, Paris, 1956.
- FABRI, J., SIESTRUNCK, R. et LE GRIVES, E., Préface de Maurice Roy, Statoréacteur supersonique, N.T. O.N.E.R.A. No. 8, 1952.
- FERRI, A. et NUCCI, L. M., Theoretical and Experimental Analysis of Low Drag Supersonic Inlets, N.A.C.A. R. and M. L8 H13, 1948.
- JAMISON, R. R., Ram-Jets, *J. Roy. Aero. Soc.*, juin 1957.
- LOMBARD, A. A., Propulsion by Air Breathing Engines, AGARD, CPP Colloquium, Palermo, mars 1958.
- PROBERT, R. P., Ram-Jets, *J. Roy. Aero. Soc.*, mars 1958.
- ROY, MAURICE, Propulsion per réaction, Convegno VOLTA, Rome, 1935.
- ROY, MAURICE, Thermodynamique des systèmes propulsifs à réaction, DUNOD, Paris, 1947.
- ROY, MAURICE, Réacteurs supersoniques, N.T. O.N.E.R.A. No. 42, 1957.
- SCHUELLER, CARL F., Inlet-Engine Matching and Control Systems for Supersonic Airplanes, Edit. O.N.E.R.A., J.I.S.A., Paris, 1957.
- DE VAULT, R. T., The Ramjet-Turbojet Propulsion System for Supersonic Flight, S.A.E., avril 1957.

ANNEXE

1. Pour tenir compte du fait que les chaleurs spécifiques (c_p pour l'air, ou c'_p pour les gaz brûlés) varient avec la température T entre deux stations i et j , on linéarise ci-après cette variation dans l'intervalle de T_i et T_i^* à T_j et T_j^* .

2. Notations

On adopte les notations suivantes:

$r = R'/R$ (rapport des constantes de l'équation d'état $p/\rho = RT$; r est très voisin de 1 pour les réacteurs à kérosène);

$v_i = c'_{p_i}/c_{p_i}$;

$\kappa_i = (c_p)_{T_i^*}/(c_p)_{T_i}$; $\kappa'_i = (c'_p)_{T_i^*}/(c'_p)_{T_i}$;

$\kappa_{ij} = c_{p_j}/c_{p_i}$; $\kappa'_{ij} = c'_{p_j}/c'_{p_i}$;

$m_i \equiv M_i^2 = v_i^2/\gamma_i R T_i$ (ou $v_i^2/\gamma'_i R' T_i$, pour gaz brûlés);

P_i = pression génératrice (ou totale) en l'état $i(p_i, T_i, v_i)$;

T_i^* = température génératrice (ou totale) en l'état i .

3. Formules Diverses

3.1. La température génératrice T_i^* est liée à T_i , m_i , γ_i et κ_i par la relation:

$$T_i^* = T_i \left[1 + \frac{\gamma_i - 1}{1 + \kappa_i} m_i \right], \quad (\text{A},1)$$

où, à partir d'un κ_{ij} supposé connu pour une variation $(T_j - T_i)$ de T à partir de T , κ_i est défini par

$$\kappa_i - 1 = (\kappa_{ij} - 1) \frac{T_i^* - T_i}{T_j - T_i} = (\kappa_{ij} - 1) \frac{(\gamma_i - 1) m_i T_i}{(\kappa_i + 1) (T_j - T_i)}$$

ou

$$\kappa_i = \sqrt{1 + (\kappa_{ij} - 1) (\gamma_i - 1) m_i \frac{T_i}{(T_j - T_i)}} \quad (\text{A},2)$$

3.2. Notons aussi que l'on passe de γ_i à γ_j , par $\kappa_{ij} \equiv \kappa_j/\kappa_i$ supposé connu, au moyen de la relation simple:

$$\gamma_j = \gamma_i \frac{\kappa_{ij}}{1 + (\kappa_{ij} - 1) \gamma_i}. \quad (\text{A},3)$$

