

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf d'Oran

Faculté de Génie Mécanique
Département de Génie Mécanique
Laboratoire Aéro-Hydrodynamique Navale

Thèse de Doctorat en Sciences

Spécialité : Energétique

Thème :

Couplage du refroidissement interne et externe des aubes de turbine à gaz

Présentée et soutenue publiquement par :

M^{elle} GHEZALI Faiza

Devant le jury composé de :

M^r Youcefi. A	(Pr, USTMB, Oran)	Président
M^r Adjlout. E	(Pr, USTMB, Oran)	Examineur
M^r Dellil. S	(Pr, Univ.d'Oran)	Examineur
M^r Sad Chemloul. N	(Pr, Univ. Tiaret)	Examineur
M^r Azzi. A	(Pr, USTMB, Oran)	Encadreur
M^r Bouzidane. A	(MCA, Univ. Tiaret)	Co-encadreur

Année universitaire : 2014-2015

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Dédicace

A la mémoire de ma très chère

mère

et mon père

A mes frères et sœurs

A toute ma famille

Ainsi à tous mes amis.

Remerciements

Je tiens à remercier, mon directeur de thèse, **Pr Azzi Abbés**, responsable de Laboratoire Aero Hydrodynamique navale de l'Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf d'Oran pour la grande confiance qu'il m'a accordée. Je lui présente les témoignages de ma sincère reconnaissance.

Mes remerciements et ma gratitude sont aussi destinés particulièrement à mon deuxième directeur de thèse **Dr Bouzidane Ahmed**, Maître de Conférence 'classe A' à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret, pour son enthousiasme, son implication presque quotidienne, ses connaissances scientifiques et sa capacité à les partager, m'ont été très bénéfiques lors de la réalisation de cette thèse.

Mes vifs remerciements vont à l'ensemble des membres de jury, pour avoir accepté de faire partie de ce jury et de participer à l'évaluation de ce travail que leur présence m'honore.

Toute ma reconnaissance à tous mes amis et mes collègues.

TABLE DES MATIERES

Dédicace.....	4
Remerciements.....	5
TABLE DES MATIERES	6
Listes des figures.....	9
Liste des tableaux.....	11
ملخص.....	12
Résumé	13
Abstract.....	14

Chapitre 1 : Refroidissement des turbines à gaz

Introduction.....	Erreur ! Signet non défini.
1.2 Paramètres influençant la conception d'aubes refroidies par air.....	Erreur ! Signet non défini.
L'aérodynamique de l'aube ;	Erreur ! Signet non défini.
1.2.1 Aérodynamique de l'aube	Erreur ! Signet non défini.
1.2.2 Choix du fluide réfrigérant	Erreur ! Signet non défini.
1.2.2.1 Refroidissement par liquide	Erreur ! Signet non défini.
1.2.2.2 Refroidissement par air.....	Erreur ! Signet non défini.
1.3 Techniques de refroidissement.....	Erreur ! Signet non défini.
1.3.1 Refroidissement par convection interne forcée	Erreur ! Signet non défini.
1.3.2 Impact de jets.....	Erreur ! Signet non défini.
1.3.2 Transpiration.....	Erreur ! Signet non défini.
1.3.3 Refroidissement par film (Film cooling).....	Erreur ! Signet non défini.
1.4 Prélèvement de l'air de refroidissement	Erreur ! Signet non défini.
1.5 Analyse phénoménologique du jet unique	Erreur ! Signet non défini.
1.6 Injection près de la ligne de stagnation au bord d'attaque.....	Erreur ! Signet non défini.
1.7 Refroidissement couplé interne et externe	Erreur ! Signet non défini.
1.8 Paramètres qui influent sur le processus du refroidissement	Erreur ! Signet non défini.
1.8.1 Paramètres géométriques ayant une influence sur l'efficacité	Erreur ! Signet non défini.
1.8.2 Paramètres aérothermiques.....	Erreur ! Signet non défini.
1.9 Etude bibliographique sur le refroidissement des aubes des turbines à gaz	Erreur ! Signet non défini.
1.9.1 Études expérimentales.....	Erreur ! Signet non défini.
1.9.2 Etude numérique	Erreur ! Signet non défini.
1.10 Etude des transferts thermiques sur une paroi multiperforée..	Erreur ! Signet non défini.

1.11 Etude thermique du refroidissement couplé (interne et externe) **Erreur ! Signet non défini.**

Conclusion **Erreur ! Signet non défini.**

Dédicace.....4

Remerciements.....5

TABLE DES MATIERES6

Listes des figures.....14

Liste des tableaux16

ملخص.....17

• التبريد داخل الثقوب عندما يمر الهواء البارد من خلالها؛17

Résumé18

Abstract.....19

Références bibliographiques 135

[1] Bellettre, J. (1998). *Transferts de masse et de chaleur dans la couche limite pariétale et à l'intérieur d'une paroi poreuse plane soumise à de l'effusion ou de la transpiration* (Doctoral dissertation). 135

[2] Falcoz, C. (2003). *A comparative study of showerhead cooling performance* (Doctoral dissertation, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)..... 135

[3] Nguyen, M. N. (2012). *Étude expérimentale des échanges convectifs dus au développement d'un film d'air froid* (Doctoral dissertation, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers). 135

[4] Facchini, B., & Innocenti, L. (2005). Refroidissement des turbines à gaz: Techniques et efficacité. *Techniques de l'ingénieur. Génie mécanique*, (BM4566). 135

[5] Cardona, J. M. (2000). *Comportement et durée de vie des pièces multiperforées: application aux aubes de turbine* (Doctoral dissertation, École Nationale Supérieure des Mines de Paris). 135

[6] Thibault, D. (2009). *Etude du refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince et avec un écoulement cisailant amont: application aux aubes de turbines* (Doctoral dissertation, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers). 135

[7] Thibault, D. (2010). *Docteur De L'école Nationale Supérieure De Mécanique Et D'aérotechnique De Poitiers* (Doctoral dissertation, École centrale de Lyon). 135

[8] Eriksen, V. L., & Goldstein, R. J. (1974). Heat transfer and film cooling following injection through inclined circular tubes. *Journal of heat transfer*, 96(2), 239-245..... 135

[9] Schmidt, D. L., & Bogard, D. G. (1995). Pressure gradient effects on film cooling. In *ASME, International Gas Turbine and Aeroengine Congress & Exposition, Houston, TX*.135

[10] Azzi, A. (2001). *Investigation numérique du refroidissement par film appliqué aux aubes des turbines à gaz* (Doctoral dissertation, Thèse de doctorat USTO Oran)..... 135

[11] Mayhew, J. E., Baughn, J. W., & Byerley, A. R. (2003). The effect of freestream turbulence on film cooling adiabatic effectiveness. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(5), 669-679. 135

- [12] Islami, S. B., & Jubran, B. A. (2012). The effect of turbulence intensity on film cooling of gas turbine blade from trenched shaped holes. *Heat and Mass Transfer*, 48(5), 831-840. 135
- [13] Funazaki, K. I., Kawabata, H., Takahashi, D., & Okita, Y. (2012, June). Experimental and Numerical Studies on Leading Edge Film Cooling Performance: Effects of Hole Exit Shape and Freestream Turbulence. In *ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition* (pp. 1223-1233). American Society of Mechanical Engineers..... 135
- [14] Repko, T. W., Nix, A. C., & Heidmann, J. D. (2013, July). A Parametric Numerical Study of the Effects of Freestream Turbulence Intensity and Length Scale on Anti-Vortex Film Cooling Design at High Blowing Ratio. In *ASME 2013 Heat Transfer Summer Conference collocated with the ASME 2013 7th International Conference on Energy Sustainability and the ASME 2013 11th International Conference on Fuel Cell Science, Engineering and Technology*(pp. V003T08A010-V003T08A010). American Society of Mechanical Engineers..... 136
- [15] Hanus, G. J., & L'Ecuyert, M. R. (1977). Leading-edge injection for film cooling of turbine vanes. *Journal of Energy*, 1(1), 44-49. 136
- [16] Wadia, A. R., & Nealy, D. A. (1988). Experimental simulation of turbine airfoil leading edge film cooling. *Journal of turbomachinery*, 110(2), 226-232. 136
- [17] Mick, W. J., & Mayle, R. E. (1988). Stagnation film cooling and heat transfer, including its effect within the hole pattern. *Journal of Turbomachinery*, 110(1), 66-72... 136
- [18] Ou, S., Mehendale, A. B., & Han, J. C. (1992). Influence of high mainstream turbulence on leading edge film cooling heat transfer: effect of film hole row location. *Journal of turbomachinery*, 114(4), 716-723. 136
- [19] Ou, S., & Han, J. C. (1992). Influence of mainstream turbulence on leading edge film cooling heat transfer through two rows of inclined film slots. *Journal of turbomachinery*, 114(4), 724-733..... 136
- [20] Ligrani, P. M., Wigle, J. M., Ciriello, S., & Jackson, S. M. (1994). Film-Cooling From Holes With Compound Angle Orientations: Part 1—Results Downstream of Two Staggered Rows of Holes With 3d Spanwise Spacing. *Journal of Heat Transfer*, 116(2), 341-352. 136
- [21] Woisetschläger, J., Jericha, H., Sanz, W., Pirker, H. P., Seyr, A., & Ruckebauer, T. (1997). Experimental Investigation of Transonic Wall-Jet Film Cooling in a Linear Cascade. *Turbomachinery—Fluid Dynamics and Thermodynamics, Antwerpen*, 97, 447-451.136
- [22] Drost, U. (1998). *An experimental investigation of gas turbine airfoil aero-thermal film cooling performance* (Doctoral dissertation, EPFL). 136
- [23] Moser, S., Jericha, H., Woisetschläger, J., Gehrler, A., & Reinalter, W. (1998). The Influence of Pressure Pulses to an Innovative Turbine Blade Film Cooling System. *ASME Paper*..... 136
- [24] Moser, S., Ivanisin, M., Woisetschläger, J., & Jericha, H. (2000). Novel blade cooling engineering solution. *ASME paper*. 136
- [25] Bell, C. M., Hamakawa, H., & Ligrani, P. M. (2000). Film cooling from shaped holes. *Journal of heat transfer*, 122(2), 224-232. 136

- [26] Reiss, H., & Bolcs, A. (2000). Experimental study of showerhead cooling on a cylinder comparing several configurations using cylindrical and shaped holes. *Journal of turbomachinery*, 122(1), 161-169..... 137
- [27] Liu, C. L., Zhu, H. R., Zhang, X., Xu, D. C., & Zhang, Z. W. (2014). Experimental investigation on the leading edge film cooling of cylindrical and laid-back holes with different radial angles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 71, 615-625. ... 137
- [28] Mayle, R. E., & Anderson, A. (1991). Velocity and temperature profiles for stagnation film cooling. *Journal of turbomachinery*, 113(3), 457-463. 137
- [29] Salcudean, M., Gartshore, I., Zhang, K., & Barnea, Y. (1994). Leading edge film cooling of a turbine blade model through single and double row injection- Effects of coolant density. In *ASME, International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, The Hague, Netherlands*. 137
- [30] Reiss, H., & Bolcs, A. (2000). Experimental study of showerhead cooling on a cylinder comparing several configurations using cylindrical and shaped holes. *Journal of turbomachinery*, 122(1), 161-169..... 137
- [31] Yang, c., & Zhang, J. (2012). Influence of multi-hole arrangement on cooling film development. *Chinese Journal of Aeronautics*, 25(2), 182-188. 137
- [32] Ghorab, M. G. (2013). Cooling performance and flow-field analysis of a hybrid scheme with different outlet configurations. *Applied Thermal Engineering*, 61(2), 799-816. 137
- [33] Hoffs, A., Drost, U., & Bölcs, A. (1997). *An investigation of effectiveness and heat transfer on a showerhead-cooled cylinder* (No. LTT-CONF-1997-002). 137
- [34] Hung, M. S., Ding, P. P., & Chen, P. H. (2009). Effects of injection angle orientation on concave and convex surfaces film cooling. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33(2), 292-305. 137
- [35] Kim, Y. J., & Kim, S. M. (2004). Influence of shaped injection holes on turbine blade leading edge film cooling. *International journal of heat and mass transfer*, 47(2), 245-256. 137
- [36] Gao, Z., & Han, J. C. (2009). Influence of film-hole shape and angle on showerhead film cooling using PSP technique. *Journal of Heat Transfer*, 131(6), 061701. 137
- [37] Elnady, T., Hassan, I., Kadem, L., & Lucas, T. (2013). Cooling effectiveness of shaped film holes for leading edge. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44, 649-661. 137
- [38] Theodoridis, G. S., Lakehal, D., & Rodi, W. (2001). Three-dimensional calculations of the flow field around a turbine blade with film cooling injection near the leading edge. *Flow, turbulence and combustion*, 66(1), 57-83. 137
- [39] Azzi, A., & Lakehal, D. (2002). Perspectives in modeling film cooling of turbine blades by transcending conventional two-equation turbulence models. *Journal of turbomachinery*, 124(3), 472-484..... 138
- [40] Thakur, S., Wright, J., & Shyy, W. (2002). STREAM: A computational fluid dynamics and heat transfer Navier-Stokes solver: theory and applications. *Streamline Numerics, Inc., Gainesville, FL*. 138
- [41] Walters, D. K., & Leylek, J. H. (2000). Impact of film-cooling jets on turbine aerodynamic losses. *Journal of turbomachinery*, 122(3), 537-545..... 138

- [42] Garg, V. K., & Ameri, A. A. (1997). Comparison of two-equation turbulence models for prediction of heat transfer on film-cooled turbine blades. *Numerical Heat Transfer, Part A Applications*, 32(4), 347-371. 138
- [43] Azzi, A., & Jubran, B. A. (2004). Influence of leading-edge lateral injection angles on the film cooling effectiveness of a gas turbine blade. *Heat and mass transfer*, 40(6-7), 501-508. 138
- [44] Azzi, A., Nemdili, F., Liazid, A., & Abidat, M. (2002). Numerical prediction of stagnation film cooling. CIMASI2002, Casablanca, 23-24-25 October 2002. 138
- [45] Nasir, H., Ekkad, S. V., & Acharya, S. (2001). Effect of compound angle injection on flat surface film cooling with large streamwise injection angle. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 25(1), 23-29. 138
- [46] Azwadi, N., & Kianpour, E. (2014). The Effect of Blowing Ratio on Film Cooling Effectiveness Using Cylindrical and Row Trenched Cooling Holes with Alignment Angle of 90 Degrees. *Mathematical Problems in Engineering*, 2014. 138
- [47] He, P., Salcudean, M., & Gartshore, I. S. (1995). Computations of film cooling for the leading edge region of a turbine blade model. *AM SOC MECH ENG PAP*, 19. 138
- [48] Ligrani, P. M., & Ramsey, A. E. (1997). Film cooling from spanwise-oriented holes in two staggered rows. *Journal of turbomachinery*, 119(3), 562-567. 138
- [49] Garg, V. K., & Rigby, D. L. (1999). Heat transfer on a film-cooled blade—effect of hole physics. *International journal of heat and fluid flow*, 20(1), 10-25. 138
- [50] Heidmann, J. D., Rigby, D. L., & Ameri, A. A. (2000). A three-dimensional coupled internal/external simulation of a film-cooled turbine vane. *Journal of turbomachinery*, 122(2), 348-359. 138
- [51] Martelli, F., & Adami, P. (2001). Film cooling numerical simulation. *Recent Developments in Numerical Methods for Turbomachinery Flows, number LS-2002-01, VKI, Belgium*. 138
- [52] York, W. D., & Leylek, J. H. (2002, January). Leading-edge film-cooling physics: part I—adiabatic effectiveness. In *ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air* (pp. 1-10). American Society of Mechanical Engineers. 138
- [53] York, W. D., & Leylek, J. H. (2002, January). Leading-edge film-cooling physics: part II—heat transfer coefficient. In *ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air* (pp. 11-20). American Society of Mechanical Engineers. 139
- [54] York, W. D., & Leylek, J. H. (2003). Leading-Edge Film-Cooling Physics—Part III: Diffused Hole Effectiveness. *Journal of turbomachinery*, 125(2), 252-259. 139
- [55] Ahn, J., Schobeiri, M. T., Han, J. C., & Moon, H. K. (2006). Film cooling effectiveness on the leading edge region of a rotating turbine blade with two rows of film cooling holes using pressure sensitive paint. *Journal of heat transfer*, 128(9), 879-888. ... 139
- [56] Rozati, A., & Tafti, D. K. (2008). Effect of coolant–mainstream blowing ratio on leading edge film cooling flow and heat transfer—LES investigation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4), 857-873. 139
- [57] Liu, Z., Ye, L., Wang, C. Y., & Feng, Z. P. (2014). Numerical simulation on impingement and film composite cooling of blade leading edge model for gas turbine. *Applied Thermal Engineering*. 139

- [58] Lee, K. D., & Kim, K. Y. (2012). Performance Evaluation of a Novel Film-Cooling Hole. *Journal of Heat Transfer*, 134(10), 101702..... 139
- [59] Xu, T., Yu, Z. L., & Li, J. L. (2013). Computational Analysis of Cooling Effect with Different Flow Injection Angles On Double Chamber Model. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology* 139
- [60] Saumweber, C., & Schulz, A. (2012). Effect of geometry variations on the cooling performance of fan-shaped cooling holes. *Journal of Turbomachinery*, 134(6), 061008... 139
- [61] Mayle, R. E., & Camarata, F. J. (1973). *Heat Transfer Investigation for Multihole Aircraft Turbine Blade Cooling* (No. PWA-4705). PRATT AND WHITNEY AIRCRAFT EAST HARTFORD CONN. 139
- [62] Kasagi, N., Hirata, M., & Kumada, M. (1981). Studies of full-coverage film cooling, Part 1: Cooling effectiveness of thermally conductive wall. *ASME paper*, 81, 9-12..... 139
- [63] Wadia, A. R., & Nealy, D. A. (1985, March). Development of a design model for airfoil leading edge film cooling. In *ASME, 30th International Gas Turbine Conference and Exhibit* (Vol. 1)..... 139
- [64] Martiny, M., Schulz, A., & Wittig, S. (1997). Mathematical model describing the coupled heat transfer in effusion cooled combustor walls. *ASME paper*, (97-GT), 329.... 139
- [65] Yusop, N. M., Ali, A. H., & Abdullah, M. Z. (2013). Conjugate film cooling of a new multi-layer convex surface of turbine blades. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 45, 86-94. 139
- [66] Moritz, N., Kusterer, K., Bohn, D., Sugimoto, T., Tanaka, R., & Taniguchi, T. (2013). Conjugate calculation of a film-cooled blade for improvement of the leading edge cooling configuration. *Propulsion and Power Research*, 2(1), 1-9. 140
- [67] Dyson, T. E., Bogard, D. G., & Bradshaw, S. D. (2014). Evaluation of CFD Simulations of Film Cooling Performance on a Turbine Vane Including Conjugate Heat Transfer Effects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 140
- [68] Insinna, M., Griffini, D., Salvadori, S., & Martelli, F. (2014). Film Cooling Performance in a Transonic High-pressure Vane: Decoupled Simulation and Conjugate Heat Transfer Analysis. *Energy Procedia*, 45, 1126-1135..... 140
- [69] Harasgama, S. P. (1995). Aerothermal Aspects of Gas Turbine Flows. VKI-LS 1995-05. *Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines*..... 140
- [70] Fermigier, M. (2000). ANALYSES DE LIVRES-Hydrodynamique physique. Problemes resolus avec rappels de cours. *Pour la Science*, (273), 102..... 140
- [71] Mendez, S. (2007). *Simulation numérique et modélisation de l'écoulement autour des parois multi-perforées* (Doctoral dissertation, Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc). 140
- [72] Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge university press. 140
- [73] Spalart, P. R. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3), 252-263..... 140
- [74] Guyon, E., Hulin, J. P., Petit, L., & De Gennes, P. G. (2001). *Hydrodynamique physique*. Les Ulis, France: EDP sciences. 140
- [75] Wallin, S., & Johansson, A. V. (2000). An explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 403, 89-132. 140

[76] Spalart, P. R., & Allmaras, S. R. (1992). A one equation turbulence model for aerodynamic flows. <i>AIAA journal</i> , 94.	140
[77] Patel, V. C., Rodi, W., & Scheuerer, G. (1985). Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows-a review. <i>AIAA journal</i> , 23(9), 1308-1319. low	140
[78] Chien, K. Y. (1982). Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model. <i>AIAA journal</i> , 20(1), 33-38.	140
[79] Menter, F. R. (1993). Zonal two equation k-turbulence models for aerodynamic flows. <i>AIAA paper</i> , 2906, 1993.	140
[80] Abidat, M. (2003). Cours de post graduation génie mécanique (module transfert de chaleur et de masse). Université des Sciences et de la Technologie d'Oran (USTO).....	140
[81] Fadai-Ghotbi, A. (2007). <i>Modélisation de la turbulence en situation instationnaire par approches URANS et hybride RANS-LES: prise en compte des effets de paroi par pondération elliptique</i> (Doctoral dissertation, Poitiers).	141
[82] Wilcox, D. C. (1988). Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. <i>AIAA journal</i> , 26(11), 1299-1310.	141
[83] Menter, F. R., & Kuntz, M. (2004). Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. In <i>The aerodynamics of heavy vehicles: trucks, buses, and trains</i> (pp. 339-352). Springer Berlin Heidelberg.	141
[84] Vieser, W., Esch, T., & Menter, F. (2002). Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models. <i>CFX Validation Report. CFX-VAL,10</i> , 1002.....	141
[85] [85] Smagorinsky, J., & Martinat, G. (2003). Analyse physique de la Transition Laminaire-Turbulent sous l'Effect de la Rotation par un Code en Élement Finis. <i>Rapport de stage de DEA, Toulouse</i>	141
[86] Reynolds, W. C., & Hussain, A. K. M. F. (1972). The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. <i>Journal of Fluid Mechanics</i> , 54(02), 263-288.....	141
[87] Braza, M., Perrin, R., & Hoarau, Y. (2006). Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds numbers. <i>Journal of fluids and Structures</i> , 22(6), 757-771.....	141
[88] [88] Rung, T., Bunge, U., Schatz, M., & Thiele, F. (2003). Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation. <i>AIAA journal</i> , 41(7), 1396-1399.	141
[89] El Akoury, R., Braza, M., Hoarau, Y., Vos, J., Harran, G., & Sevrain, A. (2009, January). Unsteady flow around a NACA0021 airfoil beyond stall at 60 angle of attack. In <i>IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control</i> (pp. 405-415). Springer Netherlands.	141
[92] Mohamed, E. M. (2012). <i>Etude de l'efficacité diphasique d'une pompe pour la compression du CO2</i> (Doctoral dissertation, Arts et Métiers ParisTech).....	141

Chapitre 3 : Méthode Numérique

Chapitre 3 : Méthode Numérique.....	Erreur ! Signet non défini.
3.1 Introduction.....	Erreur ! Signet non défini.
3.2 Description du code ANSYS-CFX.....	Erreur ! Signet non défini.
3.3 Résolution numérique par la méthode des volumes finis	Erreur ! Signet non défini.
3.3.1 Introduction à la méthode des volumes finis	Erreur ! Signet non défini.

3.3.2	Discrétisation des équations gouvernantes.....	Erreur ! Signet non défini.
3.3.3	Forme générale de la propriété ϕ en CFX-12	Erreur ! Signet non défini.
3.3.4	Couplage du système d'équations.....	Erreur ! Signet non défini.
3.4	Algorithme de couplage vitesse - pression	Erreur ! Signet non défini.
3.5	Méthode de Résolution	Erreur ! Signet non défini.
3.6	Critères de convergence	Erreur ! Signet non défini.
3.7	Présentation du cas étudié	Erreur ! Signet non défini.
3.7.1	Description de la géométrie	Erreur ! Signet non défini.
3.7.2	Génération de maillage	Erreur ! Signet non défini.
3.7.3	Etude du maillage	Erreur ! Signet non défini.
3.7.4	Conditions aux limites.....	Erreur ! Signet non défini.
	Conclusion	Erreur ! Signet non défini.

Chapitre 4 :Résultats & discussions

4.1	Introduction	Erreur ! Signet non défini.
4.2	Cas test expérimental	Erreur ! Signet non défini.
4.3	Etude paramétrique.....	Erreur ! Signet non défini.5
4.4	Validation du code de calcul	Erreur ! Signet non défini.
4.4.1	Influence du taux d'injection.....	Erreur ! Signet non défini.
4.4.2	Influence du nombre de Mach	Erreur ! Signet non défini.
4.4.3	Influence de la conductivité thermique	Erreur ! Signet non défini.
	Conclusion	Erreur ! Signet non défini.

