

Modélisation d'un jet au sein d'un canal inter-aube de machine thermique

Modelling of flow within a vaned channel in thermal engine

Georges Descombes*, Fadila Maroteaux, Jacques Jullien, Michel Pluviose

Laboratoire de mécanique physique, Université Pierre et Marie Curie, UMR 7068, 2, place de la gare de ceinture 78210 Saint Cyr l'Ecole, France

Reçu le 6 mai 2002 ; reçu en forme révisée le 17 novembre 2004 ; accepté le 13 mars 2005

Disponible sur Internet le 10 mai 2005

Résumé

On présente les résultats d'une étude détaillée de la description locale de la transformation d'énergie au sein du distributeur aileté à calage variable d'un turbocompresseur de suralimentation. Une analyse expérimentale et numérique est conduite afin d'étudier l'impact des phénomènes dissipatifs sur les caractéristiques de perméabilité du distributeur aileté et sur l'interaction fluide-structure qui en résulte avec la roue mobile. Une attention particulière est portée sur les pertes par désadaptation et sur la structure locale du jet à l'échappement du canal à géométrie variable en fonction de son calage. On observe que lorsque les conditions soniques sont atteintes au col du distributeur, une nappe supersonique qui est le siège d'irréversibilités marquées peut alors interagir dans l'espace de mélange à l'admission de la roue mobile.

© 2005 Publié par Elsevier SAS.

Abstract

The results of study concerning energy transformation within the variable geometry nozzle of a turbocharger are presented in this paper. A detailed analysis is carried out in order to study the effect of losses on the permeability characteristics of the vaned channel, and to observe the flow-turbine structure interaction resulting at the rotor. Particular attention is paid to the local jet structure at outlet from the variable geometry channel when sonic conditions are likely to be reached at the diffuser throat. A supersonic flow layer can be observed in the mixing zone at the rotor inlet, this phenomenon generates high losses in this region.

© 2005 Publié par Elsevier SAS.

Mots-clés : Canal variable ; Jet supersonique ; Irréversibilités ; Machine thermique

Keywords : Variable geometry nozzle; Supersonic expansion; Losses; Thermal machine

1. Introduction

Le concept de turbosuralimentation à géométrie variable d'un moteur thermique de propulsion contribue à répondre à l'impératif d'émissions minimales qui est un phénomène de santé publique. Il permet de réduire désormais la cylindrée des moteurs (down-sizing) dans un objectif de réduction des émissions de gaz à effet de serre en adaptant les performances de la turbine aux besoins évolutifs en air du moteur

afin de favoriser la zone de rendement optimal du groupe de suralimentation dans les charges partielles [1].

Il subsiste toutefois un verrou récurrent dans les phases de fonctionnement transitoire du moteur qui se traduit par un délai de mise en pression des conduits d'admission du moteur [2]. Un turbocompresseur de faible dimension permet de réduire ce temps de réponse pour obtenir une pression convenable de suralimentation dès les faibles régimes de rotation du moteur. Un dispositif de régulation est alors réalisé par un by-pass sur le circuit d'échappement en amont de la turbine. On montre néanmoins que l'ouverture de ce clapet de décharge génère une contre-pression importante qui entraîne

* Auteur correspondant. Tél. : 0130854865 ; fax : 0130854899.
Adresse e-mail : descombe@ccr.jussieu.fr (G. Descombes).

Nomenclature

b	pas	mm	V	vitesse	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
h	enthalpie	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$	Y	coefficient de pression	
l	épaisseur d'un canal		Z	nombre d'aubages	
M	nombre de Mach		<i>Symboles grecs</i>		
q_m	débit masse	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	α	angle d'incidence	$^{\circ}$
r	rayon courant	mm	ζ	coefficient de perte	
S	entropie	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	ρ	masse volumique	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
T	température	K			

une sur-consommation de carburant du moteur en phase de régulation [3].

Les configurations avancées de turbine à géométrie variable concernent la volute et le distributeur de la turbomachine. Le concept de volute à géométrie variable vise à adapter d'une manière simple la section débitante de la volute en fonction du point de charge du moteur [4–6]. Dans les faibles débits, l'un des conduits peut également être obturé afin de conserver une vitesse suffisante d'écoulement des gaz, mais cette technique génère des pertes de charge très préjudiciables à la consommation du moteur [7].

La seconde technique très utilisée en application automobile utilise une couronne d'aubages de distributeurs à calage variable [1,3]. Les aubes distributrices autorisent une section de passage importante dans les débits élevés alors que l'inclinaison des ces aubes diminue la section débitante aux bas régimes et modifie l'angle d'incidence du jet. De nombreux concepts dérivés ont été proposés et la turbine à géométrie variable peut même ne comporter qu'un unique étranglement à l'admission de la roue [8,9].

La troisième technique de géométrie variable dite à injection partielle est dérivée du concept de réglage utilisé dans les turbines à vapeur. Elle permet d'adapter la section méridienne d'admission de la roue de turbine au débit des gaz d'échappement disponible en n'injectant que sur une fraction de la hauteur des aubages dans les charges partielles du moteur. Une géométrie variable du compresseur peut aussi être envisagée par une pré-rotation du fluide en amont de la roue du compresseur afin de fournir un mouvement préalable de giration à l'écoulement. Ce concept de pré-rotation étudié en recherche [10] reste d'une mise en œuvre délicate pour l'application automobile.

Il est enfin possible d'utiliser l'électricité pour atténuer les inconvénients inhérents au temps de réponse de la turbine. Une première idée consiste à remplacer le turbocompresseur par un compresseur électrique indépendant, ce qui permettrait de rendre la fonction de suralimentation indépendante du point de fonctionnement du moteur thermique [11]. Il est néanmoins plus réaliste de conserver le turbocompresseur en l'assistant par un entraînement électrique uniquement dans les charges partielles. Une machine électrique de type asynchrone peut de plus autoriser une régulation de vi-

tesse en freinant le turbocompresseur dans les charges plus élevées [12].

De nombreux laboratoires travaillent depuis une vingtaine d'années sur l'adaptation du turbocompresseur au moteur, mais aucune solution simple ne donne entièrement satisfaction pour modéliser convenablement la cartographie des performances du turbocompresseur dans son environnement moteur. L'élaboration d'une nouvelle version du calcul des performances d'une turbine de suralimentation dont le distributeur comporte des canaux mobiles a ainsi nécessité une étude approfondie de la transformation d'énergie au sein de chacun des sous-ensembles caractéristiques de la turbine.

On présente les résultats de l'analyse au sein du distributeur à canaux mobiles qui est le siège d'irréversibilités marquées en fonction du calage des ailettes mobiles du canal inter-aubes, ce qui génère souvent une boucle défavorable de pression à l'échappement du moteur qui se révèle délicate à modéliser dans un programme général de simulation.

2. Modelisation geometrique du distributeur

L'étage de la turbine étudiée comporte une volute, un distributeur aileté à calage variable et une roue mobile hélicoradiale (Fig. 1). Le distributeur est constitué d'une section lisse d'admission suivie de canaux ailetés uniformément répartis sur toute la périphérie. L'espace lisse d'alimentation est lui-même à géométrie variable et sa section débitante évolue en fonction du calage des aubages mobiles (Fig. 2). L'admission de chaque canal aileté est assimilée à un profil d'aile isolée tandis que le corps central est modélisé par un canal convergent identifié par ses sections droites d'admission et de refoulement. La périphérie de sortie du canal aileté constitue la condition géométrique de fermeture du sous-ensemble distributeur.

3. Hypotheses de calcul

Le calcul est conduit selon une approche eulérienne en formulant l'hypothèse d'un débit uniformément réparti sur toute la périphérie du distributeur [13]. Le gaz est parfait, le fluide est compressible et visqueux, l'écoulement turbulent est stationnaire en moyenne, l'énergie potentielle est

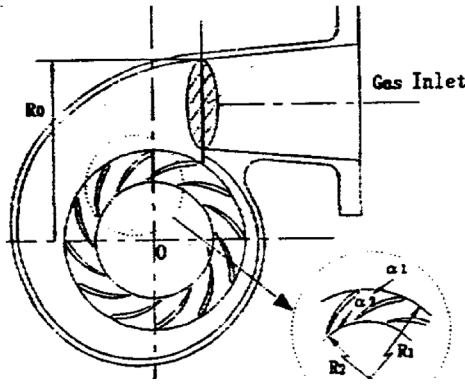


Fig. 1. Turbine de suralimentation et distributeur à calage variable.