3.3. La pression génératrice P_i est liée à p_i , m_i , γ_i et κ_i par la relation:

$$P_i = p_i \left[1 + \frac{\gamma_i - 1}{1 + \kappa_i} m_i \right]^{\frac{\gamma_i}{\gamma_i - 1}} \left[1 - \frac{\kappa_i - 1}{(\gamma_i - 1) m_i} \right] \times \exp \left\{ (\kappa_i - 1) \frac{\gamma_i}{\gamma_i - 1} \right\} \quad (\text{A},4)$$

Pour montrer l'écart de (A,1) et (A,4) avec les formules souvent usitées et où l'on fait $\gamma = C^{te} = \gamma_i$, formules d'après lesquelles on aurait:

$$T^* = T \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} m \right]; \quad P = p(T^*/T)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad (\text{A},5)$$

considérons un écoulement fortement supersonique $M_i = 4$ ($m_i = 16$), avec

$\gamma_i = 1,4$ et $\kappa_i = 1,1$. Les valeurs fournies par les formules que l'on compare sont alors :

	par (A,1) et (A,4)	par (A,5)
$T_i^*/T_i =$	4,047	4,200
$P_i/p_i =$	161	151

3.4. Jusqu'à 30 km d'altitude, pour l'air normal et pour une température T_0 comprise entre 200°K et 230°K environ, tant que T_0^* ne dépasse pas 1100°K, les formules suivantes sont utilisables :

$$\left. \begin{aligned} T_0^*/T_0 &= 1 + 0,2 m_0 \left(1 - \frac{3,425}{1000} m_0 \right), \\ \kappa_0 &= 1 + \frac{6,85}{1000} m_0, \\ (\gamma)_{T_0^*} &= 1,40 \left(1 - \frac{2,74}{1000} m_0 \right), \end{aligned} \right\} \quad (A,6)$$

tandis que, pour P_0/p_0 , l'on a, en fonction de M_0 :

$M_0 =$	2	3	4	5	6
$\kappa_0 =$	1,0274	1,0617	1,1095	1,171	1,247
$(\gamma)_{T_0^*} =$	1,384	1,365	1,339	1,304	1,262
$P_0/p_0 =$	7,83	37,6	160,5	616,5	1995

(A,7)

3.5 Tant que M ne dépasse pas 1,5—donc *a fortiori* pour un écoulement subsonique—il est pratiquement inutile de tenir compte de variations avec T de c_p et de γ le long de l'écoulement.

4. Ecoulement sans Transformation Chimique

4.1. On suppose que l'écoulement est unidimensionnel, adiabatique et permanent et que, dans les stations d'indice i et j , ses moyennes d'état et de vitesse sont suffisamment bien définies en même temps que les effets de viscosité γ sont pratiquement négligeables.

On a alors, en les sections droites dont l'aire est notée A_i et A_j :

$$\left. \begin{aligned} (\text{continuité}) \quad & p_i A_i \sqrt{\frac{\gamma_i m_i}{RT_i}} = p_j A_j \sqrt{\frac{\gamma_j m_j}{RT_j}} \\ (\text{adiabaticité}) \quad & T_i^* = T_j^* \end{aligned} \right\} \quad (A,8)$$

En supposant donnée la qualité dénommée "efficacité" η_{ij} de la tuyère, qui est définie par le rapport

$$\eta_{ij} \equiv P_j/P_i, \quad (A,9)$$

et qui caractérise un aspect "aérodynamique" de la relative perfection de fonctionnement de cette tuyère dans les conditions considérées, on ajoute aux deux

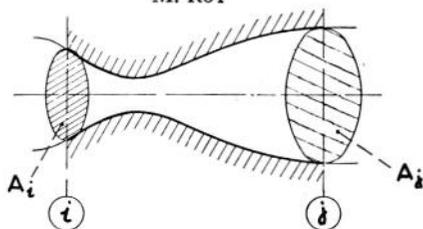


FIG. A.4,1.