	Dédicace.....	4
	Remerciements.....	5
	TABLE DES MATIERES	6
	ملخص	19
	• التبريد داخل الثقوب عندما يمر الهواء البارد من خلالها؛	19
	Résumé	20
	Abstract.....	21

Références bibliographiques 137

- [1] Bellettre, J. (1998). *Transferts de masse et de chaleur dans la couche limite pariétale et à l'intérieur d'une paroi poreuse plane soumise à de l'effusion ou de la transpiration* (Doctoral dissertation). 137
- [2] Falcoz, C. (2003). *A comparative study of showerhead cooling performance* (Doctoral dissertation, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne). 137
- [3] Nguyen, M. N. (2012). *Étude expérimentale des échanges convectifs dus au développement d'un film d'air froid* (Doctoral dissertation, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers). 137

- [4] Facchini, B., & Innocenti, L. (2005). Refroidissement des turbines à gaz: Techniques et efficacité. *Techniques de l'ingénieur. Génie mécanique*, (BM4566). 137
- [5] Cardona, J. M. (2000). *Comportement et durée de vie des pièces multiperforées: application aux aubes de turbine* (Doctoral dissertation, École Nationale Supérieure des Mines de Paris). 137
- [6] Thibault, D. (2009). *Etude du refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince et avec un écoulement cisaillant amont: application aux aubes de turbines* (Doctoral dissertation, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers). 137
- [7] Thibault, D. (2010). *Docteur De L'école Nationale Supérieure De Mécanique Et D'aérotechnique De Poitiers* (Doctoral dissertation, École centrale de Lyon). 137
- [8] Eriksen, V. L., & Goldstein, R. J. (1974). Heat transfer and film cooling following injection through inclined circular tubes. *Journal of heat transfer*, 96(2), 239-245. 137
- [9] Schmidt, D. L., & Bogard, D. G. (1995). Pressure gradient effects on film cooling. In *ASME, International Gas Turbine and Aeroengine Congress & Exposition, Houston, TX*. 137
- [10] Azzi, A. (2001). *Investigation numérique du refroidissement par film appliqué aux aubes des turbines à gaz* (Doctoral dissertation, Thèse de doctorat USTO Oran). 137
- [11] Mayhew, J. E., Baughn, J. W., & Byerley, A. R. (2003). The effect of freestream turbulence on film cooling adiabatic effectiveness. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(5), 669-679. 137
- [12] Islami, S. B., & Jubran, B. A. (2012). The effect of turbulence intensity on film cooling of gas turbine blade from trenched shaped holes. *Heat and Mass Transfer*, 48(5), 831-840. 137
- [13] Funazaki, K. I., Kawabata, H., Takahashi, D., & Okita, Y. (2012, June). Experimental and Numerical Studies on Leading Edge Film Cooling Performance: Effects of Hole Exit Shape and Freestream Turbulence. In *ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition* (pp. 1223-1233). American Society of Mechanical Engineers. 137
- [14] Repko, T. W., Nix, A. C., & Heidmann, J. D. (2013, July). A Parametric Numerical Study of the Effects of Freestream Turbulence Intensity and Length Scale on Anti-Vortex Film Cooling Design at High Blowing Ratio. In *ASME 2013 Heat Transfer Summer Conference collocated with the ASME 2013 7th International Conference on Energy Sustainability and the ASME 2013 11th International Conference on Fuel Cell Science, Engineering and Technology*(pp. V003T08A010-V003T08A010). American Society of Mechanical Engineers. 138
- [15] Hanus, G. J., & L'Ecuyert, M. R. (1977). Leading-edge injection for film cooling of turbine vanes. *Journal of Energy*, 1(1), 44-49. 138
- [16] Wadia, A. R., & Nealy, D. A. (1988). Experimental simulation of turbine airfoil leading edge film cooling. *Journal of turbomachinery*, 110(2), 226-232. 138
- [17] Mick, W. J., & Mayle, R. E. (1988). Stagnation film cooling and heat transfer, including its effect within the hole pattern. *Journal of Turbomachinery*, 110(1), 66-72... 138
- [18] Ou, S., Mehendale, A. B., & Han, J. C. (1992). Influence of high mainstream turbulence on leading edge film cooling heat transfer: effect of film hole row location. *Journal of turbomachinery*, 114(4), 716-723. 138

- [19] Ou, S., & Han, J. C. (1992). Influence of mainstream turbulence on leading edge film cooling heat transfer through two rows of inclined film slots. *Journal of turbomachinery*, 114(4), 724-733..... 138
- [20] Ligrani, P. M., Wigle, J. M., Ciriello, S., & Jackson, S. M. (1994). Film-Cooling From Holes With Compound Angle Orientations: Part 1—Results Downstream of Two Staggered Rows of Holes With 3d Spanwise Spacing. *Journal of Heat Transfer*, 116(2), 341-352. 138
- [21] Woisetschläger, J., Jericha, H., Sanz, W., Pirker, H. P., Seyr, A., & Ruckebauer, T. (1997). Experimental Investigation of Transonic Wall-Jet Film Cooling in a Linear Cascade. *Turbomachinery—Fluid Dynamics and Thermodynamics, Antwerpen*, 97, 447-451.138
- [22] Drost, U. (1998). *An experimental investigation of gas turbine airfoil aero-thermal film cooling performance* (Doctoral dissertation, EPFL). 138
- [23] Moser, S., Jericha, H., Woisetschläger, J., Gehrer, A., & Reinalter, W. (1998). The Influence of Pressure Pulses to an Innovative Turbine Blade Film Cooling System. *ASME Paper*..... 138
- [24] Moser, S., Ivanisin, M., Woisetschläger, J., & Jericha, H. (2000). Novel blade cooling engineering solution. *ASME paper*. 138
- [25] Bell, C. M., Hamakawa, H., & Ligrani, P. M. (2000). Film cooling from shaped holes. *Journal of heat transfer*, 122(2), 224-232. 138
- [26] Reiss, H., & Bolcs, A. (2000). Experimental study of showerhead cooling on a cylinder comparing several configurations using cylindrical and shaped holes. *Journal of turbomachinery*, 122(1), 161-169..... 139
- [27] Liu, C. L., Zhu, H. R., Zhang, X., Xu, D. C., & Zhang, Z. W. (2014). Experimental investigation on the leading edge film cooling of cylindrical and laid-back holes with different radial angles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 71, 615-625. .. 139
- [28] Mayle, R. E., & Anderson, A. (1991). Velocity and temperature profiles for stagnation film cooling. *Journal of turbomachinery*, 113(3), 457-463. 139
- [29] Salcudean, M., Gartshore, I., Zhang, K., & Barnea, Y. (1994). Leading edge film cooling of a turbine blade model through single and double row injection- Effects of coolant density. In *ASME, International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, The Hague, Netherlands*..... 139
- [30] Reiss, H., & Bolcs, A. (2000). Experimental study of showerhead cooling on a cylinder comparing several configurations using cylindrical and shaped holes. *Journal of turbomachinery*, 122(1), 161-169..... 139
- [31] Yang, c., & Zhang, J. (2012). Influence of multi-hole arrangement on cooling film development. *Chinese Journal of Aeronautics*, 25(2), 182-188. 139
- [32] Ghorab, M. G. (2013). Cooling performance and flow-field analysis of a hybrid scheme with different outlet configurations. *Applied Thermal Engineering*, 61(2), 799-816.139
- [33] Hoffs, A., Drost, U., & Bölcs, A. (1997). *An investigation of effectiveness and heat transfer on a showerhead-cooled cylinder* (No. LTT-CONF-1997-002)..... 139
- [34] Hung, M. S., Ding, P. P., & Chen, P. H. (2009). Effects of injection angle orientation on concave and convex surfaces film cooling. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33(2), 292-305. 139

- [35] Kim, Y. J., & Kim, S. M. (2004). Influence of shaped injection holes on turbine blade leading edge film cooling. *International journal of heat and mass transfer*,47(2), 245-256. 139
- [36] Gao, Z., & Han, J. C. (2009). Influence of film-hole shape and angle on showerhead film cooling using PSP technique. *Journal of Heat Transfer*, 131(6), 061701. 139
- [37] Elnady, T., Hassan, I., Kadem, L., & Lucas, T. (2013). Cooling effectiveness of shaped film holes for leading edge. *Experimental Thermal and Fluid Science*,44, 649-661.139
- [38] Theodoridis, G. S., Lakehal, D., & Rodi, W. (2001). Three-dimensional calculations of the flow field around a turbine blade with film cooling injection near the leading edge. *Flow, turbulence and combustion*, 66(1), 57-83. 139
- [39] Azzi, A., & Lakehal, D. (2002). Perspectives in modeling film cooling of turbine blades by transcending conventional two-equation turbulence models. *Journal of turbomachinery*, 124(3), 472-484..... 140
- [40] Thakur, S., Wright, J., & Shyy, W. (2002). STREAM: A computational fluid dynamics and heat transfer Navier-Stokes solver: theory and applications.*Streamline Numerics, Inc., Gainesville, FL*..... 140
- [41] Walters, D. K., & Leylek, J. H. (2000). Impact of film-cooling jets on turbine aerodynamic losses. *Journal of turbomachinery*, 122(3), 537-545..... 140
- [42] Garg, V. K., & Ameri, A. A. (1997). Comparison of two-equation turbulence models for prediction of heat transfer on film-cooled turbine blades. *Numerical Heat Transfer, Part A Applications*, 32(4), 347-371. 140
- [43] Azzi, A., & Jubran, B. A. (2004). Influence of leading-edge lateral injection angles on the film cooling effectiveness of a gas turbine blade. *Heat and mass transfer*, 40(6-7), 501-508. 140
- [44] Azzi, A.,Nemdili, F., Liazid, A.,& Abidat, M. (2002) .Numerical prediction of stagnation film cooling. CIMASI2002, Casablanca, 23-24-25 October 2002..... 140
- [45] Nasir, H., Ekkad, S. V., & Acharya, S. (2001). Effect of compound angle injection on flat surface film cooling with large streamwise injection angle.*Experimental Thermal and Fluid Science*, 25(1), 23-29. 140
- [46] Azwadi, N., & Kianpour, E. (2014). The Effect of Blowing Ratio on Film Cooling Effectiveness Using Cylindrical and Row Trenched Cooling Holes with Alignment Angle of 90 Degrees. *Mathematical Problems in Engineering*, 2014..... 140
- [47] He, P., Salcudean, M., & Gartshore, I. S. (1995). Computations of film cooling for the leading edge region of a turbine blade model. *AM SOC MECH ENG PAP*, 19..... 140
- [48] Ligrani, P. M., & Ramsey, A. E. (1997). Film cooling from spanwise-oriented holes in two staggered rows. *Journal of turbomachinery*, 119(3), 562-567..... 140
- [49] Garg, V. K., & Rigby, D. L. (1999). Heat transfer on a film-cooled blade—effect of hole physics. *International journal of heat and fluid flow*, 20(1), 10-25. 140
- [50] Heidmann, J. D., Rigby, D. L., & Ameri, A. A. (2000). A three-dimensional coupled internal/external simulation of a film-cooled turbine vane. *Journal of turbomachinery*, 122(2), 348-359..... 140
- [51] Martelli, F., & Adami, P. (2001). Film cooling numerical simulation. *Recent Developments in Numerical Methods for Turbomachinery Flows, number LS-2002-01, VKI, Belgium*. 140

- [52] York, W. D., & Leylek, J. H. (2002, January). Leading-edge film-cooling physics: part I—adiabatic effectiveness. In *ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air* (pp. 1-10). American Society of Mechanical Engineers. 140
- [53] York, W. D., & Leylek, J. H. (2002, January). Leading-edge film-cooling physics: part II—heat transfer coefficient. In *ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air* (pp. 11-20). American Society of Mechanical Engineers. 141
- [54] York, W. D., & Leylek, J. H. (2003). Leading-Edge Film-Cooling Physics—Part III: Diffused Hole Effectiveness. *Journal of turbomachinery*, 125(2), 252-259. 141
- [55] Ahn, J., Schobeiri, M. T., Han, J. C., & Moon, H. K. (2006). Film cooling effectiveness on the leading edge region of a rotating turbine blade with two rows of film cooling holes using pressure sensitive paint. *Journal of heat transfer*, 128(9), 879-888... 141
- [56] Rozati, A., & Tafti, D. K. (2008). Effect of coolant–mainstream blowing ratio on leading edge film cooling flow and heat transfer–LES investigation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4), 857-873..... 141
- [57] Liu, Z., Ye, L., Wang, C. Y., & Feng, Z. P. (2014). Numerical simulation on impingement and film composite cooling of blade leading edge model for gas turbine. *Applied Thermal Engineering*. 141
- [58] Lee, K. D., & Kim, K. Y. (2012). Performance Evaluation of a Novel Film-Cooling Hole. *Journal of Heat Transfer*, 134(10), 101702..... 141
- [59] Xu, T., Yu, Z. L., & Li, J. L. (2013). Computational Analysis of Cooling Effect with Different Flow Injection Angles On Double Chamber Model. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology* 141
- [60] Saumweber, C., & Schulz, A. (2012). Effect of geometry variations on the cooling performance of fan-shaped cooling holes. *Journal of Turbomachinery*, 134(6), 061008... 141
- [61] Mayle, R. E., & Camarata, F. J. (1973). *Heat Transfer Investigation for Multihole Aircraft Turbine Blade Cooling* (No. PWA-4705). PRATT AND WHITNEY AIRCRAFT EAST HARTFORD CONN. 141
- [62] Kasagi, N., Hirata, M., & Kumada, M. (1981). Studies of full-coverage film cooling, Part 1: Cooling effectiveness of thermally conductive wall. *ASME paper*, 81, 9-12..... 141
- [63] Wadia, A. R., & Nealy, D. A. (1985, March). Development of a design model for airfoil leading edge film cooling. In *ASME, 30th International Gas Turbine Conference and Exhibit* (Vol. 1)..... 141
- [64] Martiny, M., Schulz, A., & Wittig, S. (1997). Mathematical model describing the coupled heat transfer in effusion cooled combustor walls. *ASME paper*, (97-GT), 329.... 141
- [65] Yusop, N. M., Ali, A. H., & Abdullah, M. Z. (2013). Conjugate film cooling of a new multi-layer convex surface of turbine blades. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 45, 86-94. 141
- [66] Moritz, N., Kusterer, K., Bohn, D., Sugimoto, T., Tanaka, R., & Taniguchi, T. (2013). Conjugate calculation of a film-cooled blade for improvement of the leading edge cooling configuration. *Propulsion and Power Research*, 2(1), 1-9. 142
- [67] Dyson, T. E., Bogard, D. G., & Bradshaw, S. D. (2014). Evaluation of CFD Simulations of Film Cooling Performance on a Turbine Vane Including Conjugate Heat Transfer Effects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 142

- [68] Insinna, M., Griffini, D., Salvadori, S., & Martelli, F. (2014). Film Cooling Performance in a Transonic High-pressure Vane: Decoupled Simulation and Conjugate Heat Transfer Analysis. *Energy Procedia*, 45, 1126-1135..... 142
- [69] Harasgama, S. P. (1995). Aerothermal Aspects of Gas Turbine Flows. VKI-LS 1995-05. *Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines*..... 142
- [70] Fermigier, M. (2000). ANALYSES DE LIVRES-Hydrodynamique physique. Problemes resolus avec rappels de cours. *Pour la Science*, (273), 102..... 142
- [71] Mendez, S. (2007). *Simulation numérique et modélisation de l'écoulement autour des parois multi-perforées* (Doctoral dissertation, Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc). 142
- [72] Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge university press. 142
- [73] Spalart, P. R. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3), 252-263..... 142
- [74] Guyon, E., Hulin, J. P., Petit, L., & De Gennes, P. G. (2001). *Hydrodynamique physique*. Les Ulis, France: EDP sciences. 142
- [75] Wallin, S., & Johansson, A. V. (2000). An explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 403, 89-132. 142
- [76] Spalart, P. R., & Allmaras, S. R. (1992). A one equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA journal*, 94. 142
- [77] Patel, V. C., Rodi, W., & Scheuerer, G. (1985). Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows-a review. *AIAA journal*, 23(9), 1308-1319. low 142
- [78] Chien, K. Y. (1982). Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model. *AIAA journal*, 20(1), 33-38. 142
- [79] Menter, F. R. (1993). Zonal two equation k-turbulence models for aerodynamic flows. *AIAA paper*, 2906, 1993. 142
- [80] Abidat, M. (2003). Cours de post graduation génie mécanique (module transfert de chaleur et de masse). Université des Sciences et de la Technologie d'Oran (USTO)..... 142
- [81] Fadai-Ghotbi, A. (2007). *Modélisation de la turbulence en situation instationnaire par approches URANS et hybride RANS-LES: prise en compte des effets de paroi par pondération elliptique* (Doctoral dissertation, Poitiers). 143
- [82] Wilcox, D. C. (1988). Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, 26(11), 1299-1310. 143
- [83] Menter, F. R., & Kuntz, M. (2004). Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. In *The aerodynamics of heavy vehicles: trucks, buses, and trains* (pp. 339-352). Springer Berlin Heidelberg. 143
- [84] Vieser, W., Esch, T., & Menter, F. (2002). Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models. *CFX Validation Report. CFX-VAL,10*, 1002..... 143
- [85] [85] Smagorinsky, J., & Martinat, G. (2003). Analyse physique de la Transition Laminaire-Turbulent sous l'Effect de la Rotation par un Code en Élement Finis. *Rapport de stage de DEA, Toulouse*..... 143
- [86] Reynolds, W. C., & Hussain, A. K. M. F. (1972). The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 54(02), 263-288..... 143

- [87] Braza, M., Perrin, R., & Hoarau, Y. (2006). Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds numbers. *Journal of fluids and Structures*, 22(6), 757-771..... 143
- [88] [88] Rung, T., Bunge, U., Schatz, M., & Thiele, F. (2003). Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation. *AIAA journal*, 41(7), 1396-1399. 143
- [89] El Akoury, R., Braza, M., Hoarau, Y., Vos, J., Harran, G., & Sevrain, A. (2009, January). Unsteady flow around a NACA0021 airfoil beyond stall at 60 angle of attack. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*(pp. 405-415). Springer Netherlands. 143
- [92] Mohamed, E. M. (2012). *Etude de l'efficacité diphasique d'une pompe pour la compression du CO2* (Doctoral dissertation, Arts et Métiers ParisTech)..... 143

ملخص

في التربينات الغازية العصرية تحمي راس ريشة التربيننة غالبا باستعمال أشكال خاصة للتبريد. الهدف الرئيسي من هذا البحث العملي هو تقديم المفهوم الأفضل لشكل التبريد الخاص براس ريشة ذات شكل بيضوي.

التحليل الأولي ياكّد على ضرورة وجود ثلاثة طرق للتبريد :

- التبريد داخل الريشة؛
- التبريد داخل الثقوب عندما يمر الهواء البارد من خلالها؛
- والتبريد الطبقي على المساحة الخارجية للريشة و ذلك عندما يقذف الهواء المبرد من الثقوب.

المحاكاة العددية نفذت بهدف :

تقدير مدى مشاركة طرق التبريد المختلفة و تبين مدى تلائمها في شكل التبريد الموجه للدراسة، كذلك إثبات نجاح الرمز العددي «CFX» عن طريق مقارنة نتائجه بالدراسة التجريبية التي قامت بها الدكتورة سيلين فالكوز [02] و التي اعتمدت فيها على استعمال ريشة مصنوعة من مادة ضعيفة الناقلية الحرارية ألا و هي زجاج الوقاية. النهايات الموضوعية المستعملة في الحسابات مفترضة من النتائج التجريبية للجهة المواجهة للغازات الحارة و داخل ثقوب التبريد.

أفضل نجاعة للتبريد العام ' ϵ ' للشكل المقترح والتي تعتبر معامل غير عددي للحرارة المتوسطة للمادة تسمح لنا باستنتاج أن أحسن النتائج هي المتعلقة بأكبر نسبة حقن كذلك

قمنا بدراسة تأثير نسبة ارتفاع رقم ماك « Mach » والناقلية الحرارية على معامل التبريد العام.

الكلمات المفتاحية: التبريد الطبقي، طريقة الأحجام المنتهية، الرمز الرقمي « CFX » ، نجاعة التبريد العام ϵ ، نسبة الحقن.

Résumé

Dans les turbines à gaz modernes, le bord d'attaque des aubes de turbine est généralement protégé des gaz chauds environnants par des configurations de refroidissement spécifiques, communément appelées configuration de refroidissement « showerhead ». Le principal objectif de ce travail de recherche a été de fournir une meilleure compréhension d'une configuration de refroidissement adapté à un bord d'attaque de forme semi-elliptique.

Une analyse préliminaire a mis en évidence la présence de trois mécanismes de refroidissement au sein de cette configuration de refroidissement :

- Le refroidissement amont qui a lieu à l'intérieur de l'aube,
- Le refroidissement à l'intérieur des trous qui est généré lorsque le fluide froid passe à travers les trous des injections,
- Le refroidissement par film qui a lieu sur la surface externe après que le fluide froid est éjecté des trous.

L'investigation numérique a été réalisée dans le but :

De quantifier les contributions des différents mécanismes de refroidissement et montrer comment ils interagissent dans un modèle de refroidissement, et la simulation a été conduite en utilisant le code CFX-12.0 basé sur la méthode des volumes finis. La confrontation avec les mesures expérimentales de C. Falcoz [02] a été satisfaisante.

Les performances de la configuration de refroidissement sont évaluées par le calcul de l'efficacité globale de refroidissement (ϵ), qui est un paramètre correspondant à une forme adimensionnelle de la température moyenne du matériau. On a déduit que les meilleures performances de refroidissement sont obtenues pour des taux d'injection élevés ainsi qu'avec l'augmentation du nombre Mach. Les résultats numériques ont aussi montré qu'au bord d'attaque des aubes, les performances de refroidissement dépendent fortement de la conductivité thermique du matériau.

Mots clefs :

Configuration de refroidissement / refroidissement par film / CFX-12.0/ Méthode des volumes finis / SST-K ω / efficacité de refroidissement / Taux d'injection / conductivité thermique.

Abstract

In modern gas turbines, the film cooling is a technique used in gas turbine industry to reduce heat fluxes of leading edge region of turbine blade. The aim of the present investigation is to provide a better understanding of the fundamental nature of showerhead cooling using the three dimensional Reynolds averaged Navier Stokes analysis. A numerical model has been developed to study the effects of coupled internal and external cooling of the leading edge for a semi-elliptical body shape with the SST k- ω model.

A preliminary analysis of the showerhead-cooling problem highlighted the complex coupling of three cooling mechanisms:

- Backside cooling occurring inside the core of the airfoil;
- The holes cooling generated as the coolant passes through the holes;
- In addition, the external film cooling developed along the hot gas side surface after the coolant ejected through the holes.

The numerical simulations are performed in order to quantify the contributions of the cooling mechanisms and show how they interact in a showerhead-cooled model. The performance of a given cooling schema was evaluated using the overall cooling effectiveness (ϵ) corresponding to a non-dimensional form of the average material temperature. The numerical results obtained are discussed and compared with experimental data carried out by the C. Falcoz [02]. The results show that the cooling efficiency increases with an increase in

blowing ratio and Mach number, therefore, the overall efficiency for the steel becomes less important compared to the plexiglas witch have a low thermal conductivity.

Keywords: Showerhead cooling / Film cooling / 'CFX-12.0' / Finite volume method / SST-K ω / Cooling effectiveness / Blowing ratio / Thermal conductivity.

Introduction Générale

Introduction générale

De nos jours, deux éléments importants intéressent particulièrement les motoristes aéronautiques : chercher à améliorer les performances des turboréacteurs et réduire la consommation du carburant pour limiter au maximum les émissions de polluants. L'accroissement des performances d'un turboréacteur passe par l'augmentation du taux de compression et par l'augmentation de la température d'entrée de Turbine (TET). Cela entraîne la hausse des températures des gaz en sortie de la chambre de combustion.

Dans les moteurs aéronautiques, les aubes de turbines des étages les plus chauds sont des pièces qui fonctionnent à très haute température. Elles conditionnent le rendement du réacteur, et elles sont donc l'objet d'une attention toute particulière. Leur développement mobilise des aérodynamiciens, des thermiciens, des métallurgistes et des mécaniciens.

D'importants progrès ont été réalisés au cours des dernières années grâce à l'apparition de nouvelles technologies. Le refroidissement par des canaux internes a été l'une des principales évolutions apportées par les concepteurs. Elle a permis au cours des 30 dernières années d'augmenter d'environ 500°C la température d'entrée turbine. Elle a bien entendu qu'il faut augmenter les gradients thermiques dans les aubes, donc également la complexité des champs de contrainte.

Toutefois, malgré les progrès de recherche sur de nouveaux matériaux, des traitements thermiques ou des isolants thermiques, la température maximale que les meilleurs matériaux des aubes peuvent supporter est de l'ordre de 1200°C alors que celle des gaz de combustion peut atteindre aujourd'hui jusqu'à près de 1900°C. D'autre part, le procédé de fabrication de tels matériaux reste toujours couteux empêchant de les utiliser. Il est donc impératif de refroidir l'ensemble de la turbine pour baisser les températures en dessous de ce seuil critique. Dans ces conditions les aubages de turbines doivent être refroidies pour garder leur intégrité et atteindre les objectifs de durée de vie. L'élaboration de systèmes de refroidissement des aubes de turbine constitue un des plus grands défis dans le développement de moteurs performants. Les systèmes actuels de refroidissement combinent dans la plupart des cas un refroidissement interne effectué par un fluide circulant dans un ensemble de canaux à géométrie complexe creusés dans la structure avec un refroidissement externe par formation

d'un film protecteur autour de l'aube. La combinaison de ces deux systèmes de refroidissement donne lieu à des interactions très complexes dont la compréhension est difficilement réalisable sans le recours au calcul numérique. La modélisation du transfert thermique entre les écoulements externes et internes au travers de la structure interne de l'aube faite intervenir simultanément les équations de la mécanique des fluides.

Le fonctionnement à haute température à l'entrée turbine permet de réduire pour une poussée donnée les dimensions et le poids du moteur. Les températures de fonctionnement, à l'intérieur des chambres de combustion, rendent nécessaire le refroidissement des parois. Pour parer à une telle éventuelle destruction de la turbine, les constructeurs ont eu recours à des aubes creuses refroidies par circulation d'air.

Le présent travail de nature numérique, propose de résoudre un problème complexe de transfert de chaleur mettant en œuvre le transfert par convection couplé à un transfert par conduction. Une analyse préliminaire a mis en évidence la présence de trois mécanismes de refroidissement au sein d'une configuration de refroidissement :

- Le refroidissement amont qui a lieu à l'intérieur de l'aube.
- Le refroidissement à l'intérieur des trous qui est généré lorsque le fluide froid passe à travers les trous ;
- Le refroidissement par film qui a lieu sur la surface externe après que le fluide froid est éjecté des trous.

Afin de traiter ce mécanisme couplé, cette thèse est organisée de la manière suivante :

Après l'introduction générale, le chapitre 1 situe les principaux mécanismes de refroidissement qui peuvent exister dans une configuration de refroidissement des aubes des turbines à gaz. Ces mécanismes sont : le refroidissement par convection, par impact, par transpiration et par film. Ce chapitre comprend aussi une étude bibliographique sur les différents travaux numériques qu'aux expérimentaux effectuées sur ce sujet, les différents paramètres qui influent sur l'efficacité de refroidissement des aubes et la présentation de la configuration de refroidissement proposée lors de cette étude. Il introduit également le calcul des différents coefficients des efficacités associées à une telle configuration.

Le chapitre 2 sert à présenter le plus clairement possible le modèle mathématique utilisé dans ce travail ayant servi à la prédiction du refroidissement interne et externe d'un bord d'attaque. Les trois principaux axes de simulation ont été exposés : la simulation numérique

directe, la simulation des grandes échelles et la modélisation purement statistique ou probabiliste de Reynolds. De point de vue modélisation, le modèle de turbulence SST- $k\omega$ a été retenu car, il permet de donner une bonne prédiction des coefficients d'échange thermique entre le fluide et la paroi.

Le troisième chapitre pose précisément la problématique étudiée, il présente le code de calcul 'CFX12.0' et la méthode des volumes finis, choisie par ce code CFD. Dans ce chapitre, on trouve également, le détail de la configuration de refroidissement passant par la création de la géométrie et son maillage jusqu'à la visualisation des résultats. Le traitement du refroidissement couplé a nécessité de prendre en considération deux domaines de calcul, il s'agit d'un domaine solide et d'un domaine fluide maillés indépendamment en ICEM- CFD afin de tenir compte de l'effet de la conductivité thermique du matériau.

Le quatrième chapitre est consacré à la simulation numérique du refroidissement couplé interne par convection qui aura lieu au niveau de la boîte d'alimentation de l'aube appelée 'plenum' et dans les trous des injections et un refroidissement externe par film appliqué sur la surface externe de l'aube. Les différents résultats obtenus sur un bord d'attaque de forme elliptique (Blunt body) sont présentés dans ce chapitre, l'investigation numérique passe tout d'abord par le calcul de la vitesse et le coefficient de transfert de chaleur par convection sur la surface externe du Blunt body pour vérifier l'équilibre et la symétrie aérodynamique du Blunt body et qui serve aussi à la validation du code de calcul. La confrontation avec les mesures expérimentales publiées dans la littérature a été satisfaisante. L'étude a été complétée par une investigation paramétrique tenant compte de l'effet du taux d'injection, du nombre de Mach et de la conductivité thermique du matériau.

Enfin nous dégagerons dans une conclusion générale les principaux résultats et les différentes perspectives qui peuvent être envisagés.

Chapitre 1

Refroidissement des turbines à gaz

Chapitre 1

Refroidissement des turbines à gaz

1.1 Introduction

Depuis les années 1960, l'évolution des techniques de refroidissement a été importante (figure 1.1). Au début les aubages étaient refroidis grâce à des tuyaux radiaux. Dans les années 1970, ils ont mis au point des systèmes à alimentation multiple avec refroidissement par film (film cooling). Pour les turbines à gaz actuelles, les techniques de transferts thermiques externes par film cooling et par convection interne ont été nettement améliorées : canaux multipasses avec promoteurs de turbulence, ailettes fines du type aiguilles (ou **pin fin**).