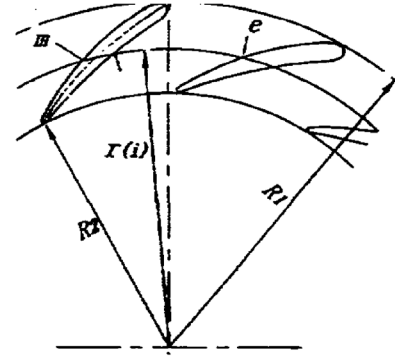


Fig. 1. Turbine housing and variable geometry nozzle.

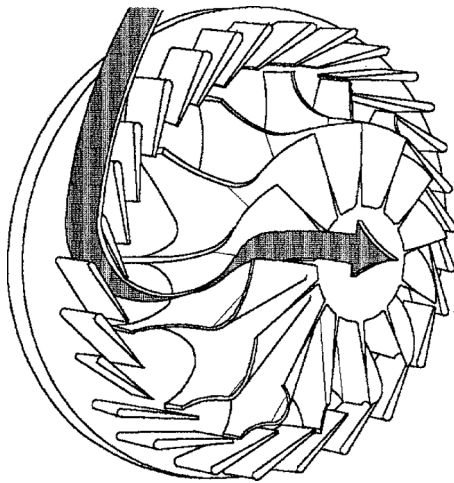


Fig. 2. Etage de turbine à géométrie variable.

Fig. 2. Helicoradial turbine stage.

négligée. L'écoulement 1D est étudié sur une ligne de courant médiane et complété par une approche quasi-2D sur les lignes frontières du canal inter-aubes du distributeur.

4. Les phenomenes dissipatifs

La dissipation d'énergie utilisable constitue le point sensible de cette application car les débits véhiculés varient dans une plage de 1 à 5 et sont tout au plus de l'ordre de quelques centaines de grammes par seconde avec des conditions génératrices très variables à l'échappement du moteur. On présente donc les corrélations principales qui ont été réduites selon une approche 1D à l'issue d'une étude de sensibilité des modèles multidimensionnels [14].

4.1. Diffusion

Les pertes par mélange dans l'espace lisse à géométrie variable du distributeur sont exprimées sous la forme d'un coefficient de pression (équation (1)) entre l'entrée 1 et la

sortie 2 en fonction des pressions totales indicées par le suffixe i et les pressions statiques [15].

$$\bar{Y} = \left[1 - \frac{P_{i2}}{P_{i0}} \right] \left[1 - \frac{P_2}{P_{i0}} \right]^{-1} \quad (1)$$

4.2. Fuites

Les pertes par fuite qui constituent un handicap marqué dans le processus de la transformation d'énergie sont modélisées selon la corrélation (2) qui intègre l'effet de déflexion α_s du squelette de l'aube, ε_l est le jeu fonctionnel, b le pas entre deux ailettes [16].

$$q_f \cong q_m \frac{\varepsilon_l}{b \sin \alpha_s} \quad (2)$$

4.3. Frottements

On retient la formulation (3) exprimée par un saut d'enthalpie statique exprimé par référence à une détente isentropique et pondérée par le nombre de Mach de sortie M_2 [17].

$$\zeta_N = \frac{2(h - h_{is})}{V_2^2} \left[1 + \frac{\gamma M_2^2}{2} \right] \quad (3)$$

4.4. Désadaptation

Les pertes par désadaptation d'incidence à l'entrée du canal inter-aubes sont évaluées par l'équation (4) qui traduit l'augmentation d'enthalpie statique en régime stationnaire où le terme $\alpha - \alpha_{opt}$ mesure le défaut d'incidence entre l'angle du jet et l'angle géométrique du squelette [18].

$$\Delta h = \bar{V}^2 \frac{\sin^2}{2} |\alpha - \alpha_{opt}| \quad (4)$$

Lorsque l'écoulement s'effectue à la sortie du canal aileté en régime subsonique borné par un nombre de Mach de l'ordre de 0,4 ; la particule fluide quitte le profil d'aile avec un écart flux-profil $\delta = \alpha - \alpha_{opt}$ évalué par la relation (5) où c est le col droit de sortie et b le pas associé entre deux ailettes [19].

$$\text{Arc cos } \alpha = \frac{c}{b} \quad (5)$$

Lorsque l'effet compressible est marqué à l'admission du distributeur ($Mach > 0,6$), ce sont en revanche les conditions au col qui imposent l'angle d'échappement du jet car le blocage sonique est alors atteint dans la section géométrique de sortie du canal ($M = 1$ au col) dans les positions de faible ouverture du distributeur [2]. Un jet supersonique de structure complexe peut alors se propager dans la zone de mélange en aval du col. La sous-détente supersonique qui se produit dans le jet devient le siège d'ondes de chocs caractérisé par une dissipation d'énergie qui est délicate à restituer par le calcul [18].

On se réfère aux travaux de Jansen et Smith [19] qui a étudié les irréversibilités se produisant à l'échappement d'une petite turbine de suralimentation dans ces conditions de fonctionnement sonique au col. L'auteur remarque tout d'abord que l'écart flux-profil est une fonction du nombre d'aubages, de leur incidence géométrique et du rapport de pression amont-aval du distributeur. Il note qu'un traitement numérique basé sur la méthode des caractéristiques est un moyen de calcul bien adapté pour approximer les conditions limites 2D du jet supersonique. L'auteur élabore ensuite un schéma réduit de calcul selon une approche 1D en exprimant les conditions limites de part et d'autre du choc. Il aboutit à une formulation spécifique de l'écart flux profil δ en sortie du distributeur selon l'équation (6).

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (6)$$

Les coefficients A , B et C sont fonction du rapport γ des chaleurs massiques du fluide, de l'angle α_{opt} d'incidence géométrique du profil, de l'angle circonférentiel θ entre deux ailettes consécutives et du rapport des pressions respectives régnant au col indicé 1 et à la périphérie de sortie indicée 2. Soit encore les expressions associées (7)–(11) où $\theta = 2\pi/Z$, Z étant le nombre de pales.

$$A = \frac{\gamma - 1}{2} X^2 + XY \sin \alpha_{\text{opt}} (1 - \cos \theta) - \frac{\gamma + 1}{2} [1 - \cos \theta]^2 \quad (7)$$

$$B = XY [\cos \alpha_{\text{opt}} (1 - \cos \theta) + \sin \alpha_{\text{opt}} \sin \theta] - (\gamma + 1) \sin \theta (1 - \cos \theta) \quad (8)$$

$$C = \frac{\gamma - 1}{2} X^2 + XY \cos \alpha_{\text{opt}} \sin \theta - \frac{\gamma + 1}{2} \sin^2 \theta \quad (9)$$

$$X = \frac{\theta^2}{\gamma \sin \theta} \left[1 - \frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \right) \right] \quad (10)$$

$$Y = \frac{P_2}{P_1} \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\theta^2}{\cos \alpha_{\text{opt}} \sin \theta + \sin \alpha_{*} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (11)$$

4.5. Elargissement brusque

En régime d'écoulement subsonique, on retient l'expression (12) dérivée des travaux de Borda–Carnot et pondérée

par le sinus de l'angle de sortie α_s de l'aubage, k étant une constante fonction du circuit aval d'échappement [2,20].

$$\tau = k \left[1 - \frac{A_s}{A_e} \right]^2 \sin \alpha_s \quad (12)$$

Lorsque l'écoulement est à proximité du blocage sonique, on se réfère de nouveau aux travaux de Jansen et Smith [19] qui évalue les pertes associées à la sous-détente supersonique sous la forme d'un facteur de pertes (équation (13)) exprimé de part et d'autre du choc par référence à une transformation isentropique (équation (14)). Ce facteur de pertes ζ se traduit par l'équation (15) en fonction des variables précédemment identifiées et peut être rapproché du cas d'un élargissement brusque selon la relation (16) qui résulte de l'application de la théorie 1D de l'onde de choc oblique [21]. Les pertes associées sont exprimées par le second principe de la thermodynamique avec l'hypothèse d'un gaz idéal parfait (17).