équations (A,8) la troisième relation (A,9) qui permet alors de déterminer en la section A_j donnée les trois inconnues p_j , m_j , T_j (sortie de la tuyère) à partir des valeurs correspondantes d'indice i (entrée de la tuyère), les T^* et P étant liés aux T et p par les (A,1) et (A,4) ci-dessus, ou éventuellement par les formules simplifiées (A,5).

4.2. De (A,8) et (A,9), on peut déduire notamment les rapports suivants, entre sortie et entrée :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_{ij} = \frac{D_j A_j}{D_i A_i} = \text{rapport des dynalpies intégrées,} \\ s_{ij} = \frac{A_j}{A_i} = \text{rapport des aires des sections droites du flux.} \end{array} \right.$$

On obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_{ij} \equiv \frac{(1 + \gamma_j m_j) p_j A_j}{(1 + \gamma_i m_i) p_i A_i} = \frac{\mathcal{F}_i}{\mathcal{F}_j} \sqrt{\frac{\gamma_i}{\gamma_j}}, \\ \text{avec} \\ \mathcal{F}(m) \equiv \sqrt{\frac{(\kappa + \gamma)m[1 + \kappa + (\gamma - 1)m]}{(1 + \gamma m)^2}} \left(\frac{1 + \gamma_s}{\kappa + \gamma_s} \right)^2; \\ s_{ij} \equiv \frac{A_j}{A_i} = \frac{1}{\eta_{ij}} \left(\frac{P_j/p_j}{P_i/p_i} \right) \sqrt{\frac{(1 + \kappa_j) \gamma_i m_i [1 + \kappa_i + (\gamma_i - 1) m_i]}{(1 + \kappa_i) \gamma_j m_j [1 + \kappa_j + (\gamma_j - 1) m_j]}} \equiv \frac{1}{\eta_{ij}} \frac{L_i}{L_j} \\ \text{avec} \\ L(m) \equiv \sqrt{\frac{(1 + \kappa_s) \gamma m [1 + \kappa + (\gamma - 1) m] (P_s/p_s)^2}{(1 + \kappa) \gamma_s [\kappa_s + \gamma_s] (P/p)^2}} \end{array} \right. \quad (\text{A},10)$$

où l'indice s se rapporte à l'état sonique [$m_s \equiv M_s^* = 1$; $T_s = T_i^* (1 + \kappa_s) / (\gamma_s + \kappa_s)$]. Nos formules (A,1) à (A,4) permettent d'expliciter les fonctions $\mathcal{F}(m)$ et $L(m)$.

Pour m donné, les valeurs de \mathcal{F} et L données par (A,10) s'écartent peu des valeurs approchées obtenues en adoptant dans \mathcal{F} et L une valeur moyenne de γ et en faisant $\kappa = 1$.

4.3. En première approximation et pour un passage du fort supersonique au subsonique faible, comme dans le cas d'une prise d'air de réacteur supersonique, on pourra calculer \mathcal{F} et L en y utilisant une valeur moyenne de γ , estimée par exemple d'après le tableau (A,7). Les fonctions \mathcal{F} et L se réduisent alors à :

$$\mathcal{F}(m) \equiv \sqrt{\frac{(1 + \gamma)m[2 + (\gamma - 1)m]}{(1 + \gamma m)^2}}; \quad L(m) \equiv \sqrt{m \left[\frac{(1 + \gamma)}{2 + (\gamma - 1)m} \right]^{(\gamma-1)/(\gamma-1)}} \quad (\text{A},11)$$

tandis que l'on a, mais toujours en première approximation :

$$\Delta_{ij} \cong \frac{\mathcal{F}_i}{\mathcal{F}_j} ; \quad s_{ij} \cong \frac{1}{\eta_{ij}} \frac{L_i}{L_j} . \quad (\text{A},11')$$

4.4. Les deux fonctions \mathcal{F} et L partent de zéro pour $m = 0$ et passent par un maximum égal à l'unité pour $m = 1$. Lorsque m tend vers l'infini, \mathcal{F} tend asymptotiquement vers $\sqrt{(\gamma^2 - 1)/\gamma^2}$ (environ 0,7 à 0,366 pour γ variant de 1,4 à 1,2), tandis que L tend alors vers zéro.