Pour les aubages et les tuyères des premiers étages des turbines à gaz de dernières générations, ils ont mis au point des systèmes de refroidissement très sophistiqués et d'efficacité élevée, capables de maintenir le composant à une température compatible avec la tenue du matériau avec une consommation réduite d'air de refroidissement. Souvent ces techniques de refroidissement diffèrent selon le constructeur ou la typologie de la machine. En outre, les systèmes de refroidissement sont spécifiques à un constructeur et ne sont donc pas de notoriété publique. En réalité des machines différentes, mais appartenant à la même classe technologique, adoptent des techniques de refroidissement qui se ressemblent beaucoup, même si elles sont réalisées par de constructeurs différents. En définitive, on assiste à une certaine standardisation de la technologie de refroidissement des aubages et tuyères. L'étude relative à un aubage muni d'un système de refroidissement est compliquée car il faut concilier les exigences liées au refroidissement de l'aubage et celles dictées par les objectifs premiers du dimensionnement aérodynamique de l'étage. Il est connu que la puissance de la turbine dépend de la température des gaz à l'entrée de celle-ci. Ainsi pour augmenter la puissance les lois thermodynamiques ont conduit à rechercher une température entrée turbine la plus élevée possible.

Les matériaux utilisés doivent supporter à la fois :

- Les températures élevées ;
- Les contraintes (mécaniques, thermiques, chimiques).

Les alliages réfractaires très spécifiques et des procédés très pointus (métallurgie des poudres pour les disques, coulée microcristalline pour les aubes) sont ainsi mis au point.

L'efficacité des circuits de refroidissement doit être maximale, car un prélèvement sur le cycle de l'air nécessaire s'accompagne d'une perte de rendement global, c'est là encore un domaine de prédilection pour l'aérodynamique et ses méthodes de simulation numérique.

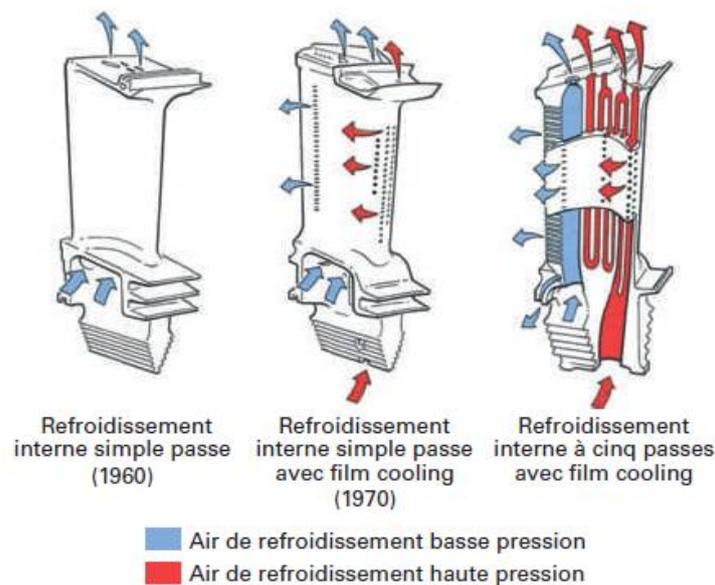


Figure 1.1 : Évolution des systèmes de refroidissement à partir des années 1960, d'après [B. Facchini et L. Innocenti, 2005]

Les parties du turboréacteur qui ont reçu un intérêt particulier par le refroidissement sont les aubes de turbines. Celles-ci peuvent être refroidies par différentes méthodes (figure 1.1), chacune d'elle utilise un fluide de refroidissement qui passe à travers l'aube afin que celle-ci garde sa résistance.

Le refroidissement avec du liquide est plus efficace mais une installation de refroidissement de ce genre dans l'aviation est très complexe. Cependant le refroidissement par air est très souvent utilisé, car il permet une efficacité appréciable.

Le refroidissement utilise une quantité d'air frais prélevée au niveau du compresseur. Cet air ne participe pas à la combustion. Ce fait représente une perte d'énergie et bien sur, la poussée du turbo décroît. L'air venant du compresseur est introduit dans les aubes de turbine

par leurs racines. En entrant dans l'aube l'air refroidit aussi le bord du disque de la turbine, la grille d'entrée et l'enveloppe de la turbine est aussi refroidie.

Les motoristes aéronautiques cherchent à la fois à améliorer la performance du refroidissement et à diminuer cette quantité d'air. Plusieurs techniques de refroidissement sont nées de là.

Les critères d'un bon refroidissement découlent des principes de transfert de chaleur dans une conduite fermée. Par conséquent pour obtenir un grand échange de chaleur dans de tels systèmes il est nécessaire de satisfaire les deux exigences suivantes :

Un écoulement du fluide de refroidissement bien étudié.

Une grande surface de transfert.

1.2 Paramètres influençant la conception d'aubes refroidies par air

Pour concevoir une aube refroidie par air, différents facteurs doivent être pris en considération pour avoir un produit fini satisfaisant. Ces facteurs sont :

- L'aérodynamique de l'aube ;
- Le choix du fluide réfrigérant ;
- Les conditions d'approvisionnement du fluide réfrigérant ;
- La configuration géométrique des fentes de refroidissement ;
- Les propriétés des matériaux ;
- Les contraintes sur l'aube.

1.2.1 Aérodynamique de l'aube

L'aérodynamique est la discipline fondamentale qui régit la conception des turbines. Les écoulements internes y sont en effet très complexes, visqueux et turbulents.

L'aérodynamique de la turbine affecte le refroidissement des aubes en trois points principaux :

- Elle définit la forme du profil sur laquelle la configuration du refroidissement est réalisée ;
- Elle fixe le coefficient de transfert de chaleur extérieur et sa distribution ;

- Elle fixe le niveau de température relative à l'aube du rotor.

Le transfert de chaleur des gaz à l'aube autour de son profil est déterminé par son coefficient de transfert (la quantité de chaleur transférée par unité de surface par unité de temps par unité de différence de température entre le gaz et la surface) ce dernier varie autour du profil de l'aube.

Les valeurs importantes du coefficient de transfert se trouvent sur le bord d'attaque où la couche limite est mince et laminaire. En développant la couche limite autour de l'aube le coefficient de transfert diminue en passant par le régime transitoire et augmente à nouveau au régime turbulent.

Un facteur très important pour le refroidissement de l'aube apparaît du fait que les aubes tournent. A cause de cette rotation la température des aubes est quelque peu inférieure à la température totale des gaz relative à l'aube de la turbine.

1.2.2 Choix du fluide réfrigérant

Il y a deux façons de refroidir les aubes. Le choix du réfrigérant divise le système de refroidissement en deux catégories :

- Refroidissement par liquide;
- Refroidissement par gaz.

Pour les systèmes de refroidissement utilisant un réfrigérant liquide, le liquide souhaitable est :

L'eau.

Le refroidissement à gaz est exclusivement réalisé par air prélevé du cycle moteur au niveau du compresseur.

1.2.2.1 Refroidissement par liquide

Cette méthode de refroidissement est actuellement abandonnée, elle présente l'inconvénient de nécessiter des aubes creuses et de plus le liquide de refroidissement qui est l'eau (l'eau possède une forte chaleur latente d'évaporation) doit être évaporée ce qui diminue la charge marchande. Dans ce cas, il est impossible d'éliminer la corrosion et la formation de dépôts et il est très difficile d'avoir une surface d'échange adéquate.

Le mode de refroidissement interne par un réfrigérant liquide peut-être divisé en deux phases :

- Convection forcée : Dans ce cas l'échange se fait sous l'écoulement forcé du liquide (eau) qui est pompé à travers des passages dans l'aube de turbine ;
- Convection libre.

1.2.2.2 Refroidissement par air

Il existe deux méthodes d'alimentation en air de refroidissement utilisées pour l'approvisionnement des aubes :

Le système d'alimentation pré-tourbillonnaire (PRE-SWIRL) est généralement utilisé pour approvisionner les aubes refroidies par convection. L'air de refroidissement est prélevé du dernier étage compresseur haut pression pour la simplicité mécanique. L'air après avoir quitté le compresseur passe à travers des injecteurs.

Le système d'alimentation à haute pression est utilisé pour l'approvisionnement des aubes en air à une pression suffisante supérieure à la pression de stagnation de la surface d'attaque pour que l'air forme un film autour de l'aube. Ce système est aussi nécessaire pour l'approvisionnement des aubes utilisant un système de refroidissement par transpiration. L'air de refroidissement est prélevé du dernier étage compresseur haute pression pour la simplicité mécanique [03].

1.3 Techniques de refroidissement

Les composants d'une turbine a gaz nécessitent d'être efficacement refroidis afin de résister aux sollicitations thermiques générées par l'écoulement chaud des gaz de combustion. Il existe plusieurs techniques de refroidissement tels que : le refroidissement par convection interne forcée (convection interne / impact de jets), refroidissement par transpiration, multiperforation ou par film. L'amélioration de performance de ces technologies fait toujours l'objet de nombreuses études et recherches. Rappelons successivement ces techniques.

1.3.1 Refroidissement par convection interne forcée

Le refroidissement par convection interne forcée est la plus ancienne des techniques de refroidissement. Cette technique consiste à évacuer le flux de chaleur reçu par l'aube. Pour

cela, on fait circuler l'air frais à l'intérieur de l'aubage par des canaux. Pour améliorer cette technique, on augmente les échanges convectifs entre le fluide et la paroi en plaçant à l'intérieur des canaux des éléments qui vont perturber l'écoulement. Ces éléments peuvent être des ailettes, des picots, des pontets ou des perturbateurs (Figure 1.2).

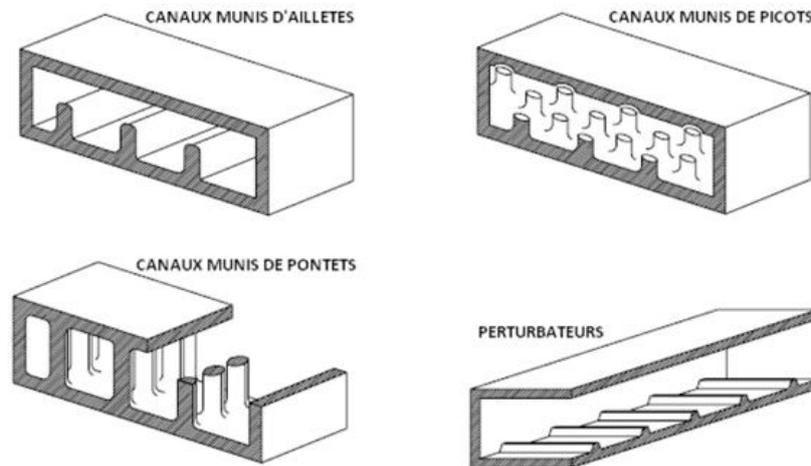


Figure 1.2 : Refroidissement par convection, [03].

1.3.2 Impact de jets

Dans le refroidissement par impact de jets, un ou plusieurs jets d'air à grande vitesse rencontrent la paroi à refroidir (figure 1.3).

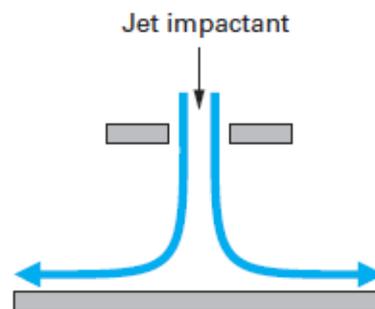


Figure 1.3 : Impact d'un jet, d'après [04]

Cette solution est sans aucun doute la plus efficace et permet d'atteindre localement les coefficients d'échange thermique les plus élevés. La réalisation est simple et demande seulement un plénum qui alimente une série de trous, dessinés et distribués de manière optimale, qui est séparé de la surface qui doit être refroidie par un espace.

L'échange thermique est particulièrement important au point d'impact (figure 1.4).

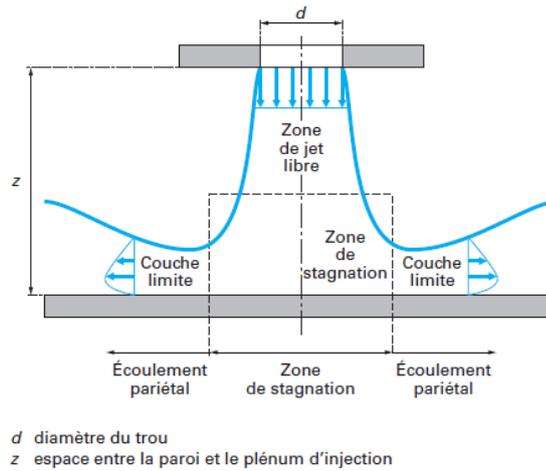


Figure 1.4 : Jet impactant unique, d'après [04]

L'impact concentré est plus spécifiquement utilisé pour refroidir une zone précise de l'aube : le plus souvent le bord d'attaque des aubes mobiles (partie soumise à un flux thermique important). Ce système génère cependant des pertes de charge importantes.

Ce type de refroidissement est également utilisé dans les turbomachines pour le refroidissement des aubages de turbine fixes ou mobiles, les chambres de combustion et les anneaux de turbine. L'air de refroidissement s'écoulant au travers des orifices d'impact vient frapper la paroi à refroidir. Il existe trois types d'orifices d'émission différents qui permettent d'injecter de l'air en direction de la paroi à refroidir : la fente, la buse et les orifices circulaires (Figure 1.5)

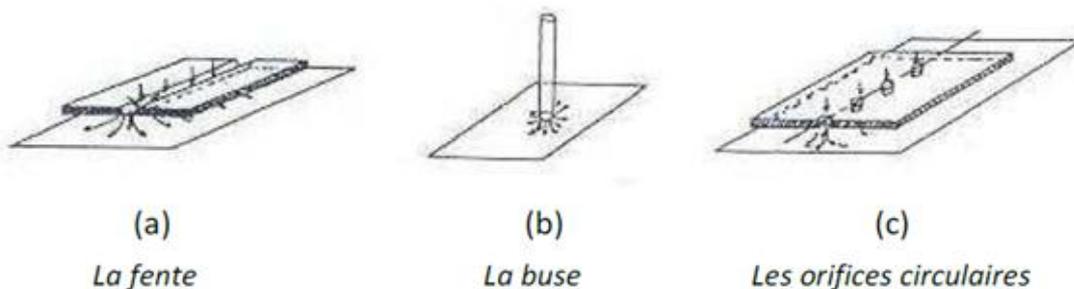


Figure 1.5 : Trois types d'orifices d'impact, [03]

Le refroidissement par impact de jets est classé en deux technologies : l'impact concentré (l'air frais injecte à travers une rangée unique de jets (Figure 1.6a) et l'impact reparté (l'air frais injecte à travers une matrice de jets (Figure 1.6b).

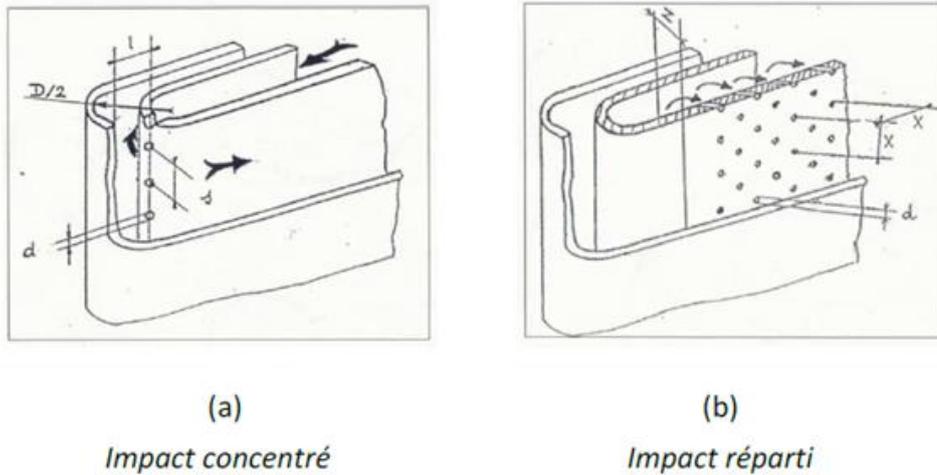


Figure 1.6 : refroidissement interne par impact de jets, [03]

L'impact de jets est une des techniques de refroidissement efficace. Toutefois, le rapport du cout de fabrication et l'efficacité de refroidissement pose le problème de leur utilisation.

1.3.2 Transpiration

Une des technologies du refroidissement efficace est nommée « Transpiration ». Cette technique est une combinaison du refroidissement par impact et par film. La transpiration est basée sur la circulation de l'air frais a travers plusieurs couches de parois multiperforées dont les trous sont décalés pour permettre a l'air de passer de l'un a l'autre par des mini-canaux (Figure 1.7).

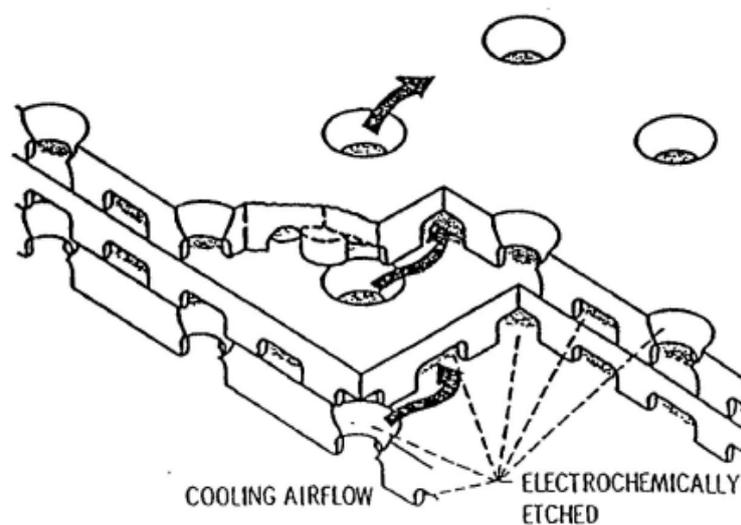


Figure 1.7 : Refroidissement par transpiration, Minh Nhat NGUYEN [03].

Dans ce système de refroidissement par transpiration l'air est forcé à travers les parois poreuses de l'aube. Ce système de refroidissement constitue le raisonnement idéal puisqu'il comporte presque 100% du système convectif efficace.

Cependant les matériaux courants et problème de fabrication avec les critères de performances justifient l'impossible application de ce type de système dans les aubes de turbine.

1.3.3 Refroidissement par film (Film cooling)

Cette technique, apparue dans les années 60, L'air frais nécessaire prélève au niveau du compresseur traverse, grâce aux orifices, la paroi de la chambre de combustion ainsi que celle de l'aube et forme une couche protectrice d'air frais entre les gaz chauds et la paroi (voir figure 1.8). Cette protection se dégrade progressivement, de l'émission jusqu'au bord de fuite. La création du film perturbe la couche limite, et la compréhension des phénomènes thermiques qui s'y produisent constitue un champ de recherches important, d'après [06] il est difficile de reproduire les phénomènes qui ont lieu dans une turbine, spécialement ceux dus à sa grande vitesse de rotation.

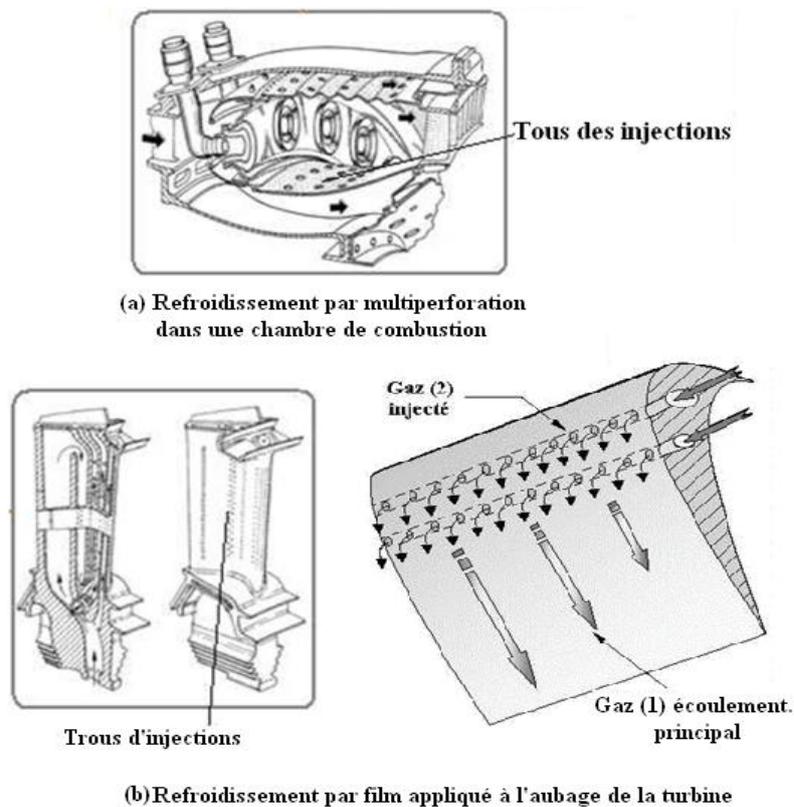


Figure 1.8 : Refroidissement par film, [07].

Cette technique de protection thermique est assurée par trois processus : un refroidissement en amont des trous, un refroidissement important à l'intérieur des trous et un refroidissement en aval des trous.

Dans le domaine aéronautique, bien que la performance soit moins importante que celle produite par les deux modes de refroidissement précédant, la technique de refroidissement par multiperforation est aujourd'hui la protection thermique externe la plus largement utilisée pour refroidir les aubes de turbines ou bien les chambres de combustion des turboréacteurs grâce à son bon rapport entre le coût de fabrication et la performance de refroidissement.

1.4 Prélèvement de l'air de refroidissement

L'air est extrait soit en fond de chambre de combustion (juste avant le mélange avec le combustible), d'où il est emmené par une canalisation puis éjecté dans les parties à refroidir, soit directement dans un étage du compresseur depuis lequel une veine externe le conduit à destination. Pour des raisons géométriques (proximité), une question de rendement (moins de conduite équivaut à moins de pertes de charge) et pour diminuer la masse du moteur (moins de conduite implique un gain de masse), le premier type de prélèvement sert à refroidir les premiers étages (Haute Pression) [07].

Le prélèvement direct dans le compresseur est quant à lui utilisé pour refroidir les étages suivants, il permet de réguler le débit du fluide de refroidissement.

1.5 Analyse phénoménologique du jet unique

Le film cooling dans les aubages et tuyères de turbines à gaz est réalisé au moyen des séries de trous discrets. Cette solution produit, en aval de la zone d'injection des champs de flux massiques et thermiques complexes aux caractéristiques nettement tridimensionnelles. Pour la compréhension de ces phénomènes, il est utile de considérer le cas de base du jet unique disposé perpendiculairement à la couche limite de la plaque plane. Sur la figure 1.9, sont représentés les effets fluïdo-dynamiques de l'injection du jet dans un écoulement libre pour deux rapports différents des vitesses jet/écoulement libre $u_c/u_\infty = 0.5$ et $u_c/u_\infty = 2$. Pour les deux rapports de vitesses, les déflexions mutuelles subies par le jet et l'écoulement transversal sont évidentes, même si les effets fluïdo-dynamiques de l'injection sont différents dans ces deux cas. Pour les faibles rapports de vitesse ($u_c/u_\infty = 0.5$), l'écoulement libre a

tendance à dévier le jet dès sa sortie du trou et même avant : en effet, les lignes de courant du fluide injecté sont repoussées vers la partie postérieure du trou lui-même. Aussitôt injecté dans le courant principal, le jet est écrasé sur la paroi dans la direction de l'écoulement libre qui, à son tour, est légèrement soulevé par la présence du fluide injecté. Dans le cas de rapports de vitesse plus élevés $u_c/u_\infty = 2$ (voir figure 1.9), le jet est seulement faiblement dévié à la verticale de la sortie du trou, il reste cohérent en pénétrant dans l'écoulement libre avant d'être franchement dévié. L'interaction entre jet et écoulement transversal produit une série d'écoulements secondaires nettement tridimensionnels et instationnaires.

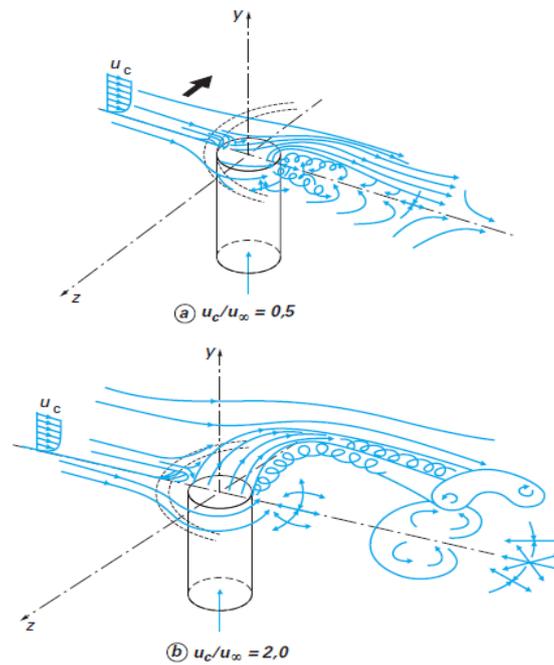


Figure 1. 9 : Dynamique des fluides du jet unique, d'après [04]

La pénétration du jet dépend, essentiellement, de l'angle d'orientation des trous des injections et du taux de quantité de mouvement, et influe fortement sur l'écoulement derrière l'injection. Pour des injections faiblement inclinées et à taux de quantité de mouvement élevés, l'écoulement a un caractère de sillage similaire à celui derrière un cylindre, en aval du jet une zone d'écoulement inverse est développée avec une possibilité de réattachement du jet à la paroi. Le phénomène se produit de manière plus rapide pour les faibles taux de quantité de mouvement et/ou les injections fortement inclinées. Quand le jet se réattache à la paroi, les forces de pression sont petites et le développement de l'écoulement est déterminé principalement par le mélange turbulent. L'écoulement récupère son caractère de couche limite, mais reste toujours tridimensionnel et les profils de vitesse et de température diffèrent fortement de ceux développés dans la couche limite.

1.6 Injection près de la ligne de stagnation au bord d'attaque

L'injection près du bord d'attaque est caractérisée par des compilations supplémentaires par rapport à celles appliquées sur les autres parties de l'aube. Notamment, le fait que les jets de refroidissement sont quasiment opposés à l'écoulement principal. La couche limite est aussi très mince dans cette zone et l'écoulement est accéléré aux alentours du bord d'attaque. Les deux fluides qui entrent en interaction présentent des caractéristiques thermodynamiques fortement différentes (figure 1.10).

1.7 Refroidissement couplé interne et externe

Les constructeurs de moteurs ont alors développé des systèmes de refroidissement interne par convection et externe par film, afin d'augmenter l'efficacité de refroidissement et garantir l'intégrité des matériaux.

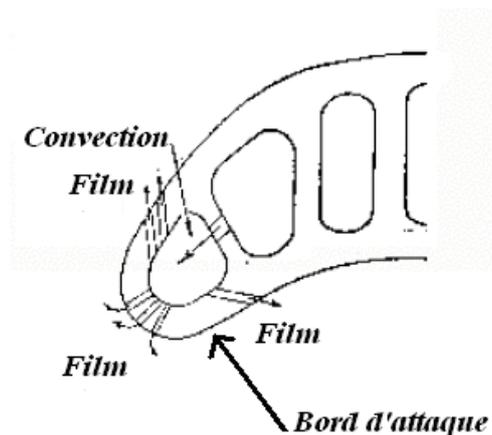


Figure 1. 10 : Refroidissement par convection et par film sur le bord d'attaque, Azzi. A [09].