$$\zeta = 1 - \left[\frac{M_2}{M_{2, \text{is}}} \right]^2 \quad (13)$$

$$M_{2, \text{is}}^2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \quad (14)$$

$$1 - \zeta = \frac{\theta^2}{\gamma \sin^2 \theta} \left[1 - \frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma}{2} \left\{ 1 + \frac{\sin 2\theta}{2\theta} \right\} \right]^2 \times \left[M_{2, \text{is}}^2 \left[\frac{(1 - \cos \theta)}{\sin \theta} \sin \delta + \cos \delta \right]^2 \right]^{-1} \quad (15)$$

$$\frac{P_{i2}}{P_{i1}} = \frac{A_1 M_1}{A_2 M_2} \left[\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right) / \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right) \right]^{(\gamma+1)/(2(\gamma-1))} \quad (16)$$

$$\Delta S_{1,2} = -r \operatorname{Log} \frac{P_{i2}}{P_{i1}} \quad (17)$$

5. Calcul de l'écoulement

La géométrie d'un point courant est rétablie à partir de la loi d'évolution des sections débitantes en fonction du calage des aubages. Un calcul préliminaire de la section sonique du distributeur permet de vérifier la compatibilité du point étudié avec les conditions génératrices imposées. La description est initialisée sur la périphérie d'entrée du distributeur lisse selon une approche 1D eulérienne en retenant l'hypothèse d'adiabaticité à partir des équations combinées de mouvement et d'énergie (18), de continuité (19) et d'entropie (20), V_θ étant la vitesse tangentielle, l'angle d'incidence α_2 du jet étant inconnu à ce stade.

$$\frac{q_m C_p T_{i2}}{A_2 P_{i2}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} V_{\theta 2} \operatorname{tg} \alpha_2 \left[1 - (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_2) \frac{V_{\theta 2}^2}{2 C_p T_{i2}} \right]^{1/(\gamma-1)} \quad (18)$$

$$\frac{\rho_s}{\rho_e} = \frac{A_e V_e}{A_s V_s} \quad (19)$$

$$h_s - h_{s_i} = \int_e^s df \quad (20)$$

L'évolution aérothermodynamique est calculée en combinant les équations (18)–(20) en fonction de la trajectoire dans les sections droites d'entrée et de sortie du canal convergent de même que sur la périphérie d'échappement. On aboutit ainsi à l'équation intégrée (21) qui ne contient plus que le seul terme de vitesse V_{i+1} pour unique inconnue résolue numériquement, Δ_i identifiant le pas géométrique de calcul.

$$A_{i+1} V_{i+1}^2 + B_{i+1} V_{i+1}^{1-\gamma} - T_i = 0 \quad (21)$$

Les coefficients A et B s'expriment selon (22) et (23) où α_i et α_{i+1} identifient les angles respectifs d'incidence géométrique en fonction de l'abscisse de la trajectoire médiane au sein du canal inter-aubes, ΔS est la production d'entropie au sein du canal évaluée par les relations (17) et (20) tenant compte des équations (1)–(16) selon le point de fonctionnement étudié.

$$A_{i+1} = \frac{1}{2C_p} \quad (22)$$

$$B_{i+1} = T_i \left[\frac{A_i}{A_{i+1}} \right]^{\gamma-1} [V_i \sin \alpha_i]^{\gamma-1} [\sin \alpha_{i+1}]^{1-\gamma} \times \left[\exp \frac{\Delta S}{r} \right]^{\gamma-1} \quad (23)$$

L'équation de continuité impose également la relation (24) entre la section droite d'échappement indicée 1 du canal et la périphérie associée de sortie indicée 2 où r_1 , r_2 , l_1 et l_2 sont les dimensions respectives des rayons et des épaisseurs du canal inter aube.

$$V_2 \sin \alpha_2 = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{r_1}{r_2} \frac{l_1}{l_2} \cdot V_1 \sin \alpha_1 \quad (24)$$

Une description quasi-2D complète la procédure de calcul en fonction du rayon de courbure du distributeur afin d'évaluer la cinématique de l'écoulement sur les lignes de courant situées à proximité de l'intrados et de l'extrados du canal inter-aubes. On suppose pour cela que les variations relatives de vitesse et du nombre de Mach sont du même ordre de grandeur et l'on obtient l'expression (25) dans laquelle $\Delta \eta$ correspond à la distance élémentaire qui sépare les lignes de courant extrêmes dans le plan transversal de part et d'autre du rayon de courbure médian r_c , $M_{\Delta \eta}$ est le nombre de Mach local et M le nombre de Mach médian.

$$M_{\Delta \eta} = \bar{M} \left[1 \pm \frac{\Delta \eta}{\bar{r}_c} \right]^{-1} \quad (25)$$

6. Experimentation sur banc d'essais

6.1. Analogie hydraulique

L'analogie hydraulique exploite la similitude qui existe entre les équations du mouvement d'une évolution isen-

tropique bidimensionnelle d'un gaz parfait compressible s'écoulant dans un canal et celles d'un écoulement sans pertes d'un liquide avec surface libre. Les essais en canal hydraulique donnent un aperçu qualitatif des conditions d'un écoulement plan. Il existe en effet une analogie entre l'écoulement supersonique d'un gaz et celui d'une nappe d'eau à surface libre s'écoulant dans un canal dont le fond est horizontal. Les variations brusques de masse volumique du gaz (ondes de choc) se traduisent dans l'analogie hydraulique par des variations de l'épaisseur de la nappe d'eau (mascarets).

Une maquette 2D représentant une tranche du distributeur à canaux mobiles a été réalisée et la méthode des analogies hydrauliques a permis d'observer l'ampleur du jet supersonique et l'influence de la section débitante sur la forme du jet à l'aval [2]. Le liquide retenu est de l'eau en raison de sa faible viscosité. Rebuffet [22] a en effet montré que l'analogie qui s'effectue entre le nombre de Mach et le nombre de Froude doit répondre à l'équation de conservation de la masse au sein du gaz (équation (26)) réécrite en hauteur du liquide (équation (27)), où e représente la hauteur de la nappe d'eau. La similitude porte sur les vitesses respectives de propagation des ondes dans le gaz d'une part et dans le fluide d'autre part.

$$\frac{\partial}{\partial x} \rho u + \frac{\partial}{\partial y} \rho v = 0 \quad (26)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} e u + \frac{\partial}{\partial y} e v = 0 \quad (27)$$

Cette analogie doit satisfaire simultanément l'équation (28) relative à l'égalité des grandeurs thermodynamiques en fluide compressible et elle impose d'assimiler l'écoulement à un fluide fictif dénommé gaz hydraulique dont le rapport des chaleurs massiques est égal à 2.

$$\left[\frac{e}{e_i} \right]^2 = \left[\frac{\rho}{\rho_i} \right]^2 = \frac{P}{P_i} \quad (28)$$

Cette analogie hydraulique a été mise en œuvre expérimentalement au laboratoire sur une maquette de canal inter-aube immergée dans une table à eau. Les variations mesurées de l'épaisseur de la nappe d'eau en fonction du rapport de pression ont fourni une indication qualitative du niveau de compressibilité en visualisant les discontinuités qui prennent naissance à partir du col jusque dans l'espace aval du canal inter-aubes [2]. Elles se propagent sous forme de mascarets représentatifs des perturbations générées à l'échappement libre du distributeur qui sont à l'origine de l'interaction rotor stator dans le cas réel [2].

6.2. Strioscopie et mesures de pressions

Une expérimentation a été ensuite réalisée sur un banc d'essai à rafale inverse qui permet de mettre en vitesse un écoulement par remplissage d'une chambre à vide mise en communication avec l'atmosphère [2]. Une maquette 2D représentative de la géométrie à étudier est implantée en série

sur la veine d'essais en amont d'un caisson de tranquillisation et permet d'observer les écoulements supersoniques par la méthode optique de striescopie.

Le banc d'essai à rafale inverse permet de mettre en vitesse un écoulement d'air par remplissage d'une chambre à vide mise en communication avec l'atmosphère (Fig. 3). Il est constitué d'une chambre à vide (1) au sein de laquelle le niveau de pression absolue de l'ordre de 40 millibars est obtenu au moyen d'une pompe à palettes (2). Une vanne de régulation à ouverture rapide (3) commande la mise en communication avec l'atmosphère et permet ainsi d'assurer un balayage complet des rapports de pressions compris entre la pression atmosphérique régnant en amont de la veine et la pression minimale régnant dans la chambre à vide. Une maquette (5) représentative de la géométrie à étudier est implantée en série sur la veine d'essais en amont d'un caisson de tranquillisation (4).

Le distributeur est modélisé par une maquette qui respecte les conditions de similitude afin de simuler un écoulement plan au sein du canal inter-aubes. La mesure des pressions statiques locales est effectuée en différents points du conduit et en aval du col afin de reconstituer par un calcul

ultérieur les dissipations d'énergie (Fig. 4). Une visualisation striescopique est ensuite réalisée à l'échappement du distributeur et la maquette est équipée pour cela de parois en verre optique qui forment un milieu transparent parfaitement homogène et traversé par un faisceau lumineux. Les variations d'intensité lumineuse associées au dispositif optique permettent d'observer les gradients de masse volumique de l'écoulement. On est ainsi en mesure de visualiser la structure évolutive du jet en fonction du rapport de pression qui règne entre l'entrée et la sortie du distributeur.