Les tableaux ci-après donnent, pour les trois valeurs $\gamma = 1,40$, $\gamma = 1,30$ et $\gamma = 1,25$, les carrés de \mathcal{F} et de L en fonction de m :

m	$\gamma = 1,40$		$\gamma = 1,30$		$\gamma = 1,25$	
	\mathcal{F}^2	L^2	\mathcal{F}^2	L^2	\mathcal{F}^2	L^2
0	0	0	0	0	0	r
0,1	0,37673	0,26515	0,36565	0,26047	0,36889	0,25812
0,2	0,60937	0,47197	0,59688	0,46554	0,59040	0,46226
0,3	0,75699	0,63150	0,74639	0,62504	0,74083	0,62173
0,4	0,85207	0,75267	0,84418	0,74714	0,84000	0,74426
0,5	0,91349	0,84275	0,90817	0,83853	0,90532	0,83633
0,6	0,95274	0,90767	0,94950	0,90483	0,94776	0,90333
0,8	0,99110	0,98046	0,99039	0,97972	0,99000	0,97933
1	1,00000	1,00000	1	1	1	1
1,25	0,99174	0,97845	0,99093	0,97739	0,99087	0,97682
1,50	0,97399	0,92794	0,97127	0,92398	0,96975	0,92206
2	0,93075	0,79314	0,92284	0,78129	0,91837	0,77484
3	0,85207	0,53393	0,83340	0,50735	0,82271	0,39291
4	0,79339	0,35116	0,76587	0,31791	0,75000	0,30034
5	0,75000	0,23328	0,71556	0,20000	0,69560	0,17267
6	0,71707	0,15802	0,67717	0,12776	0,65398	0,11251
7	0,69136	0,10937	0,64709	0,08324	0,62130	0,07054
8	0,67079	0,07733	0,62296	0,05536	0,59504	0,04510
9	0,65398	0,05577	0,60320	0,03756	0,57351	0,02940
10	0,64000	0,04096	0,58673	0,02597	0,55555	0,01953
11	0,62067	0,03059	0,57281	0,01828	0,54036	0,01321
12	0,59372	0,02319	0,56089	0,01307	0,52734	0,00908
13	0,57106	0,01783	0,55058	0,00949	0,51607	0,00634
14	0,55189	0,01388	0,54156	0,00699	0,50621	0,00449
15	0,53556	0,01093	0,53361	0,00521	0,49752	0,00323
16	0,52155	0,00870	0,52656	0,00393	0,48980	0,00235
17	0,50946	0,00700	0,52025	0,00300	0,48289	0,00173
18	0,49899	0,00567	0,51458	0,00321	0,47669	0,00128
19	0,48984	0,00464	0,50946	0,00180	0,47107	0,00097
20	0,48127	0,00382	0,50480	0,00141	0,46598	0,00073
21	0,47478	0,00317	0,50056	0,00112	0,46132	0,00056
22	0,46854	0,00265	0,49667	0,00089	0,45706	0,00043
23	0,46301	0,00223	0,49309	0,00072	0,45315	0,00034
24	0,45815	0,00189	0,48979	0,00058	0,44953	0,00026
25	0,45367	0,00160	0,48674	0,00047	0,44719	0,00021
26	0,44971	0,00137	0,48391	0,00039	0,44308	0,00017
27	0,44616	0,00117	0,48128	0,00032	0,44019	0,00013
28	0,44293	0,00101	0,47882	0,47882	0,43750	0,00011
29	0,44002	0,00088	0,47653	0,00022	0,43498	0,00009
30	0,43737	0,00076	0,47437	0,00019	0,43262	0,00007

Ces données permettent de tracer des diagrammes. On peut les utiliser directement pour calculer des Δ_{ij}^2 et $(s_{ij} \eta_{ij})^2$ au lieu des valeurs Δ_{ij} et s_{ij} .