1.8 Paramètres qui influent sur le processus du refroidissement

Afin de pouvoir évaluer les performances de refroidissement par multiperforation, les mesures de « l'efficacité du refroidissement » ainsi que « du coefficient de transfert de chaleur par convection » font toujours l'objet de nombreuses études et recherches. Ces deux grandeurs dépendent fortement de plusieurs facteurs pouvant être regroupés en deux grandes familles :

- Facteurs aérothermiques.
- Facteurs géométriques.

1.8.1 Paramètres géométriques ayant une influence sur l'efficacité

- La forme et la taille des trous

Les trous ne sont pas cylindriques, les techniques de perçage ne permettent pas d'atteindre une précision suffisante. Les trous sont donc à peu près cylindriques mais leur forme n'est pas constante. Elle constitue une inconnue dont les études s'affranchissent en considérant les perforations cylindriques.

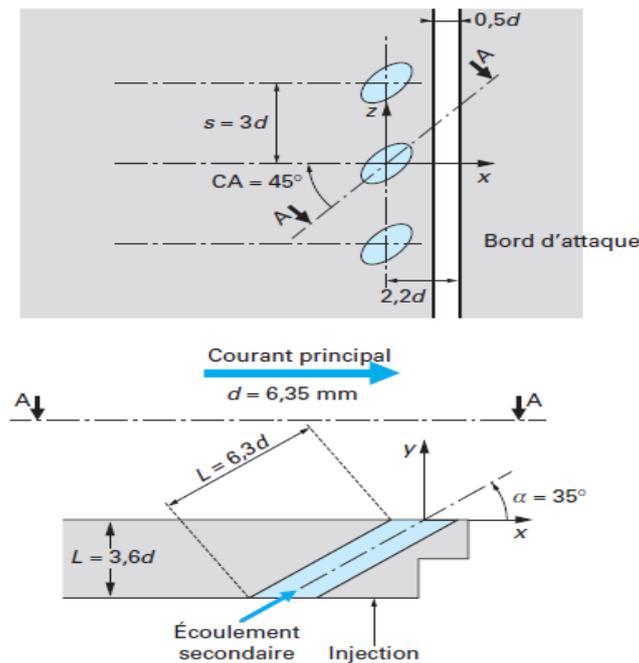


Figure 1.11 : Exemple de film cooling avec des trous elliptiques inclinés, d'après [04].

▪ Trous elliptiques à inclinaison latérale

L'emploi de trous elliptiques à inclinaisons latérales (Compound Angle (CA) Holes) (figure 1.11) augmente considérablement l'efficacité du film cooling avec des taux d'injection G élevés. L'inclinaison latérale génère une grande interaction entre jet et écoulement transversal ce qui permet de conserver une certaine adhérence du fluide de refroidissement sur la paroi. Cette interaction est aussi responsable d'une augmentation du coefficient d'échange thermique local par rapport au cas du trou circulaire.

▪ Trous évasés

Les trous évasés (Shaped Holes) permettent d'obtenir une distribution du fluide de refroidissement modifiée par rapport aux trous circulaires traditionnels (figure 1.12).

En effet, la diffusion latérale du fluide injecté augmente l'efficacité du film cooling et homogénéise la distribution du coefficient d'échange thermique local, particulièrement sur l'extrados de l'aubage. La diffusion dans la direction axiale réduit l'influence de G et uniformise davantage la distribution du fluide de refroidissement. Enfin, l'évasement du trou peut être combiné avec l'inclinaison latérale du trou.

- Le nombre de trous et de rangées

Leur taille doit être la plus petite possible pour ne pas permettre un débit trop important, synonyme de forte pénétration des jets. Des trous trop petits peuvent cependant être obturés par des gouttelettes de carburant susceptibles de venir impacter sur la paroi. Ceci contraint la dimension des trous, qui peuvent être de diamètre inférieur à 0,4 mm.

L'efficacité du film de refroidissement est d'autant plus importante que les trous sont nombreux. Le nombre de rangées joue également un rôle : dans les conditions réelles de moteurs d'avions, par exemple, le film s'homogénéise après une dizaine de rangées. Quelques rangées de trous seulement ne permettent donc pas la formation d'un véritable film de protection à la paroi.

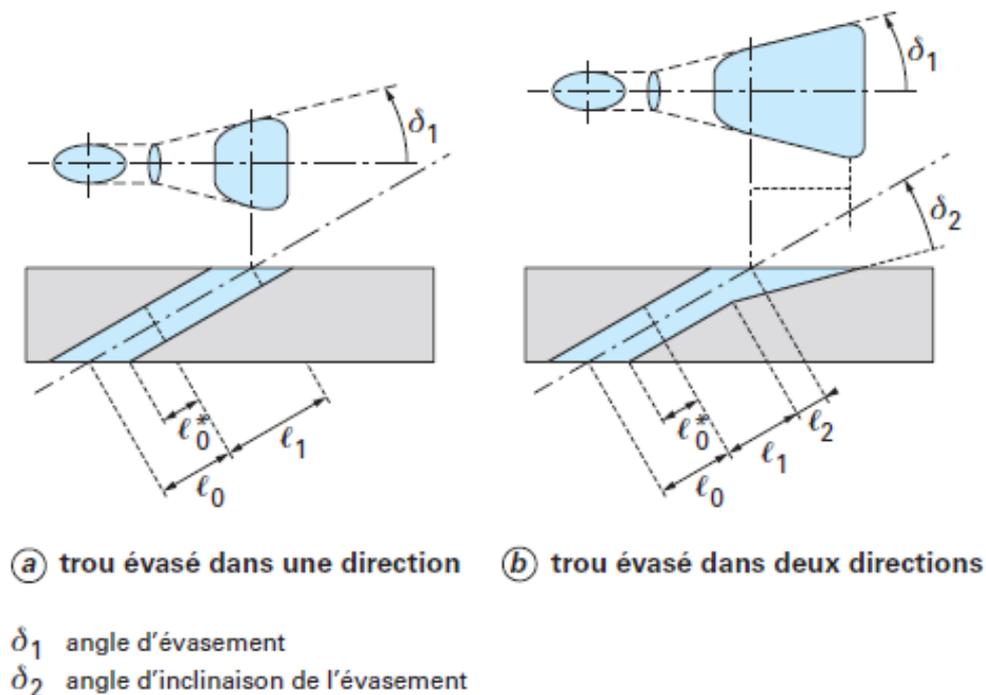


Figure 1.12 : Trous évasés, d'après [04].

- Espacement entre les rangées de trous (z/d) et l'espacement entre les trous d'une même rangée (p/d)

De nombreuses études ont montré que l'efficacité de refroidissement augmente quand les rapports p/d et z/d diminuent. L'espacement transversal doit être inférieur à 8 pour éviter la présence de points chauds entre les trous. Cependant, ces valeurs ne peuvent être trop faibles, pour ne pas fragiliser le matériau. En pratique :

- Arrangement entre les trous (par rangées et colonnes ou en quinconce) l'arrangement en quinconce permet une meilleure homogénéisation du film de refroidissement et est préféré aux autres solutions dans la pratique.
- Les angles entre l'axe des trous et les différents plans de coupe (γ et β) :

Ces caractéristiques géométriques intéressent particulièrement les partenaires industriels puisqu'elles correspondent à leurs configurations.

- Inclinaison des trous par rapport au sens de l'écoulement.

1.8.2 Paramètres aérothermiques

Précisons les principales grandeurs aérothermiques pouvant avoir une influence sur la performance de la technique de refroidissement par film. Les paramètres aérothermiques les plus importants et les plus souvent étudiés :

- Le nombre de Reynolds : selon les différentes études (Eriksen et Goldstein et Rouvreau [08]), le nombre de Reynolds n'a que peu d'influence sur l'efficacité du film et sur sa dynamique.
- La vitesse U_g de l'écoulement principal et celle U_c de l'écoulement d'injection.
- Rapport des masses volumiques (Density ratio $DR = \frac{\rho_c}{\rho_g}$)

- Le taux d'injection ou de soufflage $G = \frac{\rho_c u_c}{\rho_g u_g}$, Le taux de soufflage G et le rapport des débits de quantité de mouvement I sont des paramètres critiques aussi bien pour l'efficacité que pour la structure du film. Plus ces rapports sont élevés, plus l'air injecté pénètre fortement dans l'écoulement principal [09].

- Le rapport des débits de quantité de mouvement $I = \frac{\rho_c u_c^2}{\rho_g u_g^2}$
- La masse volumique ρ_g de l'air de l'écoulement principal et celle ρ_c de l'air de l'écoulement d'injection.

- Les températures des deux écoulements : celle de l'écoulement principal et celle de l'écoulement d'injection.
- Gradient de pression : Un gradient de pression direct, par exemple sur l'extrados de l'aubage, implique les effets suivants, [09] :
 - Réduction du pic d'efficacité ;
 - Augmentation de la diffusion du jet à l'aplomb du trou ;
 - Evolution de la position du pic d'efficacité.

Dans tous les cas, ces effets sont plutôt limités. En général, lors d'une étude, on peut considérer que la stabilisation du film sur l'extrados est favorisée par un faible niveau de pression, notamment en présence de plusieurs étages de trous. Au contraire, sur l'intrados la stabilité est moindre car le film a tendance à s'éloigner de la paroi. Dans ce cas, on note même que le recours à la superposition de plusieurs étages de trous donne des effets inférieurs aux attentes.

- Influence de l'épaisseur de la couche limite : L'augmentation de l'épaisseur de la couche limite turbulente a pour effet de diminuer la distribution de l'efficacité du refroidissement sur la ligne centrale qui passe par le centre du trou d'injection. Ceci est expliqué par le fait que l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite diminue le module de la vitesse près de la paroi ce qui augmente l'épaisseur moyenne de la couche limite thermique. Par conséquent, la valeur de l'efficacité sur la ligne centrale diminue. Par contre, l'efficacité augmente sur la ligne médiane entre deux trous d'une même rangée, puisqu'une couche limite plus épaisse permet une meilleure dispersion latérale du jet.

La compensation entre ces deux effets fait que l'efficacité moyenne latérale est finalement peu influencée par ce paramètre [10].

- Influence de l'intensité de turbulence

James E. Mayhew et al [11], S. B, Islami et B. A, Jubran [12] et Ken-ichi et al [13] présentent quelques études qui montrent une légère diminution de l'efficacité de refroidissement avec l'augmentation de l'intensité de turbulence. La même conclusion a été trouvée expérimentalement par Timothy et al [14].

Ce résultat s'explique par le fait que l'augmentation du mélange entre le jet froid et les gaz chauds participe à la dilution graduelle du jet et par conséquent diminue l'effet protecteur du jet sur la surface externe du bord d'attaque.

1.9 Etude bibliographique sur le refroidissement des aubes des turbines à gaz

Durant les trente dernières années, l'aviation militaire et civile s'est orientée vers l'utilisation des turboréacteurs avec soufflante travaillant à haute température.

Pour un turboréacteur simple flux ou double flux, l'augmentation de la température des gaz à l'entrée turbine va toujours produire une augmentation de poussée spécifique, comme la température entrée turbine augmente, la durée de vie des aubes diminue. Pour y remédier à cela il faut :

- Améliorer les propriétés des matériaux.
- Refroidir les aubes.

Le niveau de température est cependant limité à la durée de vie donnée par la technologie disponible. Un volume important de travaux de recherche est donc à réaliser dans le but de repousser les barrières technologiques.

De nombreuses investigations expérimentales et numériques ont été réalisées pour comprendre le comportement du fluide et son interaction avec l'écoulement principal des gaz chauds. Nous nous concentrerons dans notre revue bibliographique sur les études en relation directe avec l'injection près du bord d'attaque.

1.9.1 Études expérimentales

Beaucoup de travaux expérimentaux ont été exécutés dont le but est d'étudier l'influence des paramètres aérodynamiques tels que le taux d'injection, le rapport de densité, l'intensité de turbulence de l'écoulement principal sur le refroidissement par film. Nous citons dans ce contexte les travaux de Hanus et L'Ecuyer[15], Wadia et Nealy [16], Mick et Mayle [17], Ou et al [18], Ou et han [19], Ligrani et al [20], Woisetschlager et al [21], Drost [22], Siegfried et al([23], [24]), Bell et al[25], Reiss et Blocs[26], Cun-liang, Liu et al[27].

Cependant pour concentrer l'étude sur l'interaction jet écoulement principal, plusieurs de ces études ont été confinées à des géométries simples telles que les plaques planes et

plaques modérément incurvés (avec une ou plusieurs rangées de trous de refroidissement) dans un écoulement stationnaire et incompressible.

Les études traitantes du bord d'attaque ont été généralement assimilées par des demi cylindres permettant ainsi l'application d'études théoriques et analytiques du point de stagnation d'un cylindre exposé à un écoulement transversal.

Parmi les chercheurs qui se sont intéressés à protéger le bord d'attaque contre les fortes contraintes thermiques sont : Mayle et al [28], Salcudean et al [29] et Riess [30], ce dernier, a effectué une étude préliminaire d'arrangement sophistiqués de 'showerhead' sur des modèles cylindriques testés dans un jet libre. Diverses configurations spécifiques de refroidissement par film ont été testées tels que les schémas classiques des trous cylindriques, des trous évasés, on cite par exemple les travaux de YANG. Chengfenga [31] et Mohamed G. Ghorab [32].

L'angle β (angle d'inclinaison suivant le sens de l'envergure) joue sur l'efficacité du refroidissement et fait l'objet de nombreux travaux tel que : Hoffs et al [33] et M.S Hung et al [34]. Si les trous sont percés perpendiculairement à la paroi, les jets pénètrent fortement dans l'écoulement principal. Ils sont mélangés aux gaz brûlés et ne participent pas à la formation du film. Eriksen et Goldstein [08]. Dans le cas de perforations inclinées, la pénétration est plus faible et la paroi est mieux protégée. Dans la pratique, les perforations sont inclinées par rapport à la paroi avec un angle $\beta = 30^\circ$ environ.

Dans une étude expérimentale comparative entre plusieurs trous évasés dans le sens d'écoulement et le sens de l'envergure, Youn J. Kim et S.M. Kim [35] ont constaté que les trous les plus évasés dans le sens de l'envergure présentent les efficacités du refroidissement par film les plus meilleurs.

Zhihong et Chin Han [36] ont expérimentalement étudié les effets de la géométrie et l'inclinaison des trous par rapport au sens de l'écoulement sur le mécanisme de refroidissement par film. Les résultats montrent que les trous évasés fournissent une efficacité de refroidissement plus meilleur par rapport aux trous cylindriques en particulier à des taux d'injections plus élevés et les trous orientés dans le sens d'écoulement sont plus efficace que les trous d'angle composés (dans le sens d'écoulement et le sens de l'envergure).

Elnady et al [37] ont présenté une étude expérimentale afin d'évaluer l'emploi d'un trou d'expansion positionnée dans le bord d'attaque d'un stator de turbine à gaz. Deux niveaux d'expansion ont été testés, 2d et 4d, en plus de l'orifice cylindrique standard à deux angles d'inclinaison $\gamma = 90^\circ$ et $\gamma = 60^\circ$. La sortie de l'expansion montre une efficacité supérieure par rapport à la sortie cylindrique standard pour le même taux d'injection.

1.9.2 Etude numérique

Plusieurs études numériques ont été également rapportées. Pratiquement, jusqu'à nos jours, la prédiction numérique du phénomène de refroidissement par film en utilisant les méthodes statistiques du traitement de la turbulence a la tendance de sous estimer l'efficacité latérale moyenne du refroidissement, surtout pour des taux des injections élevés. Plusieurs études ont été réalisées (Théodoridis [38], Azzi [39]) tentent de mieux calibrer cette anisotropie en introduisant des modèles de turbulence en proche paroi en s'inspirant des calculs DNS (Direct Numerical Simulation). Toutefois, la résolution des sous couche visqueuse par des modèles à bas nombre de Reynolds ou à bicouches s'avère très coûteuse en mémoire de stockage sur les calculateurs. La situation devient encore plus dramatique, pour les cas complexes comme celui que nous envisageons de résoudre. Surtout si on veut introduire les trous d'injection et la boîte d'alimentation (plenum) dans le domaine de calcul. C'est la principale raison qui nous a orientées vers l'utilisation d'un modèle SST- $k\omega$ basé sur les équations moyennées de Reynolds.

Une investigation numérique sur le refroidissement par film injecté à travers deux rangées de trous percés au bord d'attaque d'une aube symétrique avec plenum, a été étudiée par Thakur et al [40]. Le modèle standard k- ϵ avec la loi de la paroi et modification à bas nombre de Reynolds a été utilisé. Pour la résolution du problème, la méthode des volumes finis en coordonnées généralisées avec la méthode multi blocs a été employée. Une raisonnable concordance entre les résultats numériques et les données expérimentales a été constatée.

Des contributions de Walter et Leyeck [41] ont porté, essentiellement, sur des calculs avec les modèles des contraintes de Reynolds (Reynolds Stress Models, RMS), mais les résultats obtenus ne sont pas meilleurs que ceux obtenus par le modèle de viscosité turbulente (Eddy Viscosity Model). Une comparaison du modèle de Baldwin-Lomax et différents modèles de viscosité turbulente a été faite par Grag et Ameri [42] pour le calcul du

refroidissement par film. Les résultats de cette comparaison n'indiquent pas une grande différence entre les différents modèles. On a conclu que les modèles de viscosité turbulente avec la loi de la paroi ne sont pas de grande utilité si on veut capturer les détails de l'écoulement et du champ thermique près de la surface de l'aube. Par contre, ils sont capables de reproduire ou du moins qualitativement l'essentiel du processus physique accompagnant le refroidissement par film. Leur grand avantage, réside dans la robustesse du code de calcul ainsi que sa grande économie en espace mémoire et temps d'exécution.

Le modèle expérimental testé par de salcudean et al [29] a été repris dans une étude numérique par Azzi et al [43]. Toutefois, avec les positions angulaires dans le sens de l'envergure $\pm 22.5^\circ$ et $\pm 67.5^\circ$ au lieu de $\pm 15^\circ$ et $\pm 44^\circ$ comme dans l'investigation expérimentale. L'inclinaison latérale a été tout simplement annulée. L'étude a été focalisée sur la position des rangées, plus ou moins près du point de stagnation, et l'influence du taux d'injection.

Dans une étude réalisée par Azzi, A et al (2002a) [44] reproduisent exactement la géométrie du modèle expérimental. Le résultat des prédictions numériques a été compris favorablement aux mesures expérimentales. Une autre étude sur l'influence de l'angle d'injection latérale a été faite par Nasir, H et al [45], Leur conclusion pour l'angle d'injection est que des perforations inclinées permettent un meilleur refroidissement que des perforations percées perpendiculairement à la paroi. Ce résultat à ensuite été retrouvé à plusieurs reprises, notamment par Kim, Y. J., & Kim, S. M. [35], Azzi, A et Jubran, B. A [43] ou Gao, Z., & Han, J. C [36]. Il est assez intuitif et peut être facilement relié au comportement aérodynamique du jet : en injection inclinée, le jet froid reste près de la paroi et la protège plus efficacement. Toutefois, des perforations inclinées sont plus difficiles à percer et présentent des rapports L/d importants, ce qui augmente la perte de charge dans les perforations. La résistance mécanique de la paroi est également d'autant plus affaiblie que la perforation est inclinée.

L'inclinaison des trous par rapport au sens de l'écoulement (φ) permet également une amélioration du refroidissement externe. Dans une recherche effectuée par Nor Azwadi et al [46], ont trouvé qu'à l'angle φ , qui exprime l'orientation du trou dans le sens d'écoulement à un rôle crucial dans l'homogénéisation transversale du film. En pratique, on a souvent $\varphi = 90^\circ$.

Parmi les travaux concernant le bord d'attaque, on cite ceux de Pingfan et al [47], Ligrani et al [48], Grag et al [49], Heidmaann et al [50], Marttelli et Adami [51], York et leylek [52], York et leylek [53], York et leylek [54], Ahn, J et al[55], Ali, Rozati et al[56], Zhao et al[57].

Récemment, K-D Lee et K-Y Kim [58] ont étudié les performances du refroidissement par film avec l'utilisation des trous en forme d'éventail, la nouvelle forme proposée a conduit à une nette amélioration du refroidissement par rapport aux trous de forme cylindrique et surtout pour les taux d'injections élevés. On trouve également d'autres études numériques dans la littérature sur l'effet de la forme du trou d'injection sur l'amélioration du refroidissement externe surtout pour des taux d'injection plus élevés. Parmi ces recherches on peut citer : Christian Saumweber et al[59], C Saumweber et A Schulz [60].

Le refroidissement par convection reste à nos jours la procédure la moins utilisée dans la conception du refroidissement des turbines à gaz. Parmi les recherches effectuées sur ce sujet sont celles Mayle et al(1973) [61], Kasagi et al(1981) [62], Wadia et Nealy(1985)[63].

Puisque toutes les études citées ci-dessus ont convenu sur l'effet du refroidissement à l'intérieur des trous sur l'efficacité de refroidissement global, Martiny et al [64] ont concentré leur étude sur l'élévation d'enthalpie du liquide réfrigérant le long de l'axe de trou et ils ont présenté un modèle mathématique qui a employé un équilibre thermique couplé qui décrit l'interaction entre la paroi et le liquide réfrigérant.

Pour le calcul des températures de la paroi refroidie par effusion. Le système est composé de quatre équations de température inconnue : du côté chaud et froid de la paroi et la température d'admission et de sortie du liquide réfrigérant.

Ils ont assumé que le coefficient de transfert de chaleur est constant le long de l'axe du trou. Le modèle a été validé expérimentalement et a permis de déterminer la température de sortie de liquide réfrigérant.

Récemment, plusieurs recherches sur le refroidissement couplé ont été établies car ce couplage du refroidissement interne et externe permet une bonne prédiction des phénomènes de transfert thermique sur le bord d'attaque de l'aube de la turbine. N.M, Yusop et al [65] ont étudié le l'écoulement tri-dimensionnel, turbulent et compressible du jet refroidissant pour le cas adiabatique et conjugué. Pour ce dernier cas, ils ont utilisé deux matériaux de

conductivités thermiques différentes, l'acier inoxydable et l'aluminium. Les résultats des calculs pour les deux cas proposés ont montré que la surface externe de l'aube a marqué un écart de température remarquable pour le cas conjugué.

Récemment, Norbert Moritz et al [66], ont effectuée une étude numérique sur le refroidissement couplé en utilisant le code de calcul CHTflow. Le modèle algébrique de la viscosité turbulente de Baldwin–Lomax a été utilisé pour l'approximation de la turbulence. L'objectif principale de cette étude est donner une bonne compréhension des phénomènes complexe de transfert thermique qui manifestent à travers le bord d'attaque de l'aube et de trouver un modèle numérique qui peut reproduire convenablement la physique du mécanisme couplé. une excellente concordance a été trouvée entre les résultats numériques et ceux de l'expérience. Dans le même contexte, on trouve d'autres recherches récentes qui servent en premier ordre à prouver la robustesse d'un tel model de fermeture. Parmi ces travaux, on cite ceux de T.E, Dyson et al[67], M. Insinna et al[68].

1.10 Etude des transferts thermiques sur une paroi multiperforée

La loi thermique de Newton permet de modéliser de façon simple les échanges convectifs entre un fluide et une paroi :

$$\varphi_{\text{conv}} = h_{\text{conv}}(T_p - T_{\text{réf}}) \quad (1.1)$$

Avec :

h_{conv} : Coefficient d'échange convectif ($\text{W.m}^{-2}.\text{k}^{-1}$)

T_p : Température de la paroi (k),

$T_{\text{réf}}$: Température de référence (k).

Dans le cas d'un écoulement simple d'un fluide isotherme, la température du fluide T_{∞} loin de la paroi est souvent considérée comme température de référence ($T_{\text{réf}} = T_{\infty}$). Cependant, cette considération n'est plus valable dans le cas d'une paroi multiperforée. Effectivement, l'injection d'un écoulement secondaire à une température différente au travers des trous conduit à un problème à « trois températures », de l'écoulement principal, température de l'écoulement d'injection et température de la paroi. Il n'est donc plus possible de considérer la température du fluide loin de la paroi comme température de référence. Pour s'affranchir de cette difficulté, la plupart des études des transferts thermiques sur une paroi

multiperforée ont proposé d'utiliser la température adiabatique de la paroi T_{ad} comme température de référence de la relation (1.1). Il s'agit de la température de la paroi dans le cas où cette dernière n'échange pas de chaleur avec le fluide en contact avec elle ($\varphi_{conv} = 0$).

1.11 Etude thermique du refroidissement couplé (interne et externe)

L'objectif des calculs est de simuler le transfert thermique sur le bord d'attaque d'une turbine à gaz, la configuration de refroidissement comme la montre la figure 1.13, trois mécanismes sont mis en évidence :

- L'écoulement des gaz chauds à l'extérieur,
- L'écoulement d'air frais à l'intérieur du plenum,
- Le jet qui passe dans le trou et qui pénètre dans l'écoulement principal.

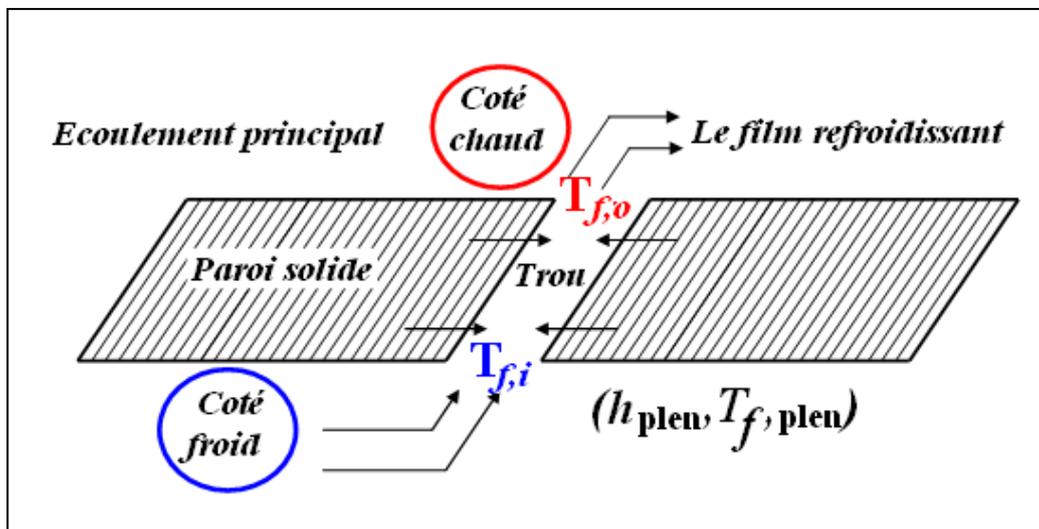


Figure 1.13 : Processus de refroidissement internes et externes, Falcoz, C[02].

Comme décrit par Harasgama [69] et rapporté par Falcoz [02]. Trois paramètres sans dimensions peuvent être définis pour décrire l'exécution d'une conception de refroidissement spécifique : l'efficacité globale du refroidissement (ϵ), l'efficacité de refroidissement (Ψ), et l'efficacité de refroidissement par film (η).

L'efficacité globale de refroidissement est un paramètre qui réunit le niveau du refroidissement réalisé, considérant que le refroidissement parfait se produit quand la température moyenne de la paroi est refroidie à celui du liquide réfrigérant. Ce paramètre est défini comme :

$$\varepsilon = \frac{T_g - \tilde{T}_m}{T_g - T_{f,i}} \quad (1.1)$$

T_g : Est la température chaude de gaz ;

\tilde{T}_m : Est la température moyenne de la paroi ;

$T_{f,i}$: Est la température de liquide réfrigérant à l'entrée du trou.