L'expérience montre que l'écoulement à l'échappement du distributeur devient complexe dès que le nombre de Mach local tend vers 1. On constate que des oscillations complexes prennent naissance en fonction du taux de détente au sein de l'élargissement brusque. La Fig. 5 montre quelques images de la structure observée du jet en fonction du taux de détente mesuré. Pour des taux de détente ≥ 4 , on observe un écoulement stationnaire entièrement supersonique au sein duquel se propage une structure d'ondes de chocs obliques qui forment une structure en croix. Dès que le rapport de pression diminue, l'écoulement décolle de la paroi dans la partie aval. Le jet rejoint ensuite progressivement le régime subsonique et retrouve alors une structure relativement homogène [2,23].

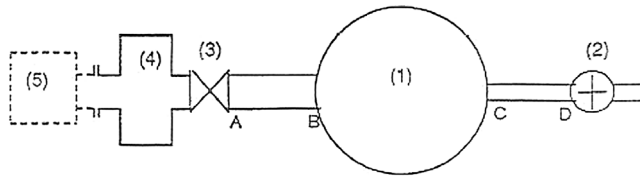


Fig. 3. Banc d'essai à rafale inverse.

Fig. 3. Aerodynamic test bench.

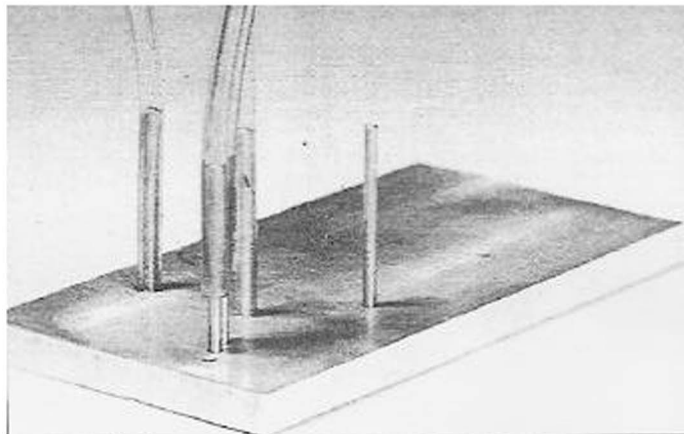
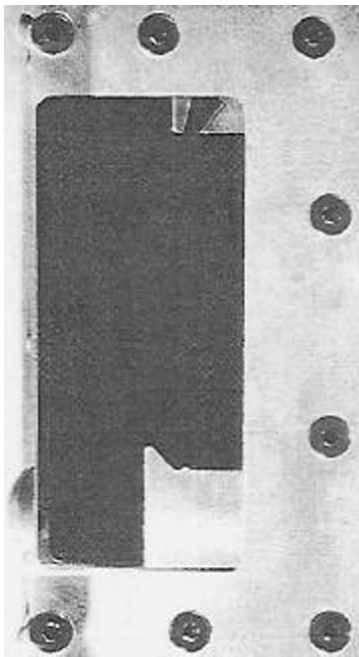


Fig. 4. Maquette d'un canal inter-aube.

Fig. 4. Test bench of the scale channel.

7. Experimentation numerique

7.1. Lignes simulées d'un jet supersonique

Un 1^{er} algorithme de calcul a été programmé afin d'évaluer l'amplitude d'un jet supersonique en fonction des condi-

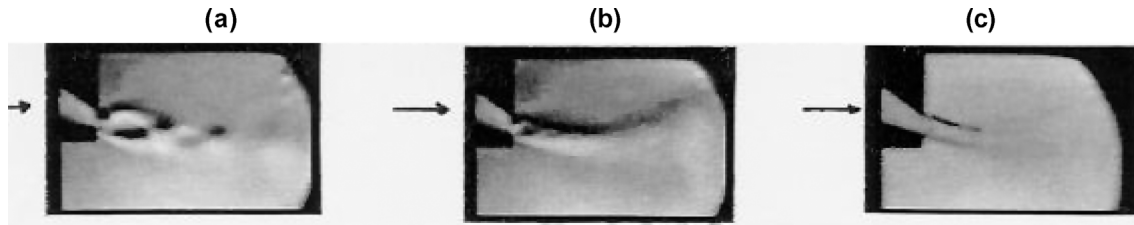


Fig. 5. Visualisation strioscopique du jet supersonique à l'échappement d'un canal convergent en fonction du taux de détente.

Fig. 5. Strioscopic visualisation of supersonic expansion function of the pressure ratio within a convergent nozzle. (a) Pressure ratio = 3.50, (b) pressure ratio = 2.25, (c) pressure ratio = 1.65.

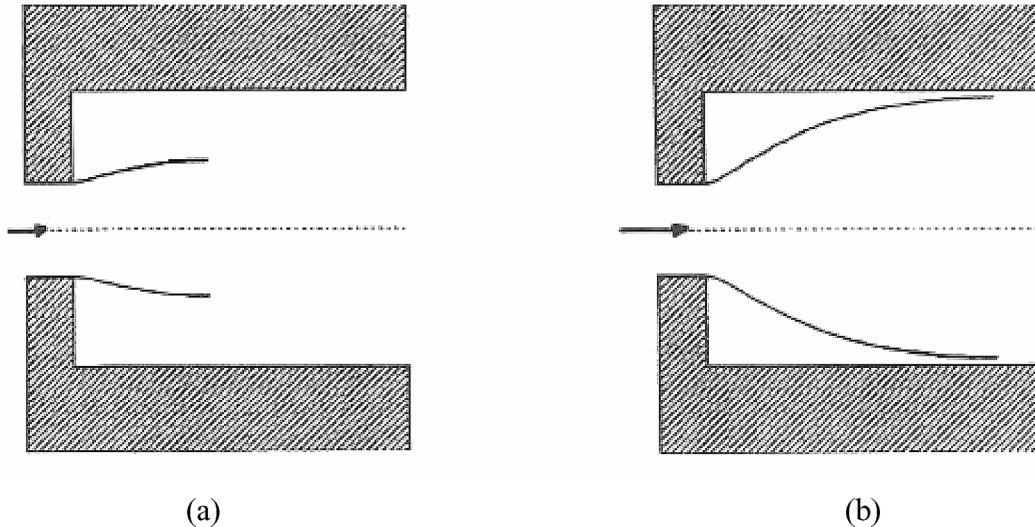


Fig. 6. Lignes d'iso-Mach d'un jet supersonique en fonction du taux de détente. (a) $P_{ie}/P_s = 4$, (b) $P_{ie}/P_s = 8$.

Fig. 6. Isomach modelling of a supersonic jet function of the pressure ratio. (a) $P_{ie}/P_s = 4$, (b) $P_{ie}/P_s = 8$.

tions génératrices et de la section au col de l'aubage [24]. Il est basé sur la méthode des caractéristiques inverse et présente la particularité de propager l'information au travers d'un nuage de points discrets préalablement définis par un maillage. La géométrie étudiée est identifiée par le diamètre H_1 au col, le rapport H_2/H_1 représente l'évasement de l'élargissement brusque et L/H_2 l'allongement. Les conditions génératrices imposées sont la pression totale P_{ie} , et la température totale T_{ie} , la pression statique étant imposée à l'aval. La Fig. 6 montre les lignes frontières d'iso-Mach simulées pour deux conditions génératrices expérimentales distinctes de taux de détente confrontées à l'expérience.

7.2. Description locale du jet supersonique

Une seconde simulation est réalisée avec la version 4.2 du simulateur Fluent–Rampant. La géométrie du distributeur fait l'objet d'une discrétisation spatiale 2D par éléments quadrilatères avec le mailleur Geomesh et un schéma de 40 000 noeuds. L'algorithme de calcul instationnaire utilise un schéma explicite de résolution itérative aux volumes finis basée sur la masse volumique. Ce schéma conditionnellement stable est néanmoins bien adapté au cas de transport instationnaire d'ondes de chocs qui sont délicates à capter

au sein de la nappe supersonique. Un test préliminaire de validation largement traité dans la littérature est préalablement simulé sur un jet droit qui débite dans un élargissement brusque [25].