5. Écoulement avec Combustion

5.1. Le choix de la section initiale (d'aire A_i) d'un tel écoulement prête à une discussion délicate, car on peut la situer en amont ou en aval de l'injection du combustible. Dans le second cas, que nous excluons, le rapport noté ci-après $(\delta + 1)/\delta$ serait à remplacer par l'unité.

Nous admettons donc ici les mêmes hypothèses qu'au n° 4.1 ci-dessus, et nous supposons en outre :

qu'en la station d'entrée A_i on introduit un combustible à l'état liquide et pulvérisé ;

que son introduction, en débit-masse égal à la fraction $1/\delta$ de celui du comburant gazeux ou air (δ varie entre 20 et 50, pour un mélange air-kérosène), s'effectue à la pression p_i locale et en n'occupant dans le mélange air-combustible qu'un volume partiel négligeable ;

enfin, que la vitesse et la température du liquide injecté sont assimilables à celles de l'air environnant.

Entre les stations A_i et A_j , l'unité de masse du combustible (de pouvoir inférieur à pression constante $H_0 \equiv h_0 a_0^2/2$ dans les conditions p_0, T_0 de l'air de l'infini amont) est brûlée au degré $\eta_b \leq 1$, avec une cession de chaleur q à l'extérieur.

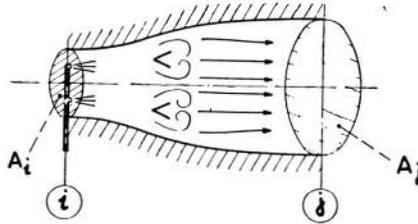


FIG. A.5,1.

Par définition du "rendement de chauffe η_{ch} de la combustion", celui-ci a pour expression :

$$\eta_{ch} H_0 = \eta_b H_0 - q.$$

L'équation $T_i^* = T_j^*$ du no. 4.1., qui exprimait à la fois le principe de la conservation de l'énergie et l'adiabaticité de l'écoulement considéré, est remplacée ici par la suivante, qui découle du principe invoqué :

$$\frac{\eta_b H_0 - q}{\delta - 1} - \int_{T_i}^{T_j} c_p' dT + m_i \frac{(\gamma - 1) c_{p_i} T_i}{2} - m_j \frac{(\gamma_j' - 1) c_{p_j}' T_j}{2} = 0.$$

En admettant la linéarité de c_p' entre T_i et T_j^* , en utilisant les notations ν_i, κ_{ij} et κ_{ij}' du no. 2 ci-dessus et en introduisant T_i^* et T_j^* , l'équation précédente devient, avec une très convenable approximation :

$$\boxed{\frac{T_j^*}{T_0} \nu_i \left[\kappa_{ij}' - \frac{\kappa_{ij}' - 1}{2 + (\gamma_j' - 1) m_j} \right] = \frac{T_i^*}{T_0} \left[1 + \frac{\nu_i (1 + \kappa_{ij}') - 2}{2 + (\gamma_i - 1) m_i} \right] + \eta_{ch} \frac{(\gamma_0 - 1) h_0}{2 \kappa_{0i} (\delta - 1)}} \quad (\text{A},12)$$

Si l'on néglige la variation des chaleurs spécifiques avec la température et avec l'état chimique, ν_i, κ_{0i} et κ_{ij}' se confondent avec l'unité, et (A,12) se réduit à :

$$T_j^* - T_i^* = T_0 \frac{\eta_{ch} (\gamma_i - 1) h_0}{2(\delta + 1)} \quad (\text{A},13)$$

Cette formule n'est qu'assez grossièrement approchée. En effet, pour $\nu_i = 1,05$, $\kappa_{0i} = 1,10$, $\kappa'_{ij} = 1,10$, $\gamma_i = 1,35$, $m_i = 0,10$, $\gamma'_j = 1,25$ et $m_j = 0,6$, toutes valeurs assez plausibles, T_j^* et T_i^* devraient y être multipliées respectivement par 1,22 et 1,19, de sorte que (A,13) fournit dans ce cas pour $(T_j^* - T_i^*)$ une valeur surestimée de 20% environ.