L'efficacité de refroidissement par film est donnée par :

$$\eta = \frac{T_g - T_{ad}}{T_g - T_{f,o}} \quad (1.2)$$

Où

$T_{f,o}$: La température de liquide réfrigérant à la sortie de trou , T_{ad} : La température adiabatique de la paroi (la température que la paroi assume sous l'influence du film se refroidissant quand le flux de la chaleur provenant de la surface dans son intérieur est zéro). la figure 1.14 regroupe tous les températures prises en compte lors du calcul des efficacités de refroidissement.

Le dernier paramètre sans dimensions est l'efficacité de refroidissement, définie comme :

$$\psi = \frac{T_{f,o} - T_{f,i}}{\tilde{T}_m - T_{f,i}} \quad (1.3)$$

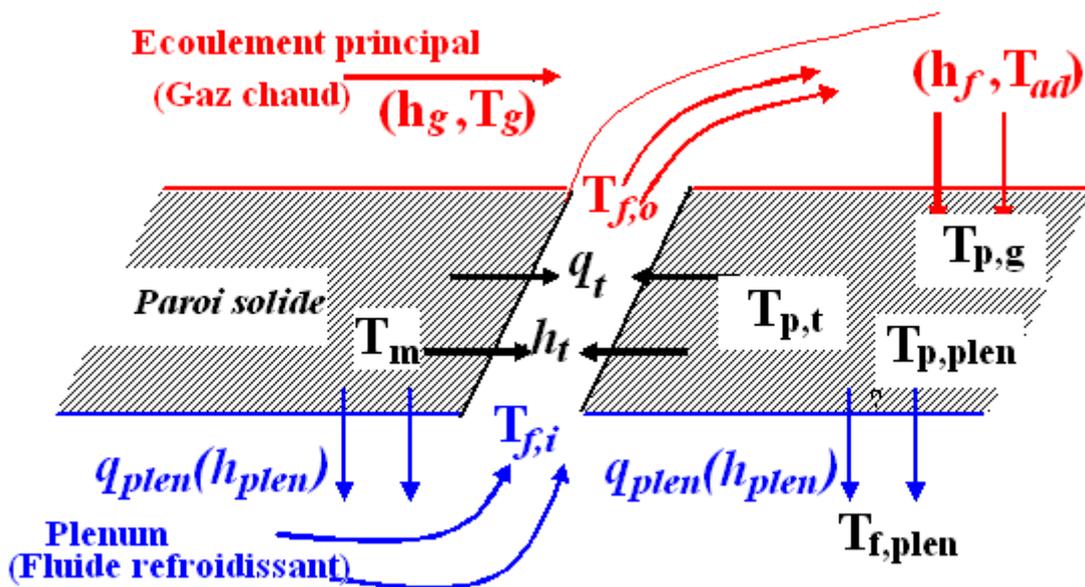


Figure 1.14 : Description de la procédure du transfert thermique dans une configuration de refroidissement, Falcoz, C. [02].

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la description et l'explication du mécanisme de refroidissement des turbines à gaz. L'adoption d'un tel procédé de refroidissement est indispensable si on veut garder une durée de vie acceptable de l'aubage de la turbine, tout en protégeant les aubes contre les très hautes températures des gaz provenant de la chambre de combustion. Il est aussi à noter que ce refroidissement introduisant, soit une diminution de l'efficacité de la machine, soit une consommation excessive en combustible. Ensuite on a exposé un aperçu chronologique sur les différents travaux expérimentaux que numériques menés sur les différents paramètres qui influencent l'efficacité du refroidissement. Ces paramètres ont été classés en deux grandes catégories : les paramètres géométriques et les paramètres aérothermodynamiques des aubes. Dans la première catégorie nous avons mis le point sur le taux d'injection (G), le taux de la quantité de mouvement, rapport de densité et l'intensité de turbulence. Dans la seconde nous nous sommes intéressés au nombre de rangées d'orifices d'injection, leurs espacements, leurs inclinaisons, la longueur des trous d'injections eux mêmes et la forme du trou d'injection. Dans le même chapitre, on a aussi présenté les différents procédés de refroidissement qui sont eux aussi classés en deux grandes catégories : les procédés des refroidissements internes et les procédés des refroidissements externes. La première englobe la convection forcée et l'impact du jet interne, alors que la deuxième regroupe le refroidissement par film et par transpiration à travers des surfaces poreuses. L'étude a été complétée par une description théorique des calculs thermiques des différents coefficients d'efficacité de refroidissement couplé associée à la configuration proposée.

Chapitre 2

Modélisation de la turbulence

Chapitre 2

Modélisation de la turbulence

2.1 Introduction

Le terme *turbulence* est attribué à une grande variété de phénomènes physiques dans lesquels un comportement violent et irrégulier se présente. Chacun de nous est capable de citer des effets bien visibles de la turbulence : les écoulements derrière des obstacles ou des ailes d'avion dans des tuyaux ou dans des jets....

Les écoulements turbulents interviennent très largement dans l'industrie. Parfois, on cherche à exploiter cette turbulence pour améliorer des procédés de mélange par exemple, d'autre fois, à la contrôler, comme c'est le cas pour éviter des nuisances sonores. Le plus souvent, on souhaite simplement caractériser la turbulence d'un écoulement, pour comprendre les sollicitations mécaniques qu'elle induit par exemple. Dans tous les cas, l'industriel cherche à se doter d'outils prédictifs du comportement des mouvements fluides auxquels il est confronté. On peine d'ailleurs à lui donner une définition universelle, tant elle revêt des formes variées, de mouvements fluides dans lesquels coexistent sur une large gamme d'échelles. La cohérence observée à une échelle correspondant souvent au désordre pour une échelle supérieure.

Le phénomène est très bien décrit par une équation différentielle célèbre, l'équation de Navier Stokes, qui procède du principe fondamental de la dynamique de Newton et de la juste identification des forces s'exerçant sur un fluide au cours de son mouvement.

Dans ce chapitre, la description de la turbulence et la présentation des différentes approches de la modélisation des écoulements turbulents sont brièvement décrites. Le modèle physique considéré dans le cadre de la prédiction du refroidissement couplé est essentiellement constitué des équations de Navier-Stokes stationnaires pour les écoulements incompressibles éventuellement couplées à un modèle de turbulence bien approprié pour reproduire la physique du problème traité.

2.2 Description de la turbulence

Pour appréhender l'étude de la turbulence, on peut commencer par observer une manifestation du phénomène (figure 2.1). Alors que pour un écoulement laminaire, le déplacement des particules fluides se fait de manière ordonnée, suivant des trajectoires bien régulières, un certain désordre apparent règne au sein d'un écoulement turbulent. Ce brouillage de l'écoulement n'est pourtant pas total puisqu'il n'empêche pas la formation de structures relativement cohérentes, ou tourbillons, de tailles variables. Cette large gamme d'échelles impliquées est d'ailleurs l'une des caractéristiques principales de la turbulence.

En plus de ces caractéristiques directement observables, l'étude de la turbulence, a permis de donner la phénoménologie suivante : la turbulence est créée ou produite aux grandes échelles du mouvement. Ces échelles sont celles qui détiennent la plus grande partie de l'énergie turbulente. A l'inverse, la turbulence est détruite ou dissipée en chaleur aux plus petites échelles du mouvement, par frottement visqueux des particules fluides entre elles. Entre ces deux mécanismes, l'énergie turbulente transite de proche en proche entre toutes les échelles de l'écoulement par le biais de la cascade d'énergie (L.F Richardson, A.N. Kolmogorov)

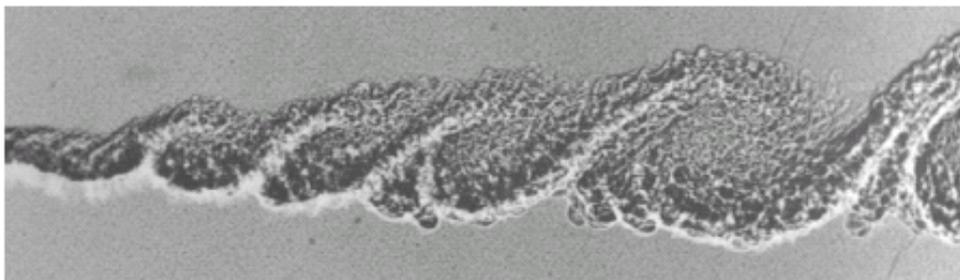


Figure 2.1 : Écoulement turbulent en aval d'un cylindre à $Re = 850000$. D'après [70].

Le comportement d'apparence aléatoire à l'échelle macroscopique d'un système l'écoulement turbulent est inédit en mécanique. Il a conduit au développement d'un formalisme statistique pour l'étude du phénomène (O. Reynolds). Le modèle déterministe classique de la mécanique des fluides, les équations de Navier–Stokes, est conservé mais les variables de l'écoulement, vitesse et pression principalement, sont décrites comme des variables aléatoires. C'est le caractère chaotique du système, c'est à dire dont les solutions sont extrêmement sensibles à des variations infinitésimales, incontrôlables d'un point de vue

pratique, des conditions limites et initiales, qui justifie de décrire les variables de l'écoulement comme des variables aléatoires.

2.3 Différentes approches dans la littérature

Malgré une recherche intensive depuis plus d'un siècle appliquée aux écoulements en régime turbulent, leur modélisation reste un grand défi à relever encore aujourd'hui. Trois axes principaux de simulation se dégagent : la simulation numérique directe, la simulation des grandes échelles et la modélisation purement statistique. Selon la théorie de Kolmogorov[71], l'agitation turbulente est composée de structures tourbillonnaires dont les tailles sont réparties de façon continue sur une plage d'échelles de longueur, bornée supérieurement par la géométrie de l'écoulement, et inférieurement par l'échelle de Kolmogorov, siège de la dissipation visqueuse. La simulation numérique directe (DNS en anglais, pour *Direct Numerical Simulation*) consiste à résoudre explicitement toutes les échelles de la turbulence en résolvant numériquement les équations de Navier-Stokes. Le champ tridimensionnel et instationnaire obtenu décrit de façon fiable et précise l'agitation turbulente, car aucune modélisation n'est pratiquée. La simulation des grandes échelles (LES en anglais, pour *Large Eddy Simulation*) consiste à résoudre les équations filtrées de Navier-Stokes. Le champ obtenu est également tridimensionnel et instationnaire, mais il caractérise uniquement les structures tourbillonnaires aux grandes échelles. Les petites échelles, qui ont un comportement plus universel, sont modélisées. La modélisation statistique considère l'agitation turbulente comme un processus purement stochastique. Toutes les échelles de la turbulence sont modélisées.

Les grandeurs instantanées (vitesse, pression, température, *etc.*) sont décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante, suivant la décomposition proposée par Reynolds à la fin du XIXème siècle. L'introduction de cette décomposition et l'application de l'opérateur moyenne statistique aux équations instantanées de Navier-Stokes permettent d'obtenir les équations RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*).

Les différentes approches présentées ci-dessus n'ont pas les mêmes objectifs concernant les informations obtenues sur l'écoulement traité, ni ne requièrent les mêmes exigences en matière de coût de calcul. Par exemple, la DNS fournit des informations précises concernant l'écoulement : topologie, corrélations spatio-temporelles, fréquences caractéristiques, champs moyens, statistiques de la turbulence, *etc.* Une estimation du ratio

entre les échelles dissipatives et les échelles les plus énergétiques montre que le nombre de points dans chaque direction est de l'ordre de $Re^{3/4}$ en turbulence homogène [72]. La turbulence étant tridimensionnelle et instationnaire, le coût du calcul est proportionnel à Re^3 . Dans un écoulement industriel, le nombre de Reynolds est typiquement de l'ordre de plusieurs millions, rendant la DNS hors de portée avec la puissance et la capacité mémoire des machines actuelles et dans les soixante années à venir [73]. A faibles nombres de Reynolds, la DNS reste un outil formidable pour la recherche fondamentale et la compréhension de divers mécanismes de la turbulence. Au contraire, un calcul RANS est peu dépendant du nombre de Reynolds et peu gourmand en temps CPU, mais ne fournit qu'une information limitée : champs moyens et statistiques en un point de la turbulence uniquement. Les modèles RANS présentent par ailleurs un fort degré d'empirisme, les rendant peu fiables dans certains types d'écoulement. Cette dernière reste largement utilisée dans le monde industriel pour son coût de calcul faible, pour des écoulements à grand nombre de Reynolds. Une méthode moins coûteuse mais moins complète et précise que la DNS, est la simulation des grandes échelles ou LES (Large Eddy Simulation). La LES (Large Eddy Simulation) est à mi-chemin entre la DNS et la modélisation RANS en ce qui concerne les informations obtenues sur l'écoulement et le coût de calcul. La LES consiste à calculer seulement les grandes structures de l'écoulement et à modéliser les plus petites. La résolution des écoulements turbulents par LES coûte encore trop cher pour des calculs industriels à très fort nombre de Reynolds, notamment à cause des raffinements nécessaires en paroi (on ne peut prétendre utiliser convenablement la LES avec des nombres de Reynolds qui dépassent quelques dizaines de milliers). Si la connaissance du champ dynamique fluctuant à grande échelle n'est pas requise, on peut avoir recours à des approches statistiques permettant de prédire la moyenne statistique des variables en jeu ainsi que leur variance et certaines corrélations en un point, cette méthode consiste en la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées (ou RANS).

2.4 Equations de transport

Le modèle mathématique généralement retenu pour décrire localement, sous forme d'équations aux dérivées partielles, l'évolution spatio-temporelle des écoulements, d'un point de vue macroscopique, est constitué des équations de Navier-Stokes. Dans cette section, ce système d'équations est rappelé dans le contexte de la modélisation d'écoulements incompressibles. Avant d'envisager une discrétisation de ce modèle pour la résolution numérique, la formulation originale continue de ces équations est transformée sous forme

adimensionnelle puis exprimée dans un repère spatial transformé de référence, afin de pouvoir appréhender, de manière générique, des domaines physiques curvilignes complexes tels que l'environnement d'une aube de turbine à gaz. Ces différentes étapes sont détaillées ci-dessous.

2.4.1 Equations de Navier-Stokes

Pour un fluide Newtonien, incompressible, isotherme et à propriétés constantes, les équations de Navier Stokes s'écrivent sous la forme [10]:

$$\frac{\partial(U_i)}{\partial x_i} = 0; \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 U_i \quad (2.2)$$

Où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}$ représente la dérivée substantielle (total), ρ la masse volumique et μ la viscosité dynamique.

2.4.2 Equation de l'énergie

Cette équation peut s'exprimer aussi bien en fonction de la température statique ou de l'enthalpie de stagnation. Pour un fluide incompressible on a :

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.3)$$

Où c_p est la chaleur spécifique à pression constante, et λ la conductivité thermique du fluide.

Cette équation traduit le bilan énergétique entre la convection et conduction moléculaire à l'intérieur du fluide. L'équation est écrite pour un fluide incompressible (la déformation volumique est nulle, ($v_{k,k}=0$)) ou on a négligé l'augmentation de l'énergie interne par compression.

On a aussi négligé l'augmentation de l'énergie interne par dissipation visqueuse qui est très faible dans le cas d'un fluide incompressible.

Si le surcroît de la conductivité thermique est constant, l'équation (2.7), s'écrit sous forme :

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.4)$$

Avec

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p} = \frac{\nu}{Pr}$$

Où $Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda}$ est le nombre de Prandtl laminaire.

2.5 Modélisation de la turbulence

2.5.1 Approches statistiques

Les approches statistiques fondées sur l'utilisation des équations de Navier Stokes en moyenne sont largement utilisées. Elles ont, à l'origine, été développées pour des écoulements stationnaires.

Equations moyennées à la Reynolds

La moyenne temporelle de la variable ϕ s'écrit d'après [10] :

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(t) dt \quad (2.5)$$

$$\phi = \overline{\phi} + \phi' \quad \phi = V_i, P, T, \dots \quad (2.6)$$

On décompose les grandeurs instantanées en une partie moyenne et une partie fluctuante

$$V_i = \bar{V}_i + \dot{U}_i ; P = \bar{P} + \dot{P} ; T = \bar{T} + \dot{\theta} \quad (2.7)$$

Suivant la décomposition de Reynolds, les propriétés des opérateurs de moyenne impliquent les relations suivantes :

$$\begin{cases} \overline{\phi'} = \overline{\psi'} = 0 \\ \overline{\phi\psi} = \overline{\phi} \overline{\psi} + \overline{\phi' \psi'} \\ \overline{\phi' \overline{\psi}} = \overline{\psi' \overline{\phi}} = 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

On injecte dans les équations de Navier Stokes. Après moyenne, on aboutit aux équations de Reynolds

$$\left[\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \right] \quad (2.9)$$

(2.10)

Avec

$$\tau_{ij}^v = \mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \text{contraintes visqueuses}$$

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{\tilde{U}_i \tilde{U}_j} = \text{contraintes turbulentes}$$

Système d'équations formellement identique à celui de Navier stocks ouvert.

2.5.2 Equation moyenne de l'énergie de Reynolds

En appliquant la décomposition précédente, l'équation de l'énergie (2.4), sera écrite pour le champ turbulent moyen de la température sous la forme :

$$\rho c_p \frac{D\bar{T}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \rho c_p \overline{\tilde{U}_j \tilde{\theta}} \right) \quad (2.11)$$

ou $Q_j'' = -\rho c_p \overline{\tilde{U}_j \tilde{\theta}}$ représente la densité du flux thermique turbulent

Pour résoudre le nouveau système des équations moyennes de Reynolds (2.9), (2.10) et (2.11) nous disposons en général de deux approches : la première consiste à écrire une équation de transport pour chaque composante du tenseur de Reynolds et du flux thermique turbulent (six plus trois, ce qui fait neuf équations en plus des équations du mouvement d'origine), ou alors trouver un modèle de fermeture pour τ_{ij} et Q_j'' . Le modèle introduit doit représenter de façon cohérente la physique de la turbulence. Ceci est l'élément clé de la modélisation de la turbulence.

2.6 Principaux axes de la modélisation de la turbulence

Dans cette section les principales approches de modélisation d'écoulements turbulents à grands nombres de Reynolds sont présentées. Pour chacune d'elles, les équations de Navier-Stokes filtrées ou en moyenne sont détaillées et, le cas échéant, la nécessité d'introduire des modèles de fermeture est mise en évidence dans l'optique d'une résolution numérique de ce système.

Dans une première approche, le mouvement moyen est considéré stationnaire et la totalité du mouvement fluctuant est considéré aléatoire. Le moyennage des équations de Navier-Stokes qui régissent l'écoulement associé à cette décomposition conduit à un système d'équations pour le mouvement moyen dans lequel apparaît des termes inconnus : les

corrélations doubles des vitesses fluctuantes qui sont les composantes du tenseur des contraintes turbulentes ou tenseur de Reynolds. La résolution de ce système nécessite des lois de fermeture modélisant ces termes. Parmi les modèles les plus répandus, on distingue les modèles au premier ordre qui relient algébriquement le tenseur de Reynolds au mouvement moyen, et les modèles au second ordre qui utilisent les équations de transport de ces contraintes dans lesquelles les termes inconnus sont modélisés. Les corrélations doubles des vitesses fluctuantes jouant le rôle de contraintes, les modèles au premier ordre les plus répandus sont les modèles linéaires qui utilisent une hypothèse de fermeture Newtonienne basée sur une analogie avec la loi de comportement de fluide Newtonien. Le tenseur des contraintes turbulentes est dans ce cas relié linéairement au tenseur des taux de déformation moyenne, via une viscosité turbulente qui est déterminée à partir d'une échelle de vitesse et d'une échelle de longueur turbulentes. Une classe intermédiaire de modèles de turbulence consiste à adopter des lois constitutives non-linéaires reliant le tenseur de Reynolds au tenseur de déformation et de rotation du mouvement moyen. Ces lois constitutives peuvent découler de concepts rhéologiques par analogie à des fluides viscoélastiques, [74] ou bien de dégénérescence des équations de transport des tensions de Reynolds vers des équations de transport algébriques, (approche Explicit Algebraic Stress Modelling, EARSM, [75]). Cette classe intermédiaire vise à restituer le caractère anisotrope du tenseur turbulent notamment dans les régions proches paroi, alors que les modèles linéaires de par la loi Boussinesq rendent le comportement des tensions normales isotrope.

2.6.1 Modèles de fermeture au premier ordre à une équation de transport

De même que les modèles à deux équations de transport décrits précédemment, le modèle à une équation de Spalart-Allmaras qui sera décrit dans la suite de cette section repose sur un concept de viscosité de turbulence, cependant, cette fois ci, seule la viscosité de turbulence est transportée en lieu et place de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente.

2.6.1.1 Le modèle Spalart-Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras [76] est un modèle à une équation de transport pour la viscosité de turbulence. L'équation de transport est établie sous des hypothèses empiriques et des analyses dimensionnelles. Ce modèle ne requiert pas de raffinement supplémentaire du maillage si ce n'est la finesse requise pour capturer un champ de gradient de vitesse avec un modèle algébrique.

L'équation de transport de la variable de travail est donnée par :

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} = P + D_{IFF} + D_{ES} \quad (2.12)$$

Où P , D_{IFF} et D_{ES} sont respectivement les termes de production, de dissipation et de destruction de \tilde{v} exprimés tels que :

$$\begin{aligned} P &= c_{b1} \tilde{S} \tilde{v} \\ D_{IFF} &= \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((v + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] \\ D_{ES} &= c_{\omega 1} f_{\omega} \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.13)$$

La viscosité de turbulence est alors définie comme suit :

$$v_t = \tilde{v} f_{v1}$$

De manière à s'assurer que \tilde{v} égale $k y u_{\tau}$ dans la partie logarithmique de la couche limite ainsi que dans la zone tampon et dans la sous couche visqueuse, la fonction d'amortissement f_{v1} est définie telle que :

$$f_{v1} = \frac{X^3}{X^3 + c_{v1}^3} \quad (2.14)$$

Où $X = \frac{\tilde{v}}{v}$

Par ailleurs, S est modifié en \tilde{S} de manière à garder un comportement correct dans la partie logarithmique de la couche limite ($\tilde{S} = \frac{u_{\tau}}{k y}$) :

$$\tilde{S} = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}f_{v3} + \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}} \quad (2.15)$$

Avec $\Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$, $f_{v2} = 1 - \frac{x}{x + f_{v1}}$ et $f_{v3} = 1$.

Enfin, de façon à obtenir une décroissance du terme de destruction dans la partie extérieure de la couche limite, la fonction f_{ω} est introduite telle que :

$$f_{\omega}(g) = g \left(\frac{1 + c_{\omega 3}^6}{g^6 + c_{\omega 3}^6} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (2.16)$$

Où g agit comme un limiteur empêchant f_{ω} de prendre de trop grandes valeurs et s'exprime $g = \tau + c_{\omega 2}(\tau^6 - \tau)$ avec $\tau = \frac{\tilde{v}}{S\kappa^2 d^2}$. τ ainsi que f_{ω} sont tout deux égaux à 1 dans la partie logarithmique de la couche limite et décroissent dans la partie extérieure.

Les constantes du modèle sont :

$$c_{b1} = 0.1355, c_{b2} = 0.622, \sigma = \frac{2}{3}, \kappa = 0.41, c_{\omega 1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma}, c_{\omega 2} = 0.3, c_{\omega 3} = 2 \text{ et } c_{v1} = 7.1$$

Le modèle de Spalart-Allmaras est considéré comme un bon compromis entre les modèles algébriques et les modèles à deux équations. Ce modèle est devenu très populaire en raison de la qualité raisonnable des résultats qu'il fournit dans un grand nombre d'applications.

2.6.2 Modèles de fermeture au premier ordre à deux équations de transport

Les modèles de fermeture du premier ordre sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq reliant linéairement le tenseur de Reynolds au champ moyen des vitesses, hypothèse par la suite formulée par Prandtl sous la forme suivante :

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.17)$$

Où ν_t représente la viscosité de turbulence.

Les modèles à deux équations reposent sur le transport de l'énergie cinétique de turbulence k et sur le transport de la dissipation de la turbulence ε ou d'une grandeur contenant la dissipation de la turbulence. En ce qui concerne les écoulements pariétaux, il est très important de modéliser correctement l'atténuation de la turbulence (damping) lorsqu'on s'approche de la paroi solide. Les approches d'amortissement de la turbulence sont basées sur des développements asymptotiques des grandeurs turbulentes dans la région proche paroi. Une description détaillée d'un ensemble de modèles dits "à bas Reynolds" est fournie par [77].

Les modèles de fermeture présentés dans cette section sont ceux utilisés par le code CFX.12 : le modèle k - ε [78], les modèles k - ω Baseline et SST [79].

2.6.2.1 Modèle k-ε à haut nombre de Reynolds

L'approche consiste à représenter les propriétés de la turbulence à l'aide d'échelles de vitesse et de longueur caractéristiques des fluctuations. L'échelle de longueur est, quant à elle, plus délicate à définir et l'on a recours à une nouvelle équation de transport portant sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε . Ce taux de dissipation est relié, par l'intermédiaire de l'hypothèse de l'unicité de l'échelle des temps, à l'échelle de longueur l .

Le modèle est un modèle semi empirique développé par *Launder et Spalding(1974)*.

L'approche consiste à représenter les propriétés de la turbulence à l'aide d'échelle de vitesse « v » et de longueur de mélange « l » ou :

$$\theta = k^{1/2} \quad \text{et} \quad l = k^{3/2} / \varepsilon \quad (2.18)$$

On spécifie la viscosité turbulente comme suit :

$$\mu_t = C_\mu \rho \theta l = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon \quad (2.19)$$

Où C_μ est une constante adimensionnelle.

Le model k - ε comporte deux équations de transport l'une pour l'énergie cinétique turbulente k , et l'autre pour le taux de sa dissipation ε . L'équation de la dissipation ε est basée sur une hypothèse 'équilibre production- dissipation. Bien que ce modèle soit basé sur des constantes empiriques inspirées des observations expérimentales et intuitives, il est considéré comme modèle universel largement utilisé dans tous les secteurs [80]:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}}_{\text{Taux de variation de } k} + \underbrace{\text{div}(\rho k \vec{C})}_{\text{Transport par convection de } k} \\ & = \underbrace{\text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad } k\right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{2\mu_t E_{ij} E_{ij}}_{\text{Production}} - \underbrace{\rho \varepsilon}_{\text{Dissipation}} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Et

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t}}_{\text{Taux de variation de } \varepsilon} + \underbrace{\text{div}(\rho \varepsilon \vec{C})}_{\text{Transport par convection de } \varepsilon} \\
& = \underbrace{\text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \text{grad } \varepsilon\right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} E_{ij}}_{\text{Production}} - \underbrace{C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{Dissipation}}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

En d'autres termes,

Taux de variation de \mathbf{k} ou \square + transport de \mathbf{k} ou \square par convection =

Transport de \mathbf{k} ou \square par diffusion + Production de \mathbf{k} ou \square - Taux de destruction de \mathbf{k} ou \square

Les constantes les plus utilisées sont celles de Jones et Launder (1972), auteurs qui sont à l'origine de ce type de modèle : C_\square , σ_\square , σ_\square , $C_{\square\square}$ et $C_{\square\square}$.