La simulation est ensuite conduite avec des conditions génératrices imposées par une pression totale amont P_{ie} et une température totale T_{ie} tandis que la pression aval P_s constitue la condition de fermeture, l'écoulement étant supposé adiabatique. Le calcul est initialisé en fluide parfait et recyclé en fluide réel avec un modèle de turbulence du type $k-\varepsilon$ modifié.

La Fig. 7 illustre le champ évolutif des iso-Mach dans l'espace confiné de sortie, qui simule l'admission pseudo-radiale de la roue en fonction du taux de détente, pour les conditions génératrices de pression et de température égales à $P_{ie} = 230\,000$ Pa et $T_{ie} = 300$ K. On retrouve naturellement la ligne de blocage sonique au col du convergent et on remarque la présence d'un gradient prononcé de Mach de l'ordre de 10 à 15 points dans le plan transversal d'échappement. L'adéquation avec les résultats mesurés sur les mêmes points de fonctionnement est satisfaisante, mais une analyse complémentaire montre que le schéma de calcul minore néanmoins la production calculée d'entropie au sein du jet supersonique. Les résultats de l'analyse numérique montrent

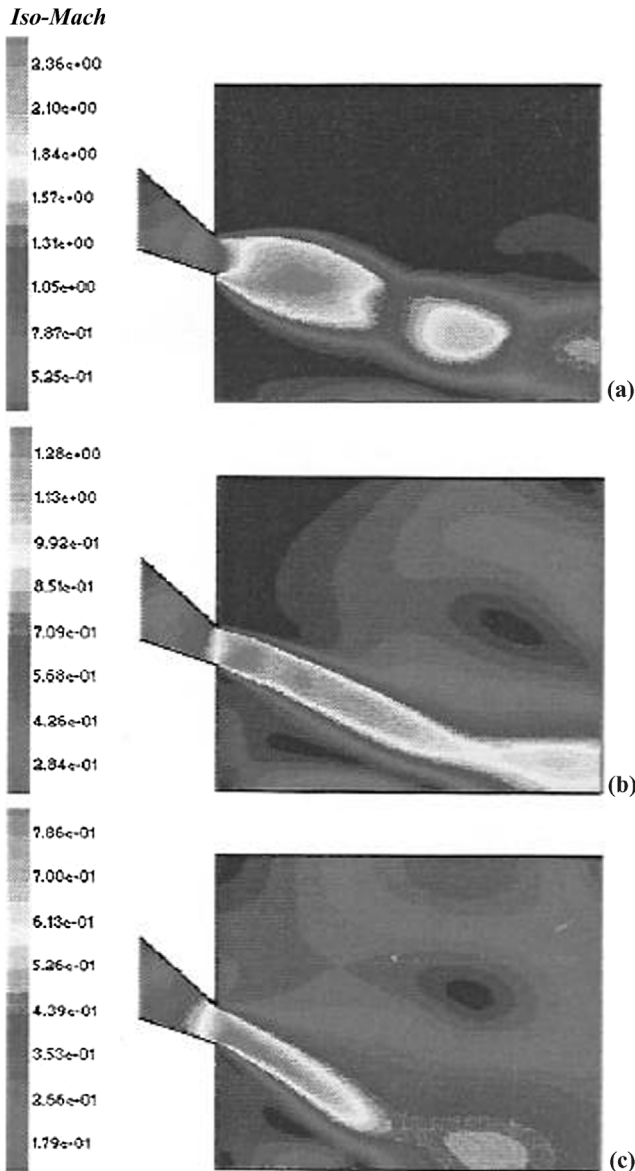


Fig. 7. Distribution des lignes iso-Mach du jet supersonique en fonction du taux de détente dans le canal convergent du distributeur.

Fig. 7. Iso-Mach modelling of a supersonic jet function of the pressure ratio within the convergent channel. (a) Pressure ratio = 3.50, (b) pressure ratio = 2.25, (c) pressure ratio = 1.65.

que la restitution correcte des irréversibilités nécessite évidemment un maillage localement raffiné et on observe que le schéma d'ordre 2 en espace est le seul capable de capter les battements de jets.

On observe que les ondes divergentes de détente se réfléchissent sur la ligne frontière du jet et se transforment alors en ondes de re-compression pour former un système de tonneaux périodiques en régime d'écoulement aval supersonique. Ces résultats sont en bonne adéquation avec l'expérience [21] et la littérature [23]. La captation numérique des propagations d'ondes devient délicate à restituer lorsque des discontinuités marquées apparaissent par rapport à l'équilibre thermodynamique local.

On constate également que la convergence est lente et il est nécessaire d'avoir recours de manière intensive aux clés numériques de sous-relaxation des équations afin d'atténuer les inévitables oscillations numériques qui sont inhérentes au schéma explicite de résolution retenu dans cette simulation. Les résidus ont été stabilisés sous la barre des 10^{-3} à 10^{-4} pour les équations du mouvement et à 10^{-6} pour l'équation d'énergie, l'équilibre des flux massiques est respecté à moins de 1 % entre l'entrée et la sortie.

7.3. Description circonférencielle

La Fig. 8 rétablit la description 2D simulée du champ des vitesses au sein d'un canal courbé dans les mêmes conditions de simulation que précédemment en reconduisant le modèle de turbulence du type $k-\varepsilon$ modifié, le taux de détente étant égal à 2. On retrouve la condition de vitesse nulle aux parois ainsi que la présence d'un gradient marqué de vitesse de l'ordre de 10 points dans le plan transversal [2]. On constate aussi qu'une fraction de l'espace inter-aubes à l'échappement du canal se comporte comme un volume mort, la distribution d'enthalpie statique qui évolue de 270 à 300 kJ·kg⁻¹ étant en particulier très hétérogène dans cette zone névralgique.

8. Permeabilité du distributeur

Pour des conditions génératrices de pression et de température égales à $P_{ie} = 250\,000$ Pa, $T_{ie} = 773$ K, la plage de débit balayée évolue de 0,1 à 0,5 kg·s⁻¹, ce qui correspond à une plage de vitesse de 30 à 140 m·s⁻¹ du fluide à l'entrée de la turbine pour une position du distributeur calée à 80 % d'ouverture.

8.1. Fuites

La confrontation aux essais réalisés par Sokhey [26] est satisfaisante sur cette plage de débit car les pertes par fuites demeurent de l'ordre de 1 à 2 % sur ce point de calage pour un jeu fonctionnel de 0,1 mm préconisé par Spraker [27] et Parois [28]. En se référant également aux mesures réalisées par Rogo [29], on valide le modèle (2) qui tient compte de l'évolution α_s du calage du distributeur.

8.2. Désadaptation

L'angle d'incidence de sortie de l'espace lisse du distributeur est de l'ordre de 40°, soit un écart comparé de 2 % par valeurs supérieures à l'angle isentropique d'incidence. C'est sur la plage de Mach comprise entre 0,1 et 0,5 que les pertes par désadaptation constituent la source majeure de dissipation. Elles représentent 30 % des pertes dans la plage des débits modérés et reviennent logiquement à un niveau proche de 15 % au delà d'un débit médian.

Ce n'est ainsi pas le fonctionnement en pleine ouverture qui est privilégié lors de la conception du distributeur où la désadaptation calculée par incidence est majorée dès

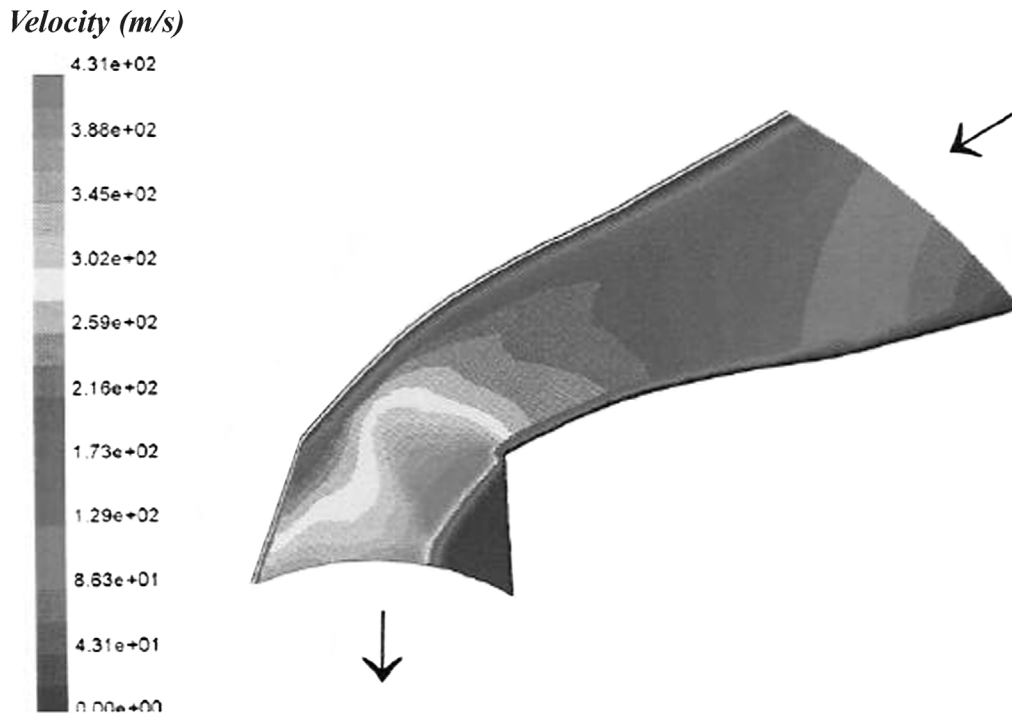


Fig. 8. Champ des vitesses simulées dans l'espace inter-aube en fonction du rayon de courbure.