En fait, il convient, en général, de se donner T_j^* ($\equiv \theta_j T_0$) qui représente une limite acceptée de température en fin de combustion. Ayant d'autre part déterminé T_i^* par d'autres conditions, l'équation (A,12) fournit alors $\eta_{ch}/(\delta + 1)$.

Dans des essais, si δ est mesuré ainsi que T_i^* et T_j^* , l'équation (A,12) fournit une valeur précise de η_{ch} , et son emploi doit être recommandé à cette fin.

5.2. La seconde équation (A,7) étant remplacée ici par (A,12) qui sert à évaluer $\eta_{ch}/(\delta + 1)$ lorsqu'on se donne T_i^* et T_j^* ainsi que m_i et m_j , la première équation (A,7) devient ici, en tenant compte de ce que le débit relatif $(1/\delta)$ du combustible liquide n'intervient pas dans le débit massique de la section droite amont A_i :

$$\frac{p_i A_i}{\delta} \sqrt{\frac{\gamma_i m_i}{R T_i}} = \frac{p_j A_j}{\delta + 1} \sqrt{\frac{\gamma'_j m_j}{R' T_j}} \quad (A,14)$$

5.3. Enfin, l'équation (A,9), où l'on se donne *a priori* l'efficacité η_{ij} de la tuyère assurant l'écoulement de A_i en A_j , doit être remplacée ici par une équation correspondante.

Mais, ici, m_i est forcément petit ($m_i < 0,08$ à $0,09$) pour que l'inflammation et l'entretien de la flamme soient possibles, et m_j reste le plus souvent inférieur à $0,6 \div 0,8$. L'écoulement moyen, de A_i en A_j , est donc subsonique et relativement lent.

Une tuyère à combustion, ou foyer, est généralement à section constante ou faiblement croissante, de sorte que le rapport $s_{ij} \equiv A_j/A_i$, généralement voisin de 1, dépasse rarement l'ordre de 2.

Caractérisons les résistances aérodynamiques internes occasionnées par les parois diverses, les injecteurs et les accroche-flammes par une résistance interne globale égale à $\epsilon_{ij} D_i A_i$, c'est-à-dire égale à la fraction ϵ_{ij} de la dynalpie intégrée en la section initiale, où ϵ_{ij} est assez petit et représente un coefficient caractéristique, mesuré ou estimé, du foyer en question.

Par le théorème des quantités de mouvement, à partir d'une linéarisation de p en fonction de A , de A_i en A_j et le long de la surface latérale du flux, on établit la relation suivante:

$$\Delta_{ij} \equiv \frac{D_j A_j}{D_i A_i} = s_{ij} \frac{1 + \gamma'_j m_j}{1 + \gamma_i m_i} \left[\frac{2(1 - \epsilon_{ij})(1 + \gamma_i m_i) + (s_{ij} - 1)}{2s_{ij}(1 + \gamma_i m_j) - (s_{ij} - 1)} \right] \quad (A,15)$$

qui est celle à substituer ici à (A,9). Le coefficient donné ϵ_{ij} est, en général, assez petit et de l'ordre de 0,02 à 0,10.