$C_\square = 0.09$, $\sigma_\square = 1.00$, $\sigma_\square = 1.30$, $C_{\square\square} = 1.44$, $C_{\square\square} = 1.92$

2.6.2.2 Approche 'loi de la paroi'

Dans les codes de calculs de résolution des équations de Navier Stokes moyennées (RANS), qu'utilisent beaucoup les industriels, des modèles de fermeture pour les termes turbulents sont nécessaires. Le modèle k-ε, par exemple, est très utilisé dans les codes industriels. Mais ce modèle s'applique grâce à l'hypothèse de nombre de Reynolds élevé, il est donc basé sur l'hypothèse que le transport diffusif turbulent domine fortement le transport diffusif moléculaire.

Ceci n'est pas du tout vérifié en proche paroi, où les effets inertiels sont négligeables par rapport aux effets moléculaires. Les écoulements en présence de paroi, notamment multi perforées, nécessitent donc un traitement particulier.

Pour contourner la difficulté, il existe deux possibilités : la première consiste à adapter les équations de Navier stokes en proche paroi et raffiner le maillage (approche bas Reynolds), ce qui est une méthode coûteuse. On préfère ne pas résoudre les équations de Navier stokes et les remplacer par une loi de paroi (approche haute Reynolds). La loi de paroi modélise les transferts dans la couche limite : frottement, échange de chaleur. Ces transferts à la paroi sont directement reliés aux valeurs calculées dans la zone à nombre de Reynolds de turbulence élevé.

Les premières mesures effectuées dans la couche limite turbulente (Townsend 1951, Klebanoff 1954. Laufer 1954; Kovaszney 1967 ont permis de distinguer différentes régions, décrites par des grandeurs cinématiques caractéristiques différentes. Dans la région de proche

paroi, les grandeurs cinématiques sont généralement reliées aux paramètres internes de la couche limite, à savoir u_τ , la vitesse de frottement à la paroi et ν la viscosité cinématique du fluide. On définit ainsi les grandeurs adimensionnelles telles que la vitesse moyenne \bar{U}^+ et la distance y^+ par :

$$\bar{U}^+ = \bar{U}/u_\tau \text{ et } y^+ = y u_\tau/\nu \quad (2.22)$$

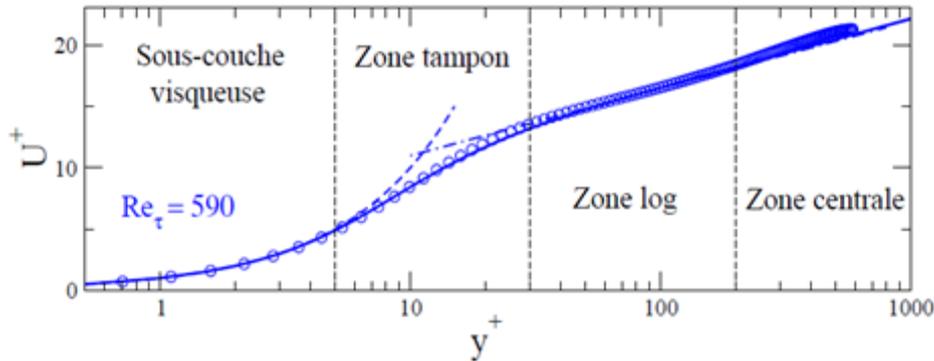


Figure 2.2 : Subdivision de la couche limite turbulente (A, Fadai [81]).

Dans la région externe, d'autres paramètres peuvent intervenir comme δ l'épaisseur de la couche limite et U_∞ la vitesse de l'écoulement à l'extérieur. Ainsi le profil de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente permet de distinguer trois régions :

- La sous couche visqueuse, valable pour $0 \leq y^+ \leq 5$ où la contrainte visqueuse est supérieure à la contrainte turbulente.

Dans cette région le profil de vitesse moyenne est linéaire $\bar{U}^+ = y^+$;

- Une deuxième région, où la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont dominantes. Elle se compose d'une "zone tampon" appelée aussi "buffer layer" valable pour $5 \leq y^+ \leq 30$;

- *Zone logarithmique*

Séparée de la sous-couche visqueuse par une zone tampon, constitue la partie extérieure de la couche interne. Comme son nom l'indique, la vitesse varie proportionnellement $\log y^+$. Dans cette zone, les effets turbulents sont devenus prépondérants par rapport aux effets moléculaires et le profil de vitesse est bien décrit par la loi de paroi (équation 2.26).

$$U_p^+ = \frac{1}{k} \ln(E y^+) \quad (2.23)$$

Ou E est une constante empirique égale à 9.793 pour une paroi lisse, et $K=0.4187$ constante de Von Karman.

- **Une région externe**

Est une région de turbulence pleinement développée, où l'effet de la turbulence l'emporte sur la viscosité, et les contraintes pariétales s'expriment par :

$$\tau_w = -\rho \overline{u'v'} \quad (2.24)$$

L'idée de la loi de la paroi consiste à placer le point de calcul dans la zone logarithmique. En supposant principalement que :

L'écoulement est en équilibre dans cette zone, si bien que la production de la turbulence est égale à sa dissipation ($P=\varepsilon$).

Sur la figure 2.5, le profil semi-logarithmique de vitesse illustre les différentes zones décrites ci-dessus. Même s'il n'existe pas de valeurs exactes de y^+ pour délimiter les différentes zones, on peut citer des ordres de grandeurs pour les frontières : la sous-couche laminaire s'étend entre $y^+=0$ et $y^+=3$ à 5, la zone logarithmique débute pour $y^+=30$ à 60 et la région externe commence à $y^+=300$ à 500.

2.6.2.3 Modèle $k-\varepsilon$ à bas nombre de Reynolds

Comme il a été dit précédemment, les équations du modèle $k-\varepsilon$ ne sont valables que dans les régions où les effets de la turbulence (inertie) l'emportent largement sur ceux de la viscosité, c'est à dire loin des parois solides. Pour tenir compte des effets bas-nombre de Reynolds sans utiliser l'approche 'loi de paroi' on introduit un certain nombre de fonctions, la phénoménologie de proche paroi, en régime turbulent, a montré une grande richesse et complexité des phénomènes physiques. Leurs conséquences, comme la production ou le transport turbulent par exemple, apparaissent très importantes au niveau moyen. Les effets de paroi sur la turbulence, qu'ils soient visqueux ou inviscides, ainsi que les comportements asymptotiques qu'ils induisent, doivent être correctement pris en compte dans un modèle bas-Reynolds.

2.6.2.4 Les modèles $k-\omega$ Baseline et $k-\omega$ Baseline SST

Ces deux modèles dérivent du modèle $k - \omega$ de Wilcox [82] qui transporte $\omega = \frac{\varepsilon}{\beta^*k}$ et est homogène à la fréquence caractéristique de la turbulence, de manière à palier le manque de robustesse des modèles $k - \varepsilon$ en présence d'une paroi solide.

$$\frac{Dk}{Dt} = v_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_{k1} v_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.25)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = \gamma_1 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_{\omega 1} v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \quad (2.26)$$

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (2.27)$$

Formulation Baseline

Le principal défaut de ce modèle est une très grande sensibilité aux conditions “free stream”. De fait, [79] se propose d'utiliser le modèle $k - \varepsilon$ classique qui a prouvé dans de nombreuses études son indépendance à ces conditions “free stream” dans les zones extérieures aux couches limites et d'utiliser le modèle $k - \omega$ Wilcox en zone proche paroi de manière à bénéficier de sa robustesse.

Le modèle $k - \varepsilon$ est alors réécrit en formulation $k - \omega$ comme suit :

$$\frac{Dk}{Dt} = v_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_{k2} v_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\omega}{Dt} = \gamma \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_{\omega 2} v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \\ + 2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Il convient de noter que cette modification consiste essentiellement en un ajout d'un terme de diffusion croisée et une modification des constantes du modèle. Le modèle original est alors multiplié par une fonction $F1$ et le modèle transformé par une fonction $(1 - F_1)$ et les deux modèles sont additionnés l'un à l'autre donnant le modèle $k - \omega$ Baseline :

$$\frac{Dk}{Dt} = v_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_k v_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\omega}{Dt} = & \gamma \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(v + \sigma_\omega v_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \\ & + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Chaque constante ϕ du modèle est calculée telle que :

$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$ ou ϕ_1 est une constante du modèle $k-\varepsilon$ et ϕ_2 une constante du modèle $k - \omega$ modifié. Les constantes des deux modèles sont décrites ci dessous :

Set de constantes 1 (Wilcox) : $\sigma_{k1}=0.5, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \beta_1 = 0.075, \beta^* = 0.09, k = 0.41,$

$$\gamma_1 = \beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega 1} k^2 / \sqrt{\beta^*}$$

Set de constantes 2 ($k - \varepsilon$ classique) : $\sigma_{k2}=1.0, \sigma_{\omega 2} = 0.856, \beta_2 = 0.0828, \beta^* = 0.09,$

$$k = 0.41, \gamma_2 = \beta_2 / \beta^* - \sigma_{\omega 2} k^2 / \sqrt{\beta^*}$$

La fonction F_1 est définie telle que :

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (2.32)$$

Où la fonction \arg_1 est définie telle que $\left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}$ ou $CD_{k\omega}$ est un limiteur inférieur sur le terme de diffusion croisée introduit dans le modèle $k - \varepsilon$ modifié.

Formulation Baseline-SST

En présence d'une couche limite avec gradient de pression adverse, l'hypothèse d'égalité entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente n'est plus valide et cette hypothèse conduit à une surestimation de la viscosité de turbulence de la part des modèles classiques.

Menter [83] se propose de remédier à ce problème en introduisant des limiteurs de viscosité de turbulence en présence d'un gradient de pression adverse. L'hypothèse de Bradshaw est que dans une couche limite, les tensions de Reynolds sont proportionnelles à k :

$$\overline{u_i u_j} = \rho a_1 k \quad (2.33)$$

Où a_1 est une constante. Par ailleurs, dans les modèles de turbulence du premier ordre, l'hypothèse de Boussinesq nous donne :

$$\overline{u_i u_j} = \nu_t S_{ij} \quad (2.34)$$

Cette hypothèse peut être réécrite comme montré par Menter :

$$\overline{u_i u_j} = \sqrt{\frac{Production_k}{Dissipation_k}} a_1 \quad (2.35)$$

En présence d'un gradient de pression adverse dans une couche limite, la production peut devenir bien supérieure à la dissipation comme montré par (Spalart et al,[90]) et le tenseur de Reynolds est alors surestimé. Dans ce cas de figure, il conviendrait de redéfinir la viscosité de turbulence telle que :

$$\nu_t = \frac{a_1}{S_{ij}} \quad (2.36)$$

Bien entendu, cette formulation n'est pas désirable pour l'ensemble de l'écoulement modélisé et Menter propose cette expression :

$$\nu_t = \frac{a_1}{\max(a_1 \omega, S_{ij})} \quad (2.37)$$

Qui garantit la sélection de l'expression appropriée pour la viscosité de turbulence.

De manière à limiter les modifications SST aux écoulements proches paroi et garantir des résultats corrects sur une zone de mélange, une fonction de mélange F_2 est introduite dans l'expression (2.44) qui ainsi devient :

$$\nu_t = \frac{a_1}{\max(a_1 \omega, S_{ij} F_2)} \quad (2.38)$$

Où F_2 est définie telle que :

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (2.39)$$

Ou

$$\arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta * \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right) \quad (2.40)$$

Les constantes du modèles SST sont définies telles que :

Les constantes 1 (SST-inner) :

$$\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega1} = 0.5, \beta_1 = 0.0750, \beta^* = 0.09, a_1 = 0.31, \kappa = 0.41,$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega1} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}$$

Les constantes de k-epsilon classique :

$$\sigma_{k2} = 1.0, \sigma_{\omega2} = 0.856, \beta_2 = 0.0828, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41, \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega2} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}$$

On note enfin que par rapport à la version Baseline, le set de constants 2 restes inchangés, les modifications du SST ne s'effectuant qu'en proche paroi.

The formulation of the SST model as described by Vieser [84]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1 - F_1) 2 \rho \sigma_{\omega2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.42)$$

Avec

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \tilde{P}_k = \min(P_k, c_1 \varepsilon) \quad (2.43)$$

Les coefficients, φ , sont fonctions de F_1 : $\varphi = F_1 \varphi_1 + (1 - F_1) \varphi_2$, ou φ_1, φ_2 les coefficients des modeles $k-\omega$ et de $k-\varepsilon$ respectivement:

$$\sigma_{k1} = 2.0, \sigma_{\omega1} = 2.0, \gamma_1 = 0.5532, \beta_1 = 0.0750, \beta^* = 0.09, c_1 = 10, \kappa = 0.41$$

$$\sigma_{k2} = 1.0, \sigma_{\omega2} = 1.168, \gamma_2 = 0.4403, \beta_2 = 0.0828.$$

avec

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4 \rho \sigma_{\omega2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \quad (2.44)$$

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 1.0e^{-10}\right) \quad (2.45)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right) \quad (2.46)$$

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.47)$$

2.6.3 Macrosimulation des grandes échelles, LES

La LES consiste en une décomposition spectrale dans la partie des hautes fréquences correspondant aux mouvements aléatoires de la turbulence fine. La partie du spectre située en amont de cette coupure est résolue par l'opérateur instationnaire tridimensionnel des équations du mouvement et la partie en aval de la coupure est modélisée. Cette partie étant située vers les hautes fréquences, obéit aux hypothèses d'équilibre spectral d'une turbulence homogène isotrope et peut donc être modélisée à l'aide de modèles très simples. La distinction entre les structures à modéliser et les structures résolues se faisant sur la base de leur taille, un filtre passe bas de taille Δx est appliqué à l'écoulement, seules les structures plus grandes que Δx étant résolues, le reste étant modélisé. La décomposition spectrale correspond à une décomposition des équations de Navier-Stokes en une partie représentant la moyenne filtrée et une partie fluctuante représentant les petites échelles de la turbulence. Dans un premier temps, les équations aux moyennes filtrées seront présentées pour ensuite décrire un modèle de sous maille couramment utilisé en LES.

Les équations aux moyennes filtrées

Toutes les variables de l'écoulement sont représentées comme suit :

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (2.48)$$

Où

$$\bar{\Phi}(x, t) = \int_D G(x - x', \Delta) \Phi(x', t) d^3 x' \quad (2.49)$$

Représente le champ filtré et donc résolu de Φ contenant toutes les longueurs d'onde supérieures à la fréquence de coupure du filtre et où $\hat{\Phi}$ représente le champ de sous maille filtré que l'on modélisera par une hypothèse de viscosité de turbulence.

La fonction de filtrage utilisée est définie de telle sorte que :

$$\int_D G(x - x', \Delta) \Phi(x') d^3 x' = 1 \quad (2.50)$$

Où Δ représente la plus petite échelle de turbulence non filtrée. En pratique, l'échelle du filtrage est donnée par la taille du maillage, la fonction G pouvant être un filtre Gaussien mais dans le cas général, le choix du filtre s'effectue en fonction de l'anisotropie ou de l'homogénéité de l'écoulement.

Une fois ce filtrage appliqué aux équations de Navier-Stokes, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.51)$$

Où

$$\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (2.52)$$

est le tenseur des contraintes de sous maille.

En appliquant la décomposition aux moyennes filtrées au tenseur des contraintes de sous maille, on obtient :

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (2.53)$$

Où : $L_{ij} = \overline{\bar{U}_i \bar{U}_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j$ est le terme de Léonard et peut être évalué directement,

$C_{ij} = \overline{\bar{U}_i u_j + u_i \bar{U}_j}$ est le terme des contraintes croisées de sous maille et $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$ est le terme des contraintes de Reynolds de sous maille.

Le modèle de Smagorinsky

Ce modèle fut historiquement le premier et fut introduit par J.Smagorinsky, [85]. Le terme de Léonard est explicité, les contraintes croisées sont négligées et un concept de viscosité de turbulence est introduit pour modéliser les contraintes de Reynolds :

$$R_{ij} - \frac{1}{3} R_{kk} \delta_{ij} = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.54)$$

Ou

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 (\overline{S_{ij} S_{ij}})^{\frac{1}{2}} \quad (2.55)$$

Où C_s est la constante de Smagorinsky et vaut 0.22 et Δ la largeur du filtre défini par $\Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{\frac{1}{3}}$. Par ailleurs, on a

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial \bar{x}_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial \bar{x}_i} \right) \quad (2.56)$$

2.6.4 Approches statistiques URANS et OES

Ces approches évoquées plus haut utilisent un traitement statistique de la turbulence à priori menant à une résolution des équations de Navier-Stokes moyennées :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (2.57)$$

Où \bar{U}_i : représente une grandeur moyennée et u_i une grandeur fluctuante.

Les différentes approches diffèrent alors selon la séparation des variables effectuée. D'après [86], on peut séparer les variables en trois composantes telles que :

$$U_i = \bar{U}_i + \tilde{U}_i + \tilde{u}_i \quad (2.58)$$

Où \bar{U}_i représente la composante moyenne de l'écoulement, \tilde{U}_i représente la fluctuation périodique et \tilde{u}_i la fluctuation aléatoire. Les approches de modélisation différeront alors selon que l'on utilise une moyenne d'ensemble (URANS) ou une moyenne de phase (OES).

Les approches URANS classiques

L'approche URANS consiste en une séparation de la moyenne statistique de l'ensemble des fluctuations, chaotiques comme organisées telle que :

$U_i = \bar{U}_i + u'_i$ ou u'_i regroupe les fluctuations périodiques et aléatoires.

Les approches URANS ont pour principal avantage d'être relativement peu coûteuses en termes de temps de calcul et de produire de bons résultats dans le cadre d'écoulement stationnaires à haut nombre de Reynolds. Cependant, dans le contexte d'écoulements instationnaires décollés, l'approche URANS est incapable de fournir des résultats adéquats du fait entre autres d'une trop grande dissipation menant d'une part à une sous-évaluation non seulement des structures organisées mais également du décollement.

Cette classe d'écoulement nécessite l'utilisation de méthodes statistiques avancées de manière à obtenir une meilleure prédiction entre autres des structures organisées de l'écoulement.

Les approches URANS avancées, OES

Les approches statistiques avancées telles qu'OES, [87] utilisent une séparation de variables différente de celle utilisée dans URANS. En effet, la partie cohérente des fluctuations n'est plus modélisée mais simulée menant à une décomposition en moyenne de phase

$$U_i = \langle U_i \rangle + \tilde{u}_i \text{ ou } \langle U_i \rangle \text{ regroupe la moyenne d'ensemble } \overline{U}_i \text{ et les fluctuations cohérentes } \tilde{U}_i.$$

La moyenne de phase

Il existe plusieurs moyennes permettant de décrire un écoulement. Dans un écoulement stationnaire, la méthode utilisée est de calculer la moyenne temporelle, à laquelle vient s'ajouter une partie fluctuante. Pour un écoulement instationnaire, on peut choisir plusieurs approches pour la moyenne de l'écoulement.

Du point de vue spectral, les structures turbulentes cohérentes dans l'écoulement créent des longueurs d'ondes proéminentes, représentées par des pics.

Dans le cas d'une turbulence pleinement développée, comme dans un sillage lointain ou une turbulence de grille, l'écoulement respecte alors la loi de Kolmogorov qui dit qu'à grand nombre d'onde, $E(k, t) \sim k^{-\frac{5}{3}}$. Cette décroissance représente le transfert d'énergie des grosses vers les petites structures. Cependant, en cas de présence de structures cohérentes, les pics qui apparaissent vont modifier la pente de décroissance, qui ne suit plus alors cette loi. Si F est une des variables de l'écoulement, une des décompositions possibles présentée par Reynolds et Hussain dans [98] est :

$$F(x_k, t) = \bar{F}(x_k) + \tilde{F}(x_k, t) + f(x_k, t) \quad (2.59)$$

\bar{F} représente alors la partie moyennée dans le temps de l'écoulement, \tilde{F} est relative aux évolutions périodiques dues aux structures cohérentes, et f est la partie chaotique de l'écoulement.

Cependant, une telle décomposition de l'écoulement conduit à une formulation très complexe des équations de Navier-Stokes. Ceci nous rend très difficile la modélisation de la turbulence. Il faut donc avoir recours à d'autres formulations plus simples. La décomposition utilisée sera donc pour une variable F une moyenne de phase $\langle F \rangle$ et une partie fluctuante f :

$$F(x_k, t) = \langle F(x_k, t) \rangle + f(x_k, t) \quad (2.60)$$

et on a alors par rapport à la décomposition décrite précédemment.

$$\langle F(x_k, t) \rangle = \bar{F}(x_k) + \tilde{F}(x_k, t) \quad (2.61)$$

De plus, ces variables possèdent les propriétés suivantes :

$$\langle \langle F(x_k, t) \rangle \rangle = \langle F(x_k, t) \rangle \quad (2.62)$$

$$\langle f(x_k, t) \rangle = 0 \quad (2.63)$$

Cette décomposition transforme les équations de Navier-Stokes de la manière suivante :

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U_i \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} = - \frac{1}{\langle \rho \rangle} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\langle \tau_{ij} \rangle}{\partial x_j} \quad (2.65)$$

Avec

$$\langle \tau_{ij} \rangle = \langle u_i u_j \rangle \quad (2.66)$$

Cette approche a donc l'intérêt d'avoir des équations moyennées analogues à celles de Reynolds. On sépare alors le spectre énergétique des fluctuations en une partie cohérente qui sera simulée et une partie chaotique qui sera modélisée.

2.6.5 Approches Hybrides

La LES que nous avons succinctement décrite plus haut a pour principal avantage de produire des résultats de grande qualité dans les zones décollées de l'écoulement mais cependant à un prix prohibitif compte tenu de la finesse de maillage requise en proche paroi. De cette considération sont nées les méthodes hybrides dont nous présentons ici deux approches la DES et la Delayed DES.

2.6.5.1 Detached Eddy Simulation

La DES peut être définie comme une simulation hybride tridimensionnelle instationnaire utilisant un seul modèle de turbulence fonctionnant comme modèle de sous

maille dans les régions où la densité du maillage est suffisante pour la simulation aux grandes échelles et comme modèle statistique dans les régions où la densité est insuffisante pour la simulation aux grandes échelles.

Le “mode LES” prévaut dans les zones où l’espacement entre chaque noeud du maillage est plus petit que la longueur caractéristique de la turbulence. Le modèle est sensible à la densité du maillage et s’ajuste automatiquement à l’écoulement en diminuant la dissipation introduite par le “mode RANS” de manière à autoriser la cascade énergétique à s’étendre à des longueurs caractéristiques proches de la finesse du maillage. Dans les autres régions, principalement dans les couches limites, le modèle est en “mode RANS” et utilise une échelle de longueur du modèle statistique comme longueur caractéristique. Il est notable que l’approche DES utilise pour les deux régions le même système d’équations de modélisation statistique avec comme différence le choix de l’échelle de longueur de la turbulence qui s’effectue dans chaque volume de contrôle du maillage.

La version de la DES présentée ici fut introduite par [88], désignée par DES et est basée sur le modèle de turbulence Spalart-Allamaras présenté plus haut. Dans ce modèle, la distance à la paroi la plus proche d est utilisée comme échelle de longueur. La modification pour la DES consiste à substituer \tilde{d} à d , cette nouvelle échelle de longueur étant dépendante de l’espacement de nœuds du maillage :

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad (2.67)$$

Où Δ est basée sur la plus grande longueur de la maille considérée :

$$\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (2.68)$$

C_{DES} est une constante empirique calibrée ici à 0.65 à l’aide de la turbulence homogène isotrope.

La DES est une réponse à deux considérations dans le traitement de la turbulence instationnaire à haut nombre de Reynolds. La première est le coût d’une LES dans la totalité de la couche limite qui excède pour le moment les capacités de calcul sur des configurations complexes. Pour ces configurations, la modélisation RANS dans la couche limite est actuellement la seule solution viable.

La seconde est le manque de précision des modélisations URANS pour des écoulements instationnaires fortement décollés pour lesquels la LES fournit de très bon résultats. Pour ces écoulements, la DES apparaît comme une réponse appropriée permettant

en outre de se passer d'une interface "artificielle" entre les zones URANS et les zones LES, la transition en ces deux modes se faisant sur des considérations physiques.

Un défaut majeur de la DES[75] utilisant le modèle Spalart-Allmaras est que la transition entre la zone URANS et la zone LES ne se fait que sur des considérations géométriques (la taille des mailles et la distance à la plus proche paroi) et nullement sur des considérations physiques. L'utilisation d'un modèle à deux équations en lieu et place du modèle Spalart-Allmaras permet de résoudre ce problème. L'échelle de longueur URANS devient alors $\tilde{d} = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ ce qui donne dans le cas d'un modèle $k - \omega$ $\tilde{d} = \frac{\sqrt{k}}{\omega\beta}$. Le terme de dissipation de l'équation de transport de ω est alors modifié en

$$D = \rho \frac{k^{3/2}}{\min \frac{\sqrt{k}}{\omega\beta}, c_{DES} \Delta} \quad (2.69)$$

En lieu et place de

$$D = \rho k\omega\beta$$

dans le modèle originel. L'utilisation d'un modèle à deux équations autorise alors une transition entre les zones URANS et LES là où l'écoulement le nécessite réellement et pas seulement en proche paroi, autorisant les zones RANS à suivre par exemple un lâcher tourbillonnaire dans le cadre d'un écoulement instationnaire. Enfin, l'utilisation d'un modèle à deux équations dans le cadre d'une modélisation hybride autorise l'emploi d'une approche OES dans la zone résolue à l'aide d'un modèle statistique.

En effet, l'échelle de longueur statistique est modifiée à partir de la modélisation OES.

Dans ce contexte, l'échelle de longueur \tilde{d} devient : $\tilde{d} = \frac{\sqrt{k}}{\omega c_{\mu OES}}$ lorsqu'appliquée à l'aide d'un modèle $k-\omega$ modifié pour OES, [89].

Conclusion

Le but visé dans ce chapitre est de présenter le plus clairement possible le modèle mathématique utilisée dans ce travail ayant servi à la prédiction du refroidissement interne et externe d'un bord d'attaque. La génération de la résolution des équations de Navier Stokes soit désormais le seul moyen de simuler le comportement complexe d'un écoulement réel et visqueux, parmi les méthodes utilisées dans ce domaine, on distingue les méthodes statistiques ou probabilistes qui consistent à décomposer le champ de vitesse et de la température en une composante moyenne et une fluctuation turbulente de moyenne nulle. De

point de vue modélisation, nous avons retenu, le modèle SST couplé, qui reproduit correctement les résultats expérimentaux et prédit précisément les coefficients d'échange thermique entre le fluide et la paroi.

En conclusion de cette présentation, on peut indiquer les points suivants.