Fig. 8. Numerical velocity distribution ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) within a curved channel.

que le squelette à géométrie variable présente une incidence géométrique de l'ordre de 36° . L'adaptation d'incidence est obtenue lorsque l'on adopte une position de fermeture prononcée du distributeur qui correspond à une incidence géométrique de l'ordre de 5° .

8.3. Frottements

La distribution des pertes d'enthalpie au sein du distributeur a été reconstituée en fonction du débit. La corrélation (3) restitue des niveaux de pertes qui sont en adéquation avec la littérature [14,30] et les pertes par diffusion et compressibilité prennent ainsi le pas au-delà d'un nombre de Mach supérieur à 0,5 tout en demeurant en-dessous du seuil de $10\,000\text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ à 80 % d'ouverture du distributeur.

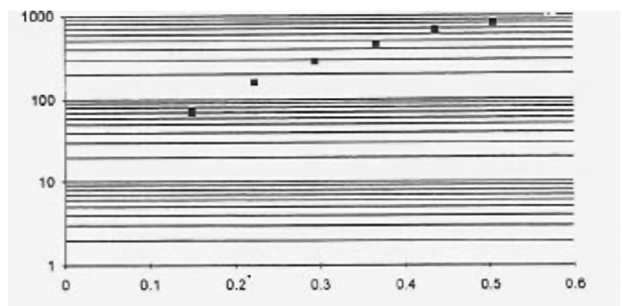
8.4. Elargissement brusque

La Fig. 9 reflète les pertes reconstituées dans l'espace de mélange à l'échappement du distributeur et leur profil qui évolue de manière semi-exponentielle est en adéquation avec les calculs itératifs conduits à partir des mesures réalisées sur le banc d'essai à rafale inverse [14]. La confrontation à l'expérimentation réalisée par Rogo [29] et les pertes d'enthalpie utilisables calculées sur ce même domaine sont enfin en bon accord avec les tendances dégagées par Sokhey [26].

8.5. Caractéristiques de perméabilité

La Fig. 10 rétablit la caractéristique calculée de la perméabilité du distributeur en fonction de sa position qui évo-

Enthalpy losses (kJ/kg)



Mass flow rate (kg/s)

Fig. 9. Evolution des pertes d'enthalpie ($\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$) en fonction du débit massique ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$).

Fig. 9. Evolution of enthalpy losses ($\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$) versus the mass flow rate ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$).

lue d'une pleine ouverture à la fermeture complète [5], la position fermée correspondant à 20 % de la pleine ouverture. Cette cartographie est en conformité avec les résultats simulés par Hayashi sur un distributeur très similaire [30].

Ces résultats ont été également validés à partir des mesures de pression statique réalisées sur le banc d'essai à rafale inverse du laboratoire en fonction du débit. La Fig. 11 illustre l'évolution du taux de détente local mesuré depuis l'admission jusqu'au col du distributeur aileté en fonction du débit pour un calage fixé. La Fig. 12 reflète l'évolution du taux de détente global entre l'admission et l'échappement en aval de l'élargissement brusque du canal inter-aube. On re-

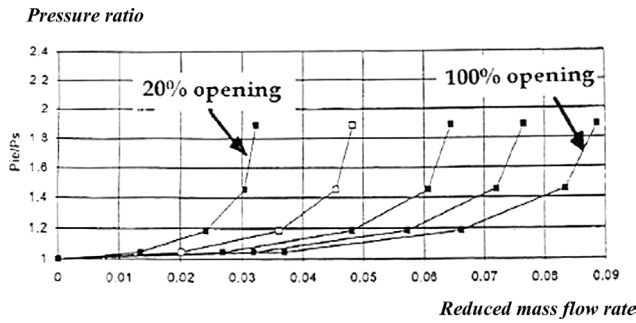


Fig. 10. Caractéristiques de perméabilité du distributeur en fonction du débit massique réduit.

Fig. 10. Distributor permeability function of the reduced mass flow rate.

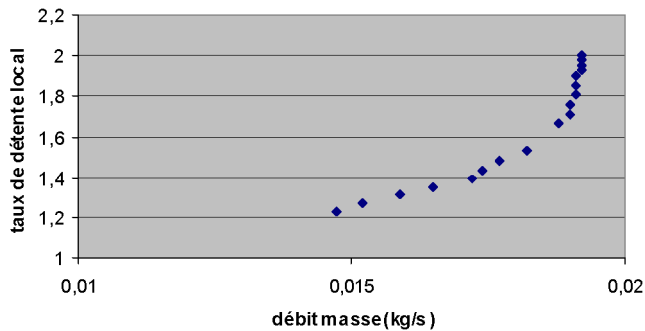


Fig. 11. Evolution du taux de détente local dans le canal inter-aube du fonction du débit massique.

Fig. 11. Experimental expansion ratio within the vaned channel versus the mass flow rate.

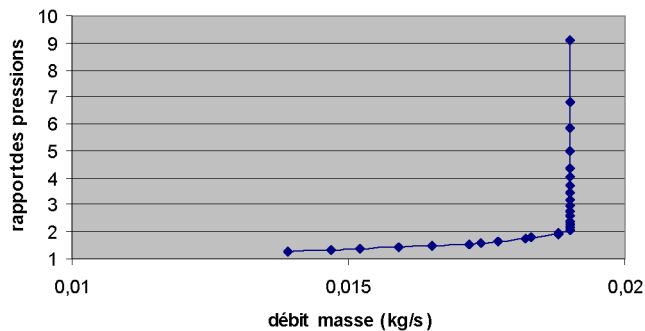


Fig. 12. Cartographie du taux de détente global du canal inter-aube.

Fig. 12. Experimental global expansion ratio versus the mass flow rate.

trouve bien les conditions de blocage sonique au-delà d'un rapport de pression supérieur à 2.

Ces résultats expérimentaux ont été utilisés comme conditions limites d'un calcul itératif conduit en fluide compressible selon les équations (12) à (20) et bouclé sur l'équation de continuité (19). Ils ont permis d'approximer les niveaux de pertes de pression totale en fonction du nombre de Mach de l'écoulement [14]. Ce calcul confirme entre autre que ce sont bien les pertes associées à la sous-détente supersonique dans l'espace aval qui deviennent prépondérantes lorsque ces conditions soniques sont atteintes au col du distributeur.

Tableau 1

Evolution des pertes de pression en fonction du calage du distributeur ($P_i = 180\,300$ Pa, $T_i = 968$ K, $q_m = 0,24$ kg·s⁻¹)

Table 1

Pressure losses versus the variable channel position ($P_i = 180\,300$ Pa, $T_i = 968$ K, $q_m = 0,24$ kg·s⁻¹)

Angle α_s de sortie	Pertes de pression (%)
60°	1,5
35°	2,8
15°	11,7

Pour un calage fixé du distributeur, les lois de similitude ont permis d'exprimer enfin l'évolution du taux de détente en fonction du débit réduit selon une ligne caractéristique unique. Cette écriture de l'équation (29) de conservation de la masse est vérifiée quelles que soient les conditions amont de température et de pression lorsque l'on répond aux conditions simultanées d'égalité au col de sortie sur le nombre de Reynolds et sur le nombre de Mach, le fluide étant invariant.

$$q_m \frac{\sqrt{T_{iam}}}{P_{iam}} = \sqrt{\frac{\gamma}{r}} A M_{av} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{av}^2 \right)^{-(\gamma+1)/(2(\gamma-1))} \quad (29)$$

Le Tableau 1 met en évidence une augmentation marquée des pertes cumulées au sein du distributeur en fonction de sa fermeture pour des conditions génératrices constantes. On constate ainsi un saut de l'ordre de 10 % des pertes de pression totale lorsque le distributeur est en position assez fermée par suite de l'accroissement des pertes par compressibilité et par élargissement brusque. La validité de ces résultats est corroborée par les travaux de Schölch [31] qui effectue la même observation en étudiant l'influence de la déflexion d'un canal inter-aubes sur les performances du distributeur.