Dans le cas du foyer à section constante ($s_{ij} \equiv 1$, tuyère-foyer cylindrique), Δ_{ij} s'identifie à la définition classique:

$$\Delta_{ij} = (1 - \epsilon_{ij}), \quad [s_{ij} \equiv 1].$$

A partir de la formule (A,14), γ_i et γ'_j peuvent être pris fixes, et même relatifs à volonté à T_i ou T_i^* , et à T_j ou T_j^* , pourvu que m_j , auquel m_i est toujours inférieur tandis que γ_i est un peu supérieur à γ'_j , ne dépasse pas 0.4 environ.

5.4. Compte tenu de (A,14) et (A,15), la relation entre m_i et m_j se met sous la forme:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\gamma_i m_i \left(1 + \frac{\gamma_i - 1}{2} m_i\right)}{[2(1 - \epsilon_{ij})(1 + \gamma_i m_i) + (s_{ij} - 1)]^2} &= \frac{s_{ij}^2}{r\tau} \frac{\gamma_j' m_j \left(1 + \frac{\gamma_j' - 1}{2} m_j\right)}{[2s_{ij}(1 + \gamma_j' m_j) - (s_{ij} - 1)]^2}, \\ \text{avec} \quad \tau &\equiv \frac{(\delta + 1)^2 T_j^*}{\delta^2 T_i^*}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{A,16})$$

Dans le cas $s_{ij} \equiv 1$ (tuyère-foyer cylindrique), cette relation devient, avec la fonction $\mathcal{F}(m)$ définie par (A,11):

$$\mathcal{F}_j = \mathcal{F}_i \frac{1}{(1 - \epsilon_{ij})\sqrt{(\gamma_i(\gamma_j' + 1))}} \sqrt{\frac{\gamma_i(\gamma_j' + 1)}{(\gamma_i + 1)\gamma_j'}} r\tau.$$

Considérant γ_i , γ_j' , r , ϵ_{ij} , τ et s_{ij} comme donnés *a priori*, il est facile de calculer m_i en fonction de m_j .

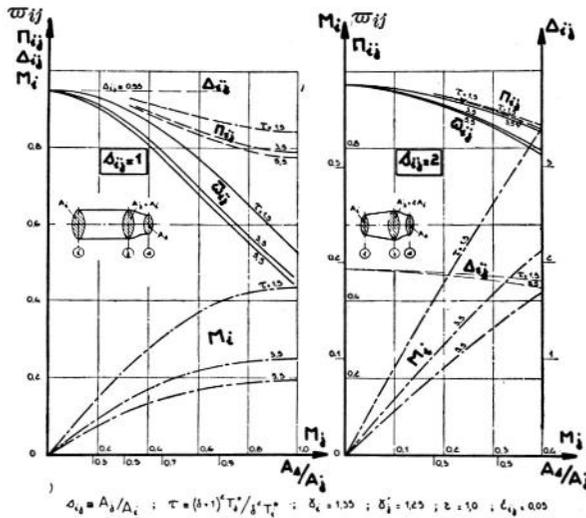


FIG. A.5,4.

Le diagramme de la figure (A,5,4) ci-contre donne M_i , Δ_{ij} , $\Pi_{ij} \equiv P_j/P_i$, $w_{ij} = p_j/p_i$ en fonction de $M_j = \sqrt{m_j}$ pour les valeurs échelonnées

$$s_{ij} = 1 \text{ et } s_{ij} = 2; \quad \tau = 1,5; \quad \tau = 3,5; \quad \tau = 5,5,$$

qui encadrent les conditions d'un foyer "pousse", et pour les valeurs fixes et choisies à titre d'exemple plausible: $\gamma_i = 1,35$; $\gamma_j' = 1,25$; $r = 1,0$; $\epsilon_{ij} = 0,05$. Cette dernière valeur est modeste et pourrait être rendue variable avec m_i , car ϵ_{ij} croît plus ou moins avec m_i .

L'axe des abscisses M_j est gradué également en valeurs du coefficient de contraction $s_{js} = A_s/A_j$ de la tuyère à col sonique d'aire A_s , alimentée en l'état j par la section A_j .