- Le modèle à deux équations $\kappa - \varepsilon$ est très utilisé dans les applications industrielles. Les modèles de transport des tensions de Reynolds constituent un moyen de pallier les déficiences du modèle $\kappa - \varepsilon$ pour certains types d'écoulements. Leur utilisation ne s'est cependant pas véritablement généralisée, peut être en raison du fait que de nombreux codes commerciaux ne proposent pas des schémas suffisamment robustes pour les utiliser simplement.
- un modèle récent semble proposer des améliorations notables par rapport aux modèles classiques. Il s'agit du $\kappa - \omega$ SST de Menter.
- La modélisation de proche paroi est encore relativement rudimentaire, et en tous les cas n'est pas encore suffisamment générale pour que les approches par lois de paroi "logarithmique" classiques soient clairement dépassées, cette remarque est en particulier valable pour les aspects thermiques.
- Les simulations LES ont fait leur apparition dans les applications industrielles depuis quelques années mais elles souffrent encore d'un certain manque de maturité des codes et de puissances de calcul et de traitement des données insuffisantes. Par ailleurs, comme on s'attend à voir apparaître des fluctuations dans de telles simulations, il est impératif que les utilisateurs aient l'expérience requise pour différencier les fluctuations "physiques" des oscillations purement numériques qui peuvent naître d'une stabilité insuffisante des schémas numériques.
- La DNS reste un outil permettant l'étude de phénomènes élémentaires à faible nombre de Reynolds (par exemple pour le développement de modèles).
- Parmi toutes les méthodes évoquées, les méthodes hybrides semblent les plus prometteuses. Ces méthodes ne nécessitent souvent pas un maillage plus coûteux que les méthodes URANS et fournissent des résultats de bien meilleure qualité. Ces approches hybrides sont vraisemblablement appelées à remplacer les approches URANS dans un futur relativement proche. Cependant, pour la progression de ces méthodes hybrides, les modèles URANS sont appelés également à s'améliorer, ces derniers résolvant les parties les plus critiques de l'écoulement. Ces améliorations

pourraient se faire non seulement à travers l'utilisation de méthode URANS avancées dans une modélisation OES/DES mais également par le développement de concepts de modèles statistiques anisotropes.

Pour tous les domaines, les aspects relatifs aux incertitudes de calcul devront faire l'objet d'un travail spécifique (incertitudes numériques, physiques, intervalle de confiance...).

Ces perspectives demandent que progressent en même temps les moyens de calcul (machines parallèles, accès rapides, temps de retour réduits) et de traitement des données (manipulation de grands volumes d'information, pré- et post-traitement, génération de maillages de grande taille...).

Chapitre 3

Méthode Numérique

Chapitre 3

Méthode Numérique

3.1 Introduction

Au cours de ces vingt dernières années, l'évolution rapide des capacités des calculateurs, a permis des progrès notables dans la compréhension de nombreux phénomènes physiques, notamment dans les écoulements turbulents. Les perspectives offertes par la simulation numérique en font un outil essentiel pour l'étude et la prédiction de la turbulence, tant du point de vue fondamental que de celui des applications à des écoulements dont la complexité est sans cesse croissante.

Pour l'aspect fondamental, quand il s'agit d'étudier un phénomène physique particulier, on a souvent recours à la simulation numérique directe (*DNS*). Ce type de simulation, qui consiste en la résolution numérique des équations de Navier Stokes sans aucune modélisation, s'est révélé très utile pour la compréhension des phénomènes physique complexes mis en jeu dans les écoulements turbulents.

La simulation complète de toutes les échelles d'un écoulement turbulent, nécessite des grilles de calcul très fines. Cette simulation, pour des applications industrielles (géométrie complexe, nombre de Reynolds élevé), se trouve actuellement fortement limitée par la puissance des ordinateurs. Cette limitation vient du fait que la taille du domaine et la finesse du maillage sont fixés, respectivement, par la taille des plus grosses et des plus petites échelles présentes dans un écoulement turbulent. Or le rapport entre ces deux échelles, donc la densité du maillage, augmente avec le nombre de Reynolds. Cette contrainte peut être partiellement levée par la macro simulation ou simulation des grandes échelles (*LES : Large Eddy Simulation*) dans la quelle seules les grandes structures (tourbillons les plus énergétiques) sont résolues tandis que l'action des petites échelles est modélisée. Ceci permet de repousser la limite supérieure du nombre de Reynolds des simulations.

Dans certains cas de configuration géométriques complexes, ces écoulements sont traités numériquement à l'aide de techniques de *CFD (Computation Fluide Dynamique)*. A l'heure actuelle, il existe un certain nombre de codes tridimensionnels conviviaux, aux meilleurs performants permettant la prédiction d'écoulements de fluides par la résolution des équations de Navier Stokes grâce aux méthodes des volumes finis. Des différences finis ou des éléments finis (*CFX, PHOENICS, FLUENT, STAR-CD, TRIO....*) [91].

Ce chapitre décrit brièvement le solveur utilisé pour cette étude. Les calculs du refroidissement couplé autour d'un corps semi elliptique auront été effectués à l'aide du solveur CFX 12 dans sa formulation volumes finis. L'algorithme sera présenté puis la formulation variationnelle et enfin les conditions aux limites utilisées.

3.2 Description du code ANSYS-CFX

Le logiciel propose de nombreux modèles physiques et schémas numériques avec lesquels l'utilisateur est naturellement en mesure de modéliser la quasi-totalité des problèmes de base de la mécanique des fluides. Toutefois, il existe dans la nature une multitude de comportements physiques différents et il est impossible pour un logiciel de tous les prendre en compte, c'est pourquoi, l'un des avantages du '*CFX*' réside dans la possibilité de créer des sous programmes en fortran dans le but de spécifier des options trop compliquées pour être prévues par le logiciel. Sur le plan physique, elles permettent par exemple de spécifier des conditions initiales et aux limites, d'ajouter des termes sources à certain équations, de modifier des lois de comportement au niveau des parois, sur le plan numérique, elles rendent également possible la spécification d'une grille variant avec le temps, la modification des schémas de résolutions, le contrôle et l'optimisation de la convergence au cours des itérations.

Le '*CFX*' est un logiciel général de simulation numérique d'écoulement en mécanique des fluides et de transfert thermique.

Ce logiciel permet de mettre en œuvre une simulation numérique complète, de la modélisation de la géométrie, à la visualisation des résultats, en passant par la création du maillage et le calcul.

CFX, dans sa version 12, est divisé en 4 modules : *ICEM*, *CFX-pre*, *CFX-solve* et *CFX-post*. Chaque module a une utilisation bien spécifique (Figure 3.1) [92].

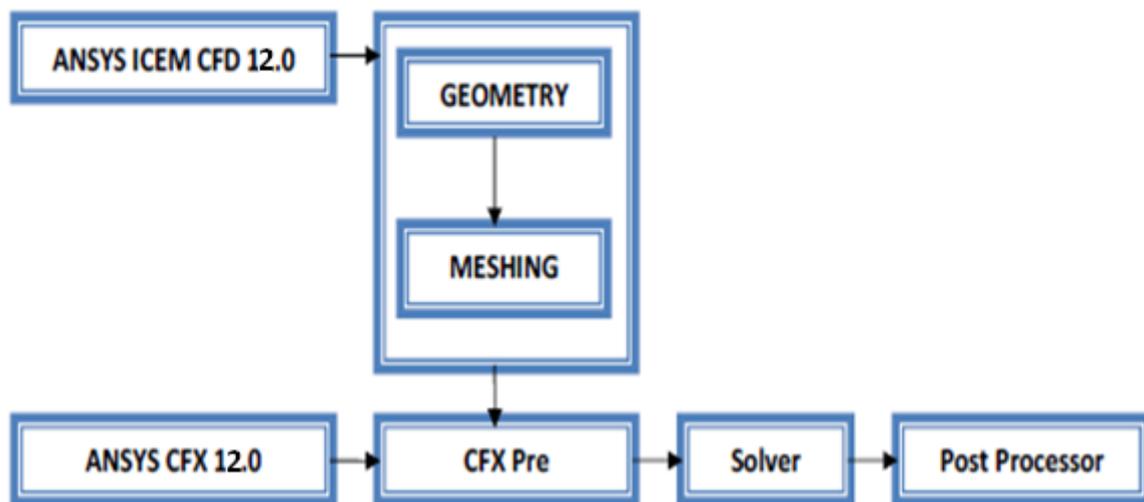


Figure 3.1 Présentation générale du code de calcul ‘CFX’ (DAILL Guillaume) [92]

a) ICEM-CFD

Le module *ICEM CFD* (figure 3.2) permet d’établir la géométrie du système étudié. Il est utilisé comme un logiciel de CAO traditionnel : la géométrie est construite à partir de points, de courbes, de surfaces et de volume. C’est également ce module qui permet de générer un maillage s’appuyant sur la géométrie.

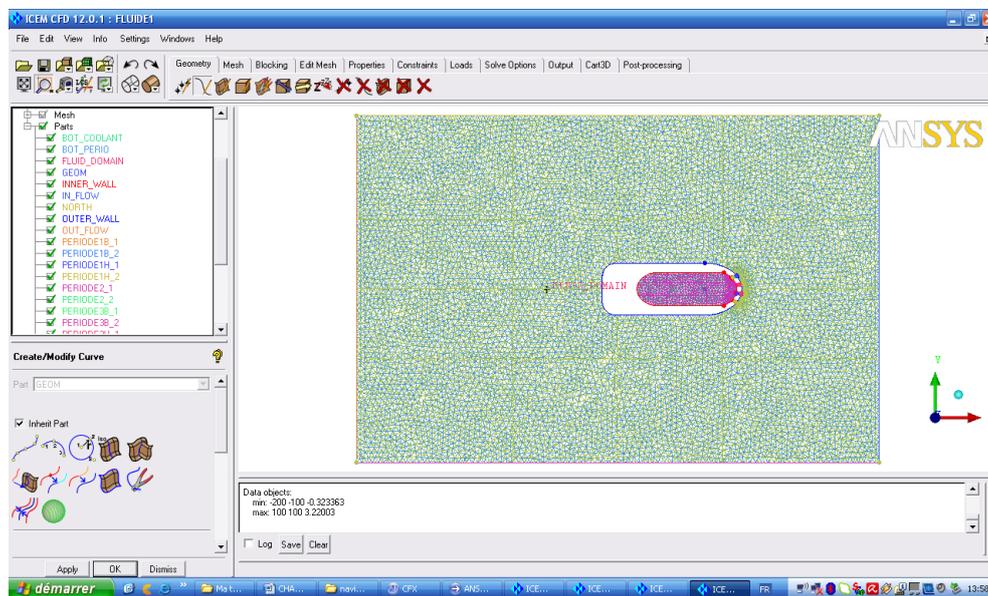


Figure 3.2 : Réalisation de la géométrie et génération du maillage par ‘ICEM CFD .CFX’.

L'utilisateur fixe alors les paramètres de maille qu'il souhaite obtenir sur les courbes, les surfaces et dans les volumes. Le module permet de générer des mailles tétraédriques (Figure 3.3), hexaédriques et prismatiques. Une fois le maillage effectué, **ICEM** crée un fichier portant l'extension « **.cfx5** », qui regroupe les informations relatives au maillage, exploitable par **CFX-pre**.

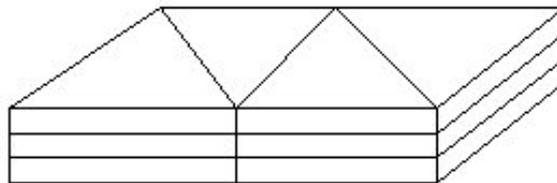
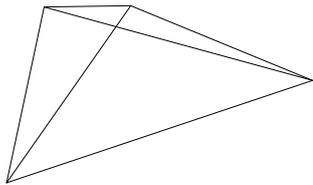


Figure 3.3 : Maille tétraédrique.
prismatiques.

Figure 3.4 : Couche de mailles

b) CFX- pre

CFX-Pre offre une interface moderne, cohérente et intuitive pour la définition des problèmes complexes de CFD (Figure 3.5). **CFX-Pre** peut lire plusieurs maillages d'une variété de sources.

L'utilisateur est guidé dans la définition physique en se déplaçant le long de la barre d'outils '*Define*', qui présente les étapes principales dans la définition du problème.

La création et la modification des objets physiques sont présentées par une interface utilisateur avec les panneaux tabulés fournissant l'accès facile aux détails des modèles. La définition en évolution des problèmes est montrée dans le '*object selector*', qui montre les objets principaux qui peuvent être choisis pour accéder à n'importe quelle étape de la définition du problème. Les erreurs qui se produisent pendant la définition ou la modification du problème sont montrées à l'aide d'un codage de couleur dans le '*object selector*', ou par l'intermédiaire des messages descriptifs dans le panneau de message physique.

Le module **CFX-pre** permet quant à lui de définir les conditions aux limites et initiales du système, ainsi que les équations à résoudre, le type de résolution (régime permanent ou transitoire), les paramètres du solveur, parmi lesquels : le pas de temps, le

nombre d'itération, le critère de convergence ainsi que la nature des fluides (ou solides) en présence.

Les conditions aux limites sont de 5 types : **INLET**, **OUTLET**, **OPENING**, **WALL** et **SYMET**.

Les conditions de type **INLET** sont utilisées dans le cas d'un écoulement entrant à l'intérieur du domaine.

Les conditions de type **OUTLET** sont quant à elles utilisées dans le cas d'un écoulement sortant à l'extérieur du domaine.

La condition **OPENING** est utilisée dans le cas d'une méconnaissance de l'entrante ou sortante de l'écoulement.

La condition aux limites de type **WALL** est attribuée aux parois imperméables à l'écoulement.

Enfin, si l'écoulement présente un plan de symétrie, il est possible d'attribuer la condition **SYMMETRY** à ce plan.

Une fois tous les paramètres définis, **CFX-pre** génère un fichier « **.def** » qui contient toute les informations relatives au maillage, aux conditions aux limites et initiales, ainsi que tous les autres paramètres introduit dans **CFX-pre**. C'est ce fichier qui va être la base de travail du solver.

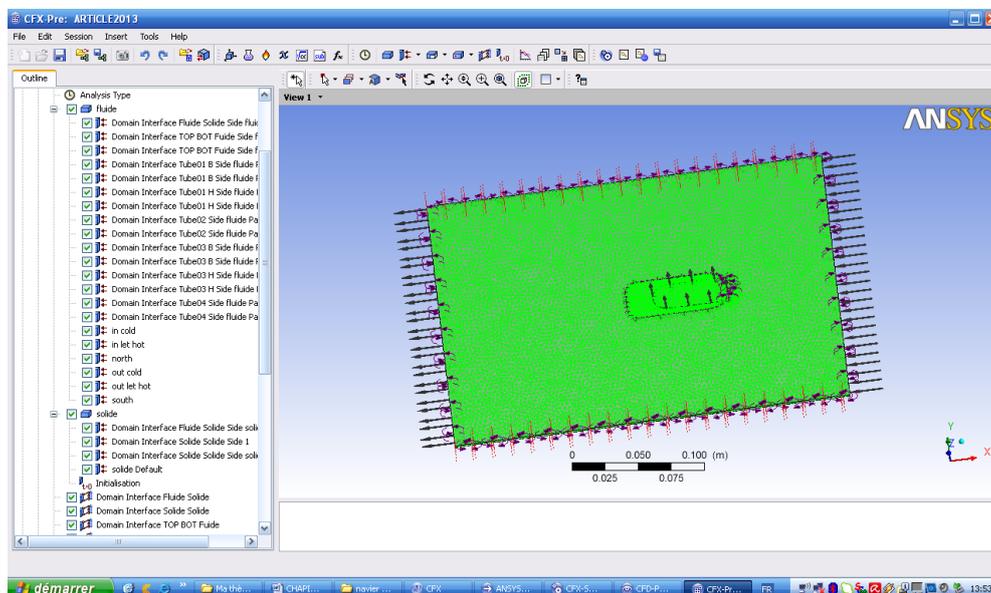


Figure 3.5 : Spécification des conditions aux limites dans 'CFX Pre'

C) CFX- solve

Le module *CFX-solve* est le module qui effectue les calculs. Il est basé sur l'intégration des équations de Navier Stokes dans chaque maille et dispose de modèles additionnels pour prendre en compte la turbulence, le rayonnement thermique....

Il fournit une interface graphique au *CFX-Solver* afin de donner des informations sur l'évolution de la solution, (Figure 3.6). Ses fonctions principales sont énumérées comme suit:

- Indiquer les dossiers d'entrée au *CFX-Solver*;
- Lancer ou arrêter la simulation avec *CFX-Solver*;
- Modifier certains paramètres dans le fichier de définition ;
- Surveiller la progression de la solution avec *CFX-Solver*;
- Lancer une autre simulation en parallèle.

A la fin de son calcul, *CFX-solve* génère deux types de fichiers :

- Un fichier « *.out* » lisible par un éditeur de texte. Ce fichier résume le déroulement du calcul. Il contient, entre autres, les informations du « *def* » ainsi que le bilan masse du système.
- Un fichier « *.res* » qui contient l'ensemble des résultats. Ce fichier est directement exploitable par *CFX-post*.



Figure 3.6: Lancement des calculs et contrôle de la convergence par le '*SOLVER*'

d) CFX-post

Le module *CFX-post* (figure 3.7) est un outil graphique permettant le traitement et la visualisation des résultats. Il permet d'appliquer des textures sur la géométrie, de visualiser des contours, des iso surfaces, des lignes de courant, des champs de vitesses...ect. Il permet également l'exportation des résultats sous forme numérique, comme par exemple la valeur des différentes variables sur chaque nœud, sous forme photographique et mêmes sous forme d'animation.

De même, il permet d'exporter les résultats en différents formats afin de les traiter sur d'autres logiciels de graphisme.

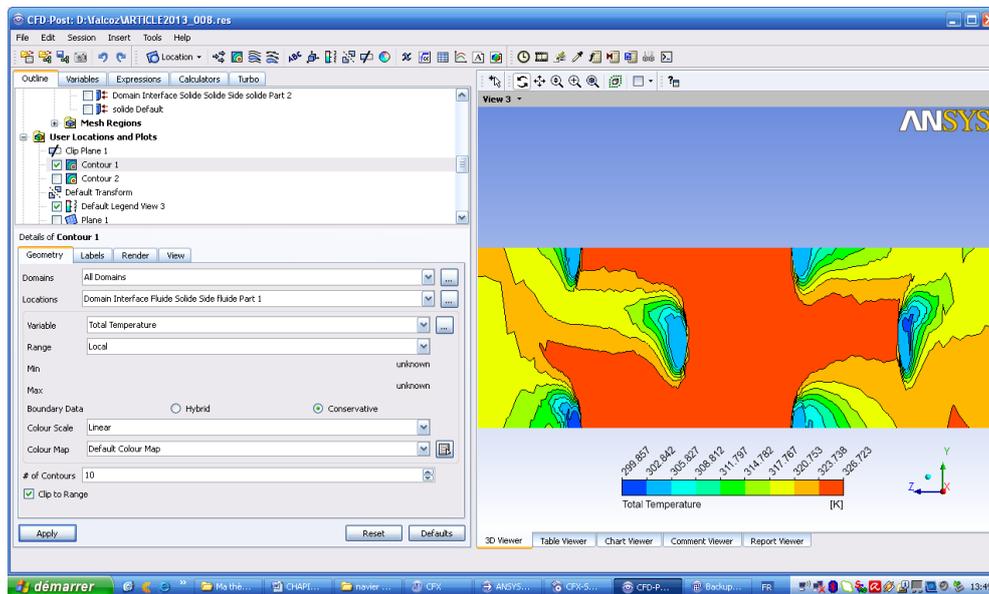


Figure 3. 7 : Visualisation des résultats, réalisés par ‘CFX - Post’

3.3 Résolution numérique par la méthode des volumes finis

3.3.1 Introduction à la méthode des volumes finis

Les équations moyennées de transport présentées au premier chapitre sont très complexes et ne peuvent pas être résolues analytiquement. Cependant, il existe des méthodes numériques permettant la résolution de ces équations avec une précision considérable telle que la méthode des éléments finis, la méthode de différences finies et la méthode des volumes finis. Cette dernière est la plus utilisée actuellement dans les codes de calculs commerciaux.

Pour résoudre les équations différentielles non linéaires qui régissent l'écoulement de fluide dans les turbomachines, nous adoptons la méthode des volumes finis, et nous nous

basons sur l'approche de *Patankar* dans le traitement de couplage pression vitesse dans les équations moyennées de Naviers Stockes

La méthode des volumes finis, choisie par le logiciel '*CFX*' est largement décrite par *Patankar S.V (1980)*, consiste à discrétiser le domaine de l'écoulement en une multitude de volumes de contrôle (cellules) puis d'effectuer des bilans (de masse, de quantité de mouvement....) sur ces petits volumes, pour cette raison, la formulation fait apparaître des intégrales triples de volumes [93].

Ces volumes de contrôle enveloppent tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle façon que la somme de leurs volumes soit égale exactement au volume du domaine de calcul.

Un point est positionné au centre de chaque volume et est appelé centre du volume de contrôle, il sera noté *P* (*figure 3.8*). Les noeuds des volumes voisins seront notés suivant leurs positions *N*, *S*, *W*, *E*, *T* et *B* (se rapportant aux directions *North*, *South*, *West*, *East*, *Top* et *Bottom* respectivement). Dans la méthode des volumes finis les lois de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sous une forme intégrale. La pierre angulaire de cette méthode réside dans le théorème de Gauss (appelé aussi le théorème de la divergence ou théorème d'Ostrogradski) et qui permet de transformer une intégrale de volume en une intégrale de surface.

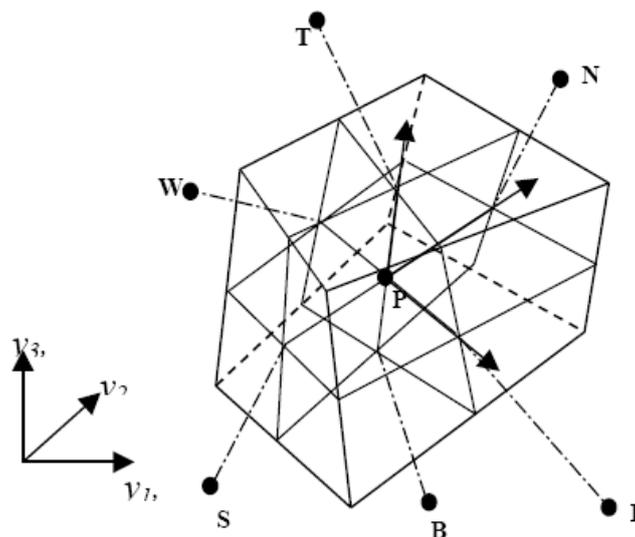


Figure 3.8 : Volume de contrôle dans un maillage tridimensionnel non orthogonal (**Azzi, A.** [10]).

Cette méthode a été introduite dans le domaine du calcul numérique des écoulements par

Mc Donald (1971), Mac-Cormack et Paullly (1972), pour la résolution des écoulements bidimensionnels, et par Rizzi et Inouye (1973) pour la résolution des écoulements tridimensionnels.

L'avantage déterminant des volumes finis par rapport aux autres méthodes est qu'ils sont conservatifs ; en bref, tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans un autre [10]. En pratique, il est courant de procéder dans l'autre sens, chaque équation continue est intégrée sur chaque volume de contrôle puis le théorème d'Ostrogradsky est utilisé afin de transformer certaines intégrales de volumes en intégrales de surface.

Cela permet d'éviter d'utiliser des transformations de coordonnées et permet ainsi de donner à la résolution un caractère proche du problème physique. L'inconvénient de la méthode avant l'introduction des méthodes implicites réside dans le nombre relativement important d'itérations nécessaires pour obtenir une solution convergée pour les méthodes explicites.

En bref, la méthode des volumes finis a remplacé un problème physique continu par un problème discret équivalent.

3.3.2 Discrétisation des équations gouvernantes

Cette approche implique de discrétiser le domaine spatial dans les volumes de contrôle en utilisant le maillage. Les équations régissantes telles que l'équation de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie sont intégrées au-dessus de chaque volume et elles sont conservés dans le sens discret pour chaque volume de contrôle.

La figure 3.9 montre une maille typique avec la profondeur d'unité (de sorte qu'elle soit bidimensionnelle), chaque surface du volume de contrôle est représentée par un espace préservé dans la maille.

Il est clair que chaque noeud est entouré par un ensemble de surfaces qui comporte le volume fini. Toutes les variables de solution et les propriétés du liquide sont stockées aux noeuds d'élément.

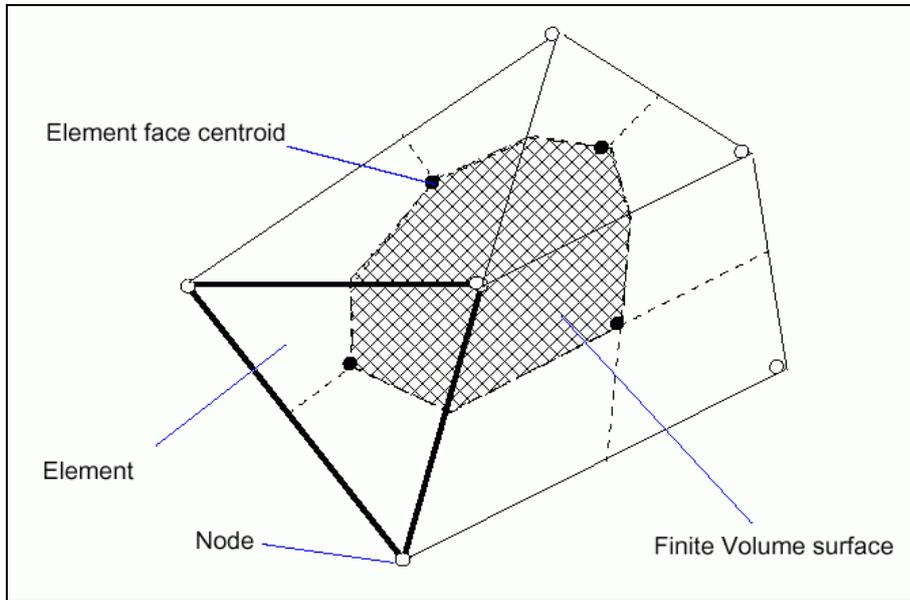


Figure 3.9 : Représentation d'un volume de contrôle en 2D (**Documentations CFX-12**. [93]).

Considérons que la forme moyenne des équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement est exprimée en coordonnées cartésiennes, La discrétisation spatiale n'est pas suffisante lorsqu'il s'agit d'écoulement non permanent. Une discrétisation temporelle, par une division du temps de simulation en différents pas de temps dt , s'avère nécessaire pour procéder ensuite à une intégration de chaque équation de conservation (les équations 3.1 et 3.2) sur chaque pas de temps.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (3.2)$$

Notons que toutes les équations régissant le transfert de chaleur et de masse peuvent être mises sous la forme d'une équation générale de convection –diffusion pour la variable Φ (équation de transport de la variable Φ). Par conséquent, sur un volume de control V et sur un pas de temps dt , nous obtenons.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{\text{Terme1}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j\phi)}_{\text{Terme2}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_{\text{eff}}\left(\frac{\partial\phi}{\partial x_j}\right)\right)}_{\text{Terme3}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{Terme4}}$$

Où :

Γ est le terme de diffusion.

S est le terme source.

Sachant que :

Terme 1 : Terme instationnaire.

Terme 2 : Terme convectif.

Terme 3 : Terme diffusif.

Terme 4 : Terme source.

À partir de l'écriture globale des bilans, le théorème de transport de Reynolds (Leibnitz) ainsi que le théorème de Gauss (Ostrogradski) permettent l'obtention des équations locales contenues dans l'intégrale sur le volume de contrôle tel qu'il est démontré aux documentations 'CFX' [91]. Des expressions arbitraires (schémas) sont choisies pour exprimer la variation de la fonction entre les différents points du maillage et permettant l'intégration. Les équations précédentes (3.1), (3.2) et (3.3) s'écrivent donc comme suit :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \, dv + \int_S \rho U_j \, dn_j = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho U_i \, dv + \int_S \rho U_j U_i \, dn_j = - \int_S P \, dn_j + \int_S \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \, dn_j + \int_V S_{u_i} \, dv \quad (3.5)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi \, dv + \int_S \rho U_j \phi \, dn_j = - \int_S \Gamma_{\text{eff}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \, dn_j + \int_V S_\phi \, dv \quad (3.6)$$

L'équation (3.6) donne le bilan de la grandeur ϕ sur une cellule et sur un laps de temps dt . L'étape suivante consiste à discrétiser les inconnues du problème ainsi que les opérateurs différentiels de cette équation. Toutes ces opérations mathématiques conduiront à l'obtention, sur chaque volume de contrôle, d'une équation discrétisée qui reliera les variables d'une cellule à celles des cellules voisines. L'ensemble de ces équations discrétisées formera finalement un système matriciel.