9. Conclusion

On a présenté les résultats d'une étude détaillée de la conversion d'énergie au sein d'un canal inter-aube à géométrie variable. La description de la transformation et de ses irréversibilités a fait l'objet d'une étude expérimentale et d'une simulation numérique conjointes. Une attention particulière a été portée sur l'évolution des niveaux de dissipation d'énergie qui constituent un verrou dans la modélisation de l'écoulement très confiné de ce type de machine. On observe que la perméabilité de la machine est en particulier très dépendante des conditions de calage du distributeur. Les pertes par désadaptation d'incidence sont prépondérantes dans les positions d'ouverture importante tandis que les phénomènes de compressibilité se traduisent par la présence d'une nappe supersonique à forte dissipation énergétique en aval du col du distributeur dans les positions plus fermées du canal inter-aube.

Abridged English version

Turbochargers oriented towards decreasing pollution emissions are commonly used in Diesel engines and it is now the object of interest for direct gasoline injection engines (down-sizing). The model developed here aims at establishing the thermodynamic parameters at the inlet and the exhaust of a supercharged engine. The losses within the variable geometry nozzle which constitute a sensible problem in energy conversion were precisely modelled. This is very important since the turbocharger has a very reduced size and operates over a wide range of rotating speed (25 000–250 000 rpm) and flow rates (0.05 to 0.5 kg·s⁻¹).

A detailed study of losses is conducted experimentally and numerically within the vaned channel as a function of the nozzle opening angles. The complex flow nature produces important losses in quantity of movement and angular momentum. The subsonic and supersonic jet exiting the scale channel model is studied and visualized by striaoscopy function of the pressure ratios. The numerical results are analysed using the main flow inlet parameters, and are compared with experimental data obtained on turbocharger and striaoscopic test benches.

The concept of variable geometry turbocharging of a reciprocating engine contributes to the decreasing of emissions, which constitutes a public health phenomenon. However, the delay in pressurizing the intake conduits remains a recurrent problem for transitory operating range. A very common technique in automobile application uses a variable vaned channel (Figs. 1 and 2). Modelling of the performances of a variable vaned turbocharging turbine has then necessitated a more detailed study of each of the characteristic sub constituents of the turbine. Following hypotheses are made: Ideal gas, compressible and viscous fluid, steady mean turbulent flow, negligible potential energy. 1D flow is studied on a median stream according to a Eulerian approach.

Dissipative Phenomena: Dissipation of usable energy constitutes the sensible point of this application since the flow rates vary within a range from 1 to 5 and are all in the order of some hundreds of grams per second at the exhaust of the engine with variable generating conditions. Thus, principal conditions reduced according to a 1D approach, as a result of sensibility studies of multidimensional models, are investigated.

Mixing losses in the smooth space of the variable geometry of the distributor are expressed in the form of a pressure coefficient (Eq. (1)). Leakage losses that constitute an important handicap are modelled according to the correlation (2), which integrates deflection effect α_s of the skeleton of the blade ring. Formula (3) is used in order to model friction losses expressed by an increase of the static enthalpy and balanced by outlet Mach number M_2 .

Losses by disadaptation of the incidence at the inlet of the inter-blade channel are evaluated by Eqs. (4) and (5)

in case of a moderated subsonic flow (Mach < 0.4). When the compressibility is marked at the inlet of the distributor (Mach > 0.6), then the conditions at the throat determine the outlet angle of the jet since the sonic blocking is then attained in the geometric section at the outlet of the channel ($M = 1$ at the throat) for small opening positions of the distributor. Supersonic under-expansion produced in the jet becomes the seat of shock waves characterised by energy dissipation, delicate to be restored by calculation.

We refer to the studies of Jansen in order to approximate the 2D boundary conditions of the supersonic jet. A 1D calculation scheme is then developed expressing the boundary conditions downstream and upstream of the shock. A formulation for the flux deviation profile δ is found according to Eq. (6). Coefficients A , B and C are functions of the specific heat ratios (γ) of the fluid, the incidence angle of the profile α_{opt} , circumferential angle θ between two consecutive blades and pressure ratio as relations (7)–(10) which concern the outlet deviation profile in supersonic conditions where $\theta = 2\pi/Z$, Z being the number of blades.

For the losses by sudden enlargement, Eq. (12) derived from the studies of Borda–Carnot, is used in subsonic flow regime. When the flow is in the neighbourhood of the sonic cut-off, we refer again to the study of Jansen, where the losses related to the supersonic under-expansion are evaluated in the form of a loss factor of upstream and downstream losses of the shock (Eq. (13)). This loss factor ζ is expressed by Eq. (15) as a function of the previously identified variables and can be approximated to a case of a sudden enlargement according to Eqs. (16) and (17).

The geometry of a point of the stream is established from the setting of the blades using combined equations of momentum and energy (18), mass (19) and entropy (20), V_θ being the tangential velocity, while the incidence angle of the jet α_2 is unknown at this stage. Aerothermodynamic evolution is calculated by the integrated equation (21) with the only unknown of velocity term V_{i+1} resolved numerically, Δ_i identifying the geometric step of the calculation. Entropy production ΔS within the channel is evaluated by relations (17) and (20). Continuity equation is evaluated by relation (24).

Experiment on a test bench

Hydraulic analogy. Experiments within the hydraulic channel give a qualitative view of the flow conditions. There exists an analogy between supersonic flow of a gas and the flow of free surface water flowing in a plane channel. Brutal density variations of the gas (shock waves) are given in the hydraulic analogy, by thickness variations of the water surface (Eqs. (26)–(28)).

A 2D model representing a section of the mobile channelled distributor is realised in the laboratory and is immersed in water. Hydraulic analogy method allowed the observation of the amplitude of the supersonic jet and the influence of the debiting section on the form of the downstream

of the jet. Variations in the thickness of the water surface as a function of the pressure, have given a qualitative indication of the compressibility level visualising discontinuities that begin at the throat and continue until the downstream of the inter-blade channel.

Strioscopy and pressure measurements. An experiment has been realised on a test bench that allows the speeding up of a flow by feeding of a vacuum chamber connecting it to the atmosphere (Fig. 3). A 2D model representing the geometry to be studied is set up in order to observe the supersonic flow by strioscopy.

Local static pressure measurements are realised at different points of the duct and downstream of the throat in order to evaluate energy dissipations by further calculations. A strioscopic visualisation is then realised at the exhaust of the distributor, the model being equipped with optical glass layers for this purpose. We found out that complex oscillations appeared as a function of the expansion ratio within the sudden enlargement when the flow is blocked (Fig. 5).

Numerical experiments

Local description of the supersonic jet is led by a first calculation algorithm which is based on the method of inverse characteristics. This approach presents the particularity of propagating the information through a cloud of discrete points defined by a mesh. Fig. 6 shows the boundary lines of the simulated iso-Mach for two experimental generating conditions.

A second simulation is realised with Fluent–Rampant 4.2 version. The geometry of distributor is spatially discretized (2D) by quadrilateral elements using Geomesh and a scheme with 40 000 nodes. Algorithm of the unsteady state calculation uses an explicit scheme of finite volume iterative resolution based on the density.

Fig. 7 illustrates the evolution field of the iso-Mach in a confined outlet space that simulates pseudo-radial inlet of the wheel as a function of the expansion ratio for a pressure and temperature of $P_{ie} = 230\,000$ Pa and $T_{ie} = 300$ K. Sonic cut-off line is found at the throat of the cone and the presence of a Mach gradient in the order of 10 to 15 points is noticed in the transversal plane of the exhaust. Fig. 8 shows the simulated 2D description of the velocity field within a curved channel in the same simulation conditions. The wall velocity is zero and there exists a velocity gradient in the order of 10 points in the transversal plane. It is also found out that a fraction of the inter-blade area at the outlet of the channel acts as a dead volume.

Validation

For $P_{ie} = 250\,000$ Pa and $T_{ie} = 773$ K, flow rate ranges between 0.1 and 0.5 kg·s^{−1}, which corresponds to a fluid velocity range of 30 to 140 m·s^{−1} at the inlet of the turbine for 80% opening of the distributor. When compared to the

experiments of J. Sokhey, results appear to be correct since leakage losses remain in the order of 1 to 2% for the same opening (80%) for a clearance of 0.1 mm recommended by the literature.