On note qu'en faisant $s_{ij} > 1$ (foyer divergent) et en supposant τ fixé, on réduit M_j pour une valeur donnée de M_i , mais il faut alors, corrélativement et en valeur absolue (A_i fixé), resserrer un peu le col de la tuyère de détente.

6. REMARQUE FINALE.

On a tenu compte ci-dessus de la variation de c_p et γ avec T en linéarisant la variation de c_p dans le domaine considéré, ce qui conduit à des formules relativement simples, abrégeant les calculs et dispensant de tables ou diagrammes préalablement établis.

Mais, il va de soi que, si l'on dispose de diagrammes enthalpiques de l'air et de gaz brûlés, la détermination des pression et température génératrices, et des variations d'état et mouvement en compression ou détente, s'effectue directement avec commodité et avec une précision convenable à partir de tels diagrammes.

DISCUSSION

R. A. GROSS*: M. Roy discussed the possibility of a detonative ram-jet. This audience should be interested to learn that fundamental research on this problem is currently underway in the United States under the kind auspices of the Air Force Office of Scientific Research. In our Deer Park research laboratory we have succeeded in burning quasi-steadily in a specially designed supersonic combustion research tunnel. As this work progresses to significant points these will be published in the scientific literature.

M. ROY: I am pleased to hear from Mr. R. A. Gross of the research work underway in the Deer Park research laboratory and of favourable results already obtained. So far as I know, similar investigations are carried on at the University of Michigan by J. A. Nicholls and J. Rutkowski. I do hope that research started in that way in the U.S.A. will be entirely successful.

L. CROCCO†: The detonation ram-jet described by M. Roy in his very interesting paper is only a particular case of the more general solution in which the air intake produces only partial diffusion, from the hypersonic flight velocity to a lower, but still supersonic, velocity. Better performance can be obtained in this way, especially if the detonation, which corresponds to a constant area combustion at subsonic velocities, is replaced by other types of combustion processes taking place at supersonic velocities, as suggested by Ferri.

A. FERRI‡: As mentioned by Prof. Crocco, experiments have been carried out at the aerodynamic laboratory of the Brooklyn Polytechnic Institute, with the purpose of verifying if steady combustion without strong shocks could be maintained, under proper conditions, in a supersonic stream. The process was realized by injecting a gaseous fuel at the entrance of the air intake, where temperature is low and spontaneous reaction can occur, so that during the following diffusion process both static temperature rise and mixing of fuel and air take place simultaneously. In this way the reaction starts spontaneously when sufficient mixing is achieved, and if the static temperature is sufficiently high the reaction is developed in a short length of supersonic chamber, which is not constant area and allows static temperatures and pressures to remain sufficiently low.

In the tests the stagnation conditions before the shock were those corresponding to hypersonic velocities and the initial Mach number of the combustion chamber was 3. The behaviour was satisfactory.

* Chief Research Engineer, Fairchild Engine Division, Fairchild Engine and Airplane Corp., U.S.A.

† Forrestal Research Center, Princeton University, U.S.A.

‡ Polytechnic Institute of Brooklyn, U.S.A.

M. ROY: Prof. L. Crocco's remark, completed by that of Prof. A. Ferri, is very relevant. If, in the matter of permanent combustion in supersonic flow, I merely considered the stationary detonation wave, it was in order to limit myself to a single example, characterized by the remarkable stability inherent in the detonation wave, because the flow is sonic on its downstream face, so that this wave is insensitive to whatever may happen downstream of it.

But it is quite true that stationary combustions without shock may be conceived in supersonic flow, as I stated in 1946. Stationary shocks with incomplete combustion can also be contemplated, as indicated by E. Jouguet, as early as 1917.

By saying that a progressive combustion has been successfully achieved in his laboratory at $M = 3$ with an initially hypersonic flow, Mr. A. Ferri brings us very important news, and I have pleasure in underlining the interest of it.