Incidence angle at the outlet of the distributor is around 40°. No-adaptation losses constitute the major dissipation source in the Mach range between 0.1 and 0.5. They represent 30% of losses in moderate flow rate range and reach the value of approximately 15% once the flow rate overpasses a certain mean value.

Distribution of enthalpy losses within the finned distributor has been evaluated as a function of the flow rate. Relation (3) evaluates the level of losses in adequacy with the literature and diffusion and compressibility losses appear beyond a Mach number of 0.5, always remaining less than 10 000 J·kg^{−1} at 80% opening of the distributor.

Fig. 9 shows diffusion losses at the exhaust of the distributor. The semi-exponentially evolving profile of the losses by sudden enlargement corresponds well with the iterative calculations based on measurements. Fig. 10 shows the calculated permeability characteristic of the distributor as a function of its position that evolves from fully open to fully close. Fully close position, in fact, corresponds to 20% of the fully open position.

These results have been validated from static pressure measurements realised on the test bench as a function of the flow rate. Fig. 11 illustrates the evolution of the local expansion ratio measured since inlet until the throat of the finned distributor, as a function of the flow rate for a fixed opening. Fig. 12 shows the evolution of the global expansion ratio between inlet and exhaust downstream of the sudden enlargement of the inter-blade channel. Sonic cut-off conditions are found beyond a pressure ratio greater than 2.

For a fixed opening, similitude laws have allowed the re-establishment of the mass conservation equation (29), which is verified for all upstream temperature and pressure conditions. Table 1 puts into evidence a significant increase in accumulated losses within the distributor as a function of its opening for constant generating conditions. It is also noticed that total pressure losses increased of 10 % when the distributor was quite closed because of the accumulation of losses due to compressibility and sudden enlargement.

Conclusion

Results of a detailed energy conversion study within a variable geometry inter-blade channel are presented. Description of the transformation and of the resulting irreversibilities has been the object of a combined numerical and experimental study. A particular attention has been given to the evolution of energy dissipation levels that holds a key position in the modelling of machine-type very confined flow. We have observed that the permeability of the machine depends very much on opening of the distributor. Losses due to the no-adaptation of incidence are prominent at positions of important opening while compressibility phenomena re-

sult in the presence of a supersonic stream with great energy dissipation downstream of the throat of the distributor in relatively more closed positions of the inter-blade channel.

Références

- [1] P. Podevin, M. Toussaint, L. Prévond, Techniques avancées de suralimentation par turbocompresseur, *Revue Ingénieurs de l'Automobile* n° 768 (2004).
- [2] P. Podevin, G. Descombes, P. Marez, F. Dubois, A study of turbocharged Diesel engine during sudden accelerations, in: International ASME Congress, 78th year of the Internal Combustion Engine Division, October 17–20, 1999, Ann Arbor, Michigan, USA, ASME Paper 99ICE228, vol. 33-2, ISBN 0-7918-1633-8, 1999, pp. 67–73.
- [3] G. Descombes, Contribution à l'étude des performances d'une turbine de suralimentation à géométrie variable, Thèse de doctorat de l'université P. et M. Curie Paris 6, 1997, 150 pages, 01-1997.
- [4] G. Descombes, Implantation d'un banc d'essais et expérimentation d'un moteur turbosuralimenté à géométrie variable, Mémoire d'ingénieur CNAM soutenu le 8 décembre 1986.
- [5] M. Toussaint, G. Descombes, M. Pluviose, Research into variable geometry turbochargers without wastegates, in: Institution of Mechanical Engineers, 3rd European Conference Transactions on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics, 2–5 March 1999, London, ImechE Paper, ISSN 1356-1448, 1999, pp. 883-891.
- [6] J. Friberg, M. Regneault, Mise au point d'une turbine à géométrie variable et essais sur moteur Diesel d'automobile, Contrat Ministère de l'Industrie et de la Recherche n° 84F051 PSA et n° 84F052 CNAM, 1984.
- [7] M. Ogura, J. Shao, Development of new type variable nozzle turbocharger, in: International Council on Combustion Engines, 22nd CIMAC, Copenhagen, 18–21 May 1998, vol. 5, 1998, pp. 1219–1225.
- [8] A. Hribernick, Z. Dobovisek, A. Cernej, A. Jankowski, Contribution to determination of boundary conditions at the entrance of a turbocharger twin turbine, Cimac 1993 London- D79, 1993.
- [9] Y. Okazaki, Development of a variable area radial turbine for small turbochargers, ASME Paper GT 92, 1992.
- [10] M. Toussaint, P. Podevin, Guide vanes upstream the impeller of a centrifugal compressor, in: 5th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics, March 17–22, 2003, Praha, Czech Republic, Conférence Euroturbo'5, 2003, pp. 67–74.
- [11] B. Soigniard, Turbocompresseur à assistance électrique intégrée, mémoire d'ingénieur CNAM soutenu le 25 octobre 2000.
- [12] L. Prévond, G. Descombes, Extension européenne n° EP1201891 publiée le 2 mai 2002 du brevet France n° FR2815671 publié le 26 avril 2000, Turbocompresseur à assistance électrique intégrée, 2002.
- [13] F. Payri, J. Galindo, J.R. Serrano, Variable geometry turbine modelling and control for turbocharged diesel engine transient operation, Thiesel 2000, International congress on Thermofluidynamic processes in Diesel engines, Valencia, September 2000.
- [14] G. Descombes, J.F. Pichouron, F. Maroteaux, N. Moreno, Simulation of the performance of a variable geometry turbocharger for Diesel engine road propulsion, *Internat. J. Appl. Thermodynam.* 5 (3) (2002) 139–149.
- [15] H.S. Kim, J.S. Lee, S.H. Kang, Secondary flow effect on turbulence structure of a flat plate wake, in: ASME Congress on Fluid Dynamics and Propulsion, Le Caire, vol. 12, 1996.
- [16] G. Descombes, Q. Duan, J. Jullien, N. Parkinson, Study of the performance of a variable geometry turbocharger, 22nd Cimac, Copenhagen, 18–21 May 1998.
- [17] N.C. Baines, Introduction to Radial Turbine Technology, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series, vol. 5, 1992.
- [18] D. Ehrlich, B. Lawless, S. Fleeter, Particle image velocimetry characterisation of a turbocharger turbine inlet flow, SAE Paper 970343, 1997.
- [19] W. Jansen, J.E. Smith, Supersonic expansion in radial inflow nozzle vanes, ASME 65 WA GT P5, 1965.
- [20] G. Papadopoulos, V. Otugen, A modified Borda-Carnot relation for the prediction of maximum recovery pressure in planar sudden expansions flows, *Trans. ASME J. Fluids Engng.* 120 (1998).
- [21] M. Pluviose, Instabilities of flow in sudden enlargement, *Asme Fed* 128 (1991), Experimental and numerical flow visualisation H00 706 1991.
- [22] N. Rebuffet, Aérodynamique expérimentale, Librairie Polytechnique, Editions Béranger, 1950.
- [23] S. Kitamura, J. Iwamoto, Numerical analysis of supersonic impinging jet, in: International ASME Congress on fluid Dynamics and Propulsion, Le Caire, vol. 3, 1996, pp. 486–494.
- [24] T. Vuillaume, Contribution à l'étude des écoulements supersoniques dans les organes de sûreté, Mémoire d'Ingénieur Cnam, 1994.
- [25] F. Thibier, Contribution à l'étude des écoulements supersoniques dans les organes de détente, Mémoire d'Ingénieur Cnam, 1995.
- [26] J. Sokhey, W. Tabakoff, J. Hosny, Flow behavior in inlet guide vanes of radial turbines, Nasa CR 137632, 1987.
- [27] N. Spraker, Contour clearance loss in radial inflow turbines for turbocharger, ASME Paper 87ICE52, 1987.
- [28] A. Parois, Turbine à puissance variable pour turbo compresseur d'automobiles, Cours du CLESIA-SIA 1992, 1992.
- [29] C. Rogo, Variable area radial turbine fabrication and test program tele-dyne, CA2231 Nasa, Contrat NAS3 23173, Nasa CR 175091 1986, 1986.
- [30] M. Hayashi, Development of a turbocharger system with variable area turbine nozzle for heavy duty trucks, SAE Paper 92 0045, 1992.
- [31] M. Schölch, Aerodynamic design of pivotable nozzle vanes for radial inflow turbines, ASME Paper 92GT94, 1992.