La figure 3.10 donne une idée sur la méthode d'intégration par point sur un élément d'une maille isolée.

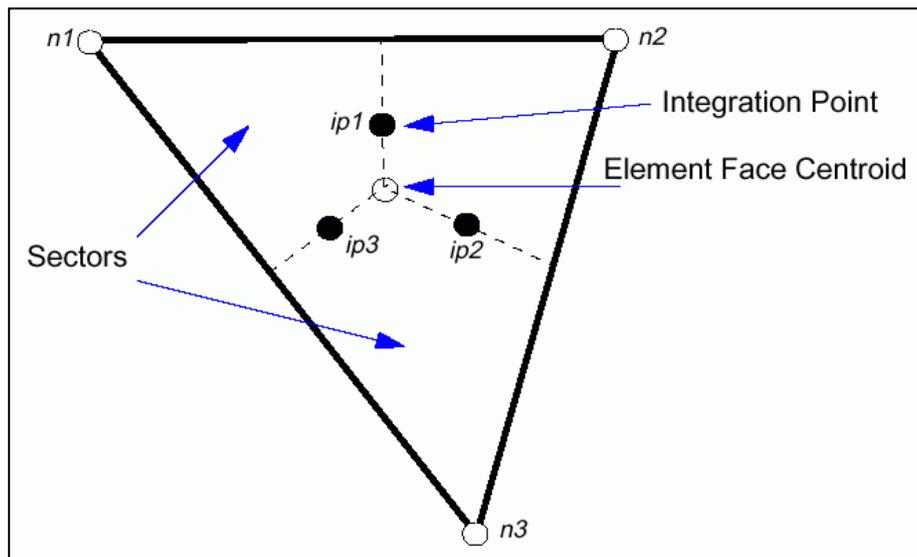


Figure 3.10 : Point d'intégration dans un élément d'un volume de contrôle (Documentations CFX-12 [91]).

Après discrétisation et réarrangement des équations (3.4), (3.5) et (3.6) on obtient les formes suivantes :

$$\rho V \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho U_j \Delta n_j)_{ip} = 0 \quad (3.7)$$

$$\rho V \left(\frac{U_i - U_i^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} (U_i)_{ip} = \sum_{ip} (P \Delta n_j)_{ip} + \sum_{ip} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \overline{S_{U_i}} V \quad (3.8)$$

$$\rho V \left(\frac{\phi - \phi^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} \phi_{ip} = \sum_{ip} \left(\Gamma_{\text{eff}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_\phi V \quad (3.9)$$

Sachant que :

V : Le volume d'intégration de la grandeur Φ

ip : L'indice du point d'intégration (intégration point.)

Δn_j : La surface d'intégration de la grandeur Φ

Δt : Un intervalle de temps (timestep)

Il est important de noter le schéma avant du premier ordre est supposé dans équation (3.9), bien qu'un arrangement du second degré soit également disponible comme discuté ci-après. L'indice 0 se rapporte au pas du temps précédent.

Le débit massique discret qui traverse la surface Δn_j du volume de contrôle s'écrit sous la forme suivante :

$$\dot{m}_{ip} = \left(\rho U_j \Delta n_j \right)_{ip}^0 \quad (3.10)$$

3.3.3 Forme générale de la propriété ϕ en CFX-12

Pour accomplir la discrétisation des différents termes de l'équation de fermeture, la variable ϕ_{ip} doit être lié aux valeurs nodales de ϕ . Les arrangements d'advection mis en application dans Cfx-5 pour les différents schémas numériques peuvent être ajustés sous la forme :

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r} \quad (3.11)$$

Sachant que :

ϕ_{ip} : est la solution de Φ par le schéma avant (Upwind)

$\nabla \phi$: est le gradient de la grandeur ϕ

\vec{r} : Est le vecteur de position pour le nœud n

β : est une constante qui dépend du schéma de discrétisation.

- Utilisation du schéma avant (Upwind Differencing Scheme) $\Rightarrow \beta = 0$
- Utilisation du schéma centre (High Resolution Scheme) $\Rightarrow \beta = 1$

3.3.4 Couplage du système d'équations

L'ensemble des équations linéaires qui surgissent en s'appliquant la méthode volumes finis à tous les éléments du domaine du calcul est des équations discrètes de conservation. Le système des équations peut être écrit sous la forme :

$$\sum_{nbi} a_i^{nb} \phi_i = b_i \quad (3.12)$$

Où :

ϕ : est la solution à atteindre, b est le terme de droite, a est un coefficients de l'équation à résoudre, i est l'indice qui identifie le numéro du volume de contrôle ou le nœud en question et nb signifie le nœud voisin (Neighbour) et inclue aussi les coefficients du nœud central. De sorte que la méthode soit également applicable à tous les deux modèles de maillages structurés et non structurés. Pour l'ensemble de ces derniers, les volumes de contrôle du domaine de calcul constituent un système linéaire d'équation.

Pour une équation de grandeur scalaire (par exemple équation de l'enthalpie ou de l'énergie cinétique de turbulence), chaque a_i^{nb} , ϕ^{nb} et b_i est un nombre précis.

Pour le couplage tridimensionnel de l'équation de continuité avec celle de quantité de mouvement le système est arrangé sous forme de matrice (4x4) ou vecteur (4x1) de la manière suivante :

$$a_i^{nb} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Ou :

$$\phi_i = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

Et :

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (3.15)$$

Le traitement de la pression est par contre légèrement différent de celui des autres variables car il s'agit d'une variable qui n'obéit à aucune équation de transport. Il en résulte l'introduction d'un algorithme de couplage vitesse - pression.

3.4 Algorithme de couplage vitesse - pression

L'algorithme couramment utilisé se nomme *SIMPLE* de *Patankar S.V. et Spalding D.B* (**S**emi **I**mplicit **M**ethod for **P**ressure **L**inked **E**quation). L'idée générale de cet algorithme est de corriger petit à petit la pression ainsi que les composantes de la vitesse afin que ces variables qui vérifient les équations de la quantité de mouvement vérifient également l'équation de continuité. Il en résulte un processus itératif qui est intégré au sein de la résolution générale définie précédemment, au niveau de la troisième étape.

- tous les champs sont estimés en tous les points du maillage.
- A l'aide de ces valeurs, les coefficients des équations sont calculés.
- Les coefficients étant fixes, un solveur linéaire est introduit pour résoudre tout d'abord les trois équations de la quantité de mouvement et fournir les composantes de vitesse U^* , V^* et W^* , la pression P^* correspondante demeurant celle utilisée pour calculer les coefficients de la deuxième étape.

Des corrections P' , U' , V' et W' sont ensuite apportées à ces champs afin que les nouveaux champs P , U , V , W soient les champs qui vérifient à la fois les équations de la quantité de mouvement et l'équation de continuité.

$$P = P^* + P' \quad (3.16)$$

$$U = U^* + U' \quad (3.17)$$

$$V = V^* + V' \quad (3.18)$$

$$W = W^* + W' \quad (3.19)$$

Ces nouvelles valeurs P , U , V , W sont alors réintégrées dans les équations de la quantité de mouvement, ce qui permet d'obtenir trois relations fonctionnelles entre les différentes corrections (les champs P^* , U^* , V^* , W^* étant connus). Précisons qu'il s'agit de relations simplifiées car certains termes sont ici annulés, ce qui constitue d'ailleurs la seule approximation de l'algorithme SIMPLE.

$$U' = f_1(p') \quad (3.20)$$

$$V' = f_2(p') \quad (3.21)$$

$$W' = f_3(p') \quad (3.22)$$

Les champs U , V , W sont ensuite reconstitués à l'aide des relations (3.16) à (3.22) et n'ont plus que pour seule inconnue commune p' . La substitution de leurs valeurs dans l'équation de continuité donne une relation unique sur p' qui est résolue par le solveur. p' étant connu, les champs exacts P, U, V et W vérifiant à la fois les équations de quantité de mouvement et l'équation de continuité, sont également connus, ce qui était l'objectif de départ. Tous les autres équations du problème sont résolues par le solveur.

- si les critères de convergence sont vérifiés, les champs ainsi déterminés sont les champs solutions du pas de temps considéré. Si ce n'est pas le cas, le processus est réitéré à partir de la deuxième étape : les coefficients sont recalculés à partir des nouvelles valeurs des champs.

Le logiciel '**CFX**' propose également une variante de cet algorithme qui porte le nom de *SIMPLEC* (*SIMPLE consistent*). Il fut mis au point par *Van Doormaal J.P. et RAITHBY G.D* qui s'était rendu compte de l'algorithme *SIMPLE* pouvait poser, dans certains cas, des problèmes numériques. La procédure est complètement identique à celle développée ci-dessus à ceci près que l'approximation effectuée est beaucoup moins forte. L'algorithme *SIMPLEC* sollicitant moins de sous relaxation et montrant, généralement, moins de sensibilité pour la sélection des facteurs de sous relaxation, est souvent préféré à simple [91].

3.5 Méthode de Résolution

Dans les algorithmes traditionnels, on emploie une stratégie de solution où les équations de quantité de mouvement sont d'abord résolues. Une valeur initiale de la pression est donnée, on la corrige ensuite avec un processus itératif par une équation de correction.

Pour la résolution de l'ensemble d'équations de l'hydrodynamique $[u, v, w \text{ et } p]$, le code *ANSYS-CFX* utilise une approche très simple. Il emploie une discrétisation entièrement implicite des équations à n'importe quel instant. Dans le cas des écoulements stationnaires, le pas de temps se comporte comme un paramètre d'accélération pour que la solution converge vers une valeur plus ou moins réelle [91].

L'organigramme montré dans la Figure 3.11 illustre le procédé général de résolution. La solution de chaque ensemble d'équations montrées dans l'organigramme se compose de deux opérations numériquement intensives. Pour chaque pas de temps:

- Les équations non linéaires sont linéarisées (itération de coefficient) et réunies dans la matrice de solution.
- Les équations linéaires sont résolues (itération de solution d'équation) en utilisant une méthode algébrique multi-grille.

Dans le cas d'une résolution en régime permanent, le calcul se poursuit jusqu'à ce que, soit le nombre maximal d'itération demandé par l'utilisateur soit atteint, soit la solution satisfait au critère de convergence.

Dans le cas d'une résolution en régime transitoire, le calcul prend fin lorsque la durée de résolution du phénomène étudiée est atteinte.

L'organigramme de mise en œuvre d'un calcul est présenté dans la figure 3.11.

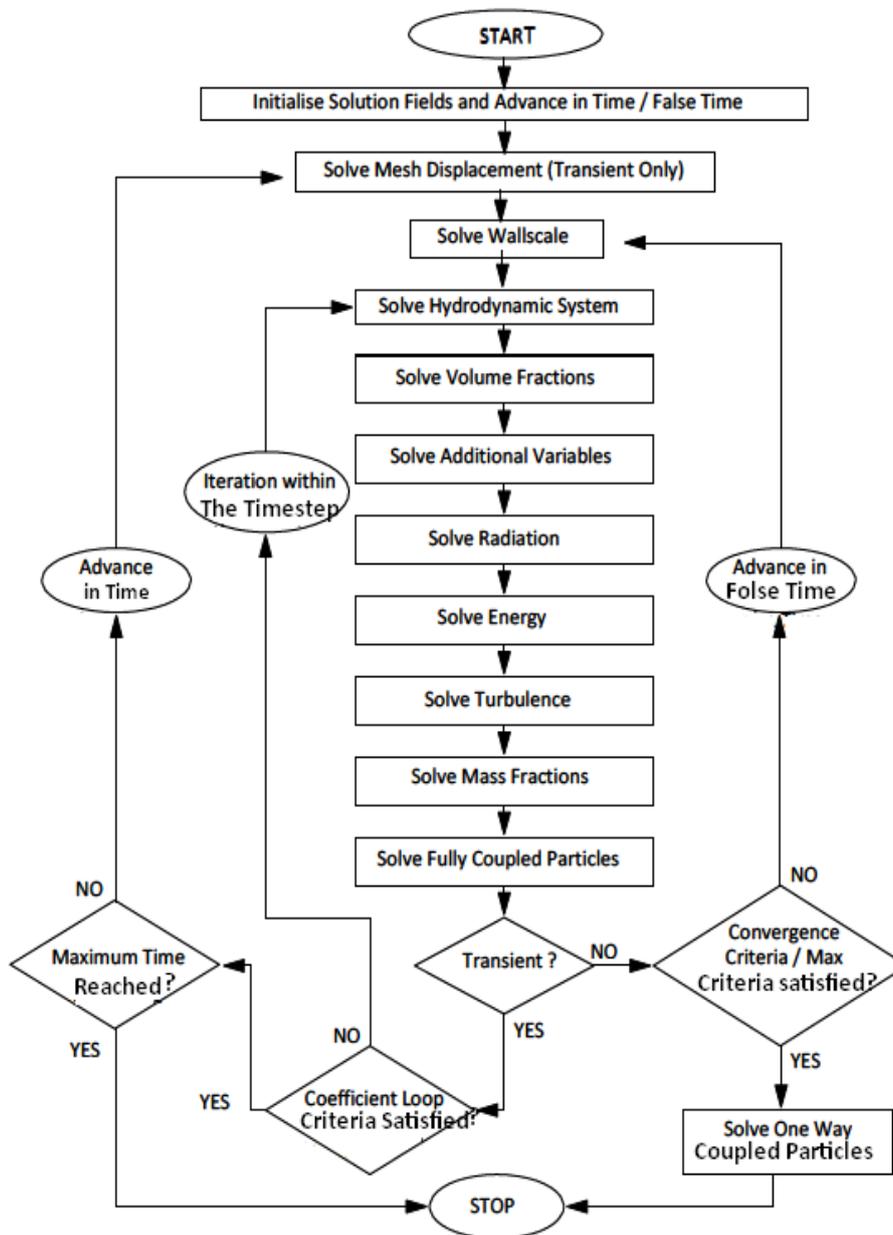


Figure 3.11: L'organigramme du module solver (**Documentations Ansys-CFX**. [91]).

3.6 Critères de convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle a convergé lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait.

Le critère de convergence utilisé par '*CFX*' repose sur le résidu d'une équation du problème défini. En toute rigueur, le résidu correspond à la somme, sur toutes les mailles, des erreurs effectuées sur l'équation discrétisée en question lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrées dans l'équation discrétisée. Par définition [91]:

$$\mathbf{R} = \sum_{\text{mailles}} \left(\sum_{\text{nb}} \mathbf{a}_{\text{nb}} \phi_{\text{nb}} + \mathbf{S}\mathbf{u} - \mathbf{a}_p \phi_p \right) \quad (3.23)$$

En choisissant une équation du système ainsi qu'une valeur de résidu à ne pas dépasser sur cette équation, l'utilisateur fixe un indicateur de convergence. A chaque itération, le résidu est calculé sur l'équation choisie et dès que le résidu passe en deçà de la valeur fixée, le processus s'arrête considérant que les calculs ont convergé et passe au pas de temps suivant.

Il est important de noter que la valeur de résidu à imposer n'est pas adimensionnelle.

Concernant notre cas la convergence des résultats est atteinte, si le résidu pour chaque grandeur calculée est égal à 10^{-5} .

3.7 Présentation du cas étudié

La procédure numérique de cette étude utilise la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôles tétraédrique et le couplage pression vitesse calculé selon l'algorithme *SIMPLE* (Patankar 1980). Les calculs sont effectués à l'aide du code de simulations numériques de mécanique des fluides '*CFX 12*'.

3.7.1 Description de la géométrie

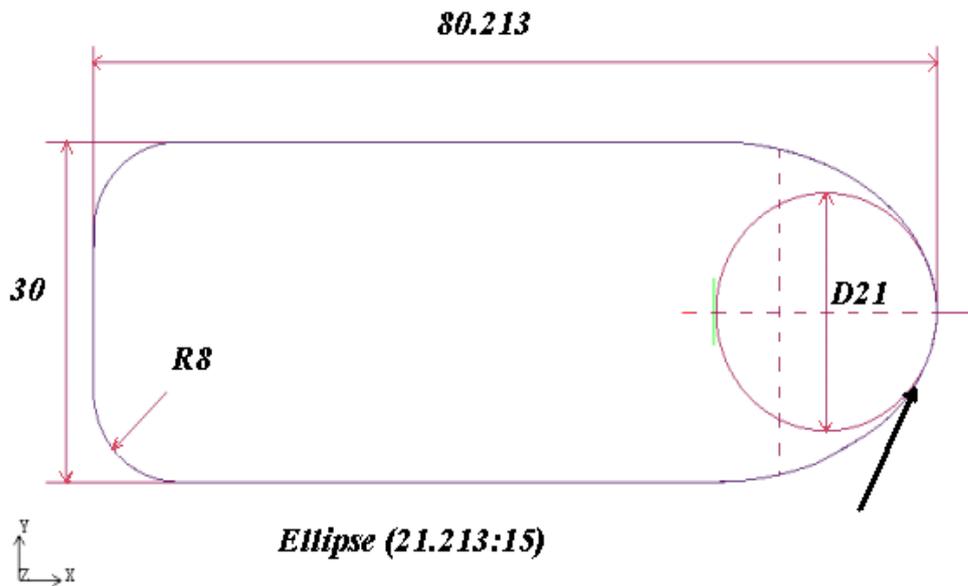


Figure 3.12 : Dimensions du Blunt body (corps semi elliptique).

Les dimensions du Blunt body présentées dans figure 3.12 sont en millimètre (mm).

Les paramètres géométriques décrivant la configuration géométrique sont mentionnés sur le tableau suivant :

<i>Nombre de rangées</i>	4	
<i>Rapport des diamètres (Diameter ratio)</i>	d/D	0.033
<i>Angles d'injection (Exit location angles [°])</i>	γ	$\pm 22.5^\circ / \pm 7.5^\circ$
<i>Longueur des trous (Hole length)</i>	L/d	6
<i>Lancement dans le sens de l'envergure (Spanwise pitch).</i>	P/d	4
<i>Inclinaison dans le sens de l'écoulement (streamwise inclination angle [°])</i>	φ	90°
<i>Inclinaison dans le sens de l'envergure (spanwise inclination angle [°])</i>	β	45°

Tableau3.1 : Paramètres géométriques de Blunt body d'après Falcoz, C. [02].

Tableau 3.2 : Propriétés du matériau (conditions de laboratoire)

Plexiglas	
<i>Conductivité Thermique</i>	0.19 W/ m K

<i>Densité</i>	1190 kg/m ³
<i>Masse Molaire</i>	1 kg/ kmole
<i>Chaleur Spécifique</i>	1470J/kg K

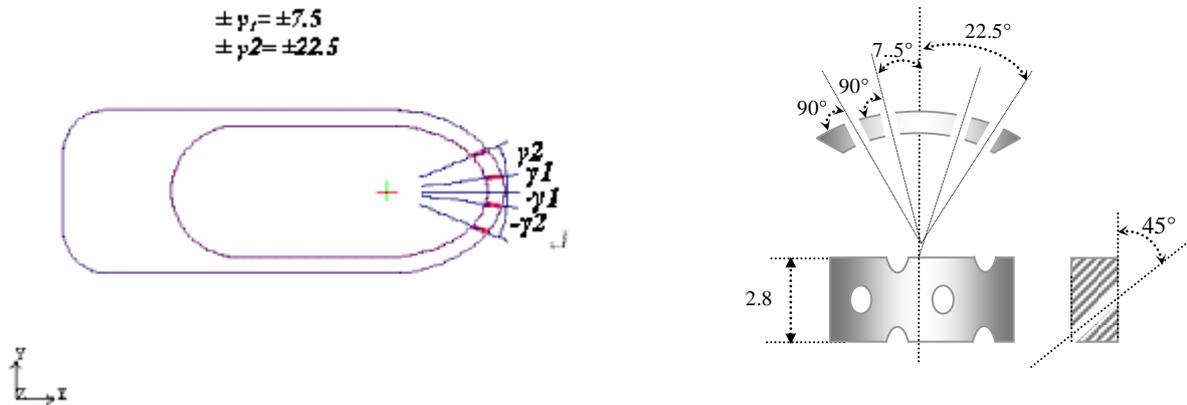


Figure 3.13 : Configuration géométrique du Blunt body.

La géométrie du *'Blunt body'* est critique pour la détermination du comportement du film de refroidissement. La figure 3.13, permet de définir les grandeurs géométriques. Le repère (x, y, z) est défini de la manière suivante : l'écoulement principal est dirigé suivant x, z est la direction parallèle à l'écoulement refroidissant, et y est la direction transversale. Les trous ont par la suite normalisés par le diamètre $d=0.7\text{mm}$, et sont espacés de P longitudinalement. L'angle β est l'angle que fait l'axe d'un trou dans le bord d'attaque, avec le plan (x, y). L'angle d'injection γ est incliné par rapport au l'axe z.

3.5.1 Génération de maillage

La génération du maillage est aussi réalisée à l'aide du code ICEM-CFD12.0, où des éléments tétraédraux ont été utilisés pour le maillage du domaine du calcul.

Le maillage tétraédrique a été effectué de telle sorte à ce qu'il soit dense au niveau d'injection de l'air frais qui traverse les trous et débouche dans l'écoulement principal.

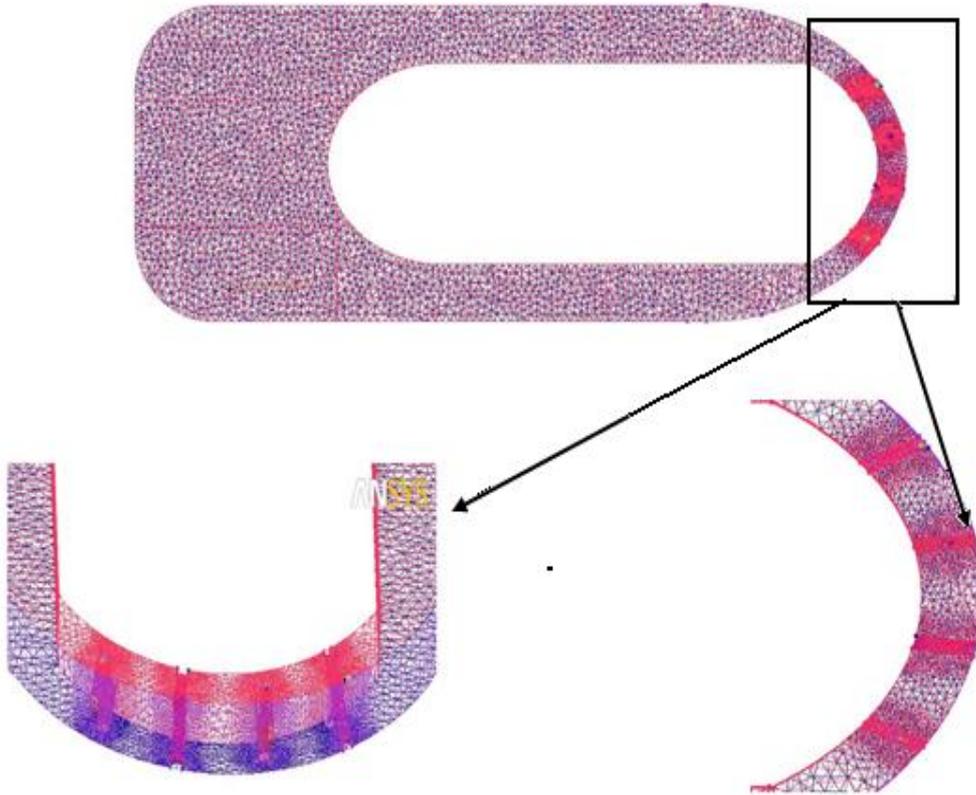


Figure 3.14 : Maillage du domaine solide avec un zoom sur la zone du bord d'attaque

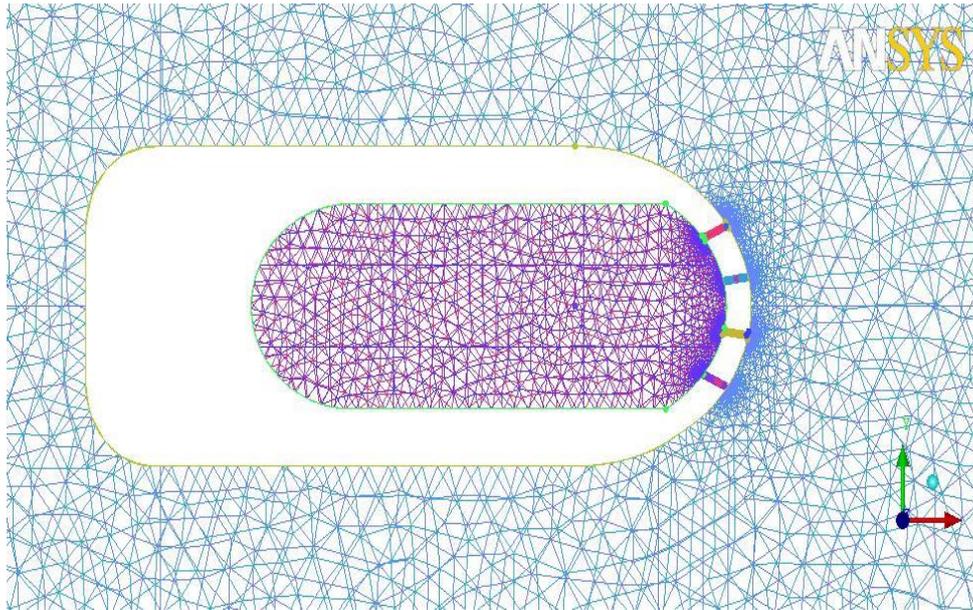


Figure 3.15 : Maillage du domaine fluide du Blunt body

Tableau 3.3 : Taille de la grille de calcul

Domaine	Nombre d'éléments	Nombre de nœuds
Solide	99033	21278
Fluide	113529	38559

La difficulté de cette étude réside dans l'initialisation du calcul. En effet, au départ, deux domaines doivent être défini, l'un pour l'air frais et les gaz chaud, et l'autre pour le Blunt body. Afin de rendre compte ce paramètre, il est nécessaire de créer une géométrie dans laquelle deux volumes, un volume « solid domain » (Figure 3.14) et un volume « fluid domain » (Figure 3.15) sont maillés indépendamment.

3.5.2 Etude du maillage

Initialement, la dépendance de la grille a été étudiée en considérant trois grilles de calcul différentes pour un nombre de Mach égal à 0.36. Deux maillages tétraédriques non structurés ont été générés sur les deux domaines de calculs, fluide et solide (figure 3.15 a et b). Le résultat concernant le profil de vitesse autour du Blunt body sans trous d'injection est présenté dans la figure 3.16 pour les trois maillages générés.

Comme la montre la Figure 3.16, le résultat de maillage 3 a montré un bon accord avec les résultats du maillage2 Par conséquent, l'ex-maillage a été choisi comme une grille optimale.

Tableau 3.4: Taille des grilles de calculs utilisés lors de l'étude de maillage

	Maillage 1		Maillage 2		Maillage3	
	Fluide	solide	Fluide	solide	Fluide	solide
<i>Nombre de nœuds</i>	29981	27508	33754	27508	38559	27508
<i>Nombre d'éléments</i>	91643	156146	128965	156146	149776	156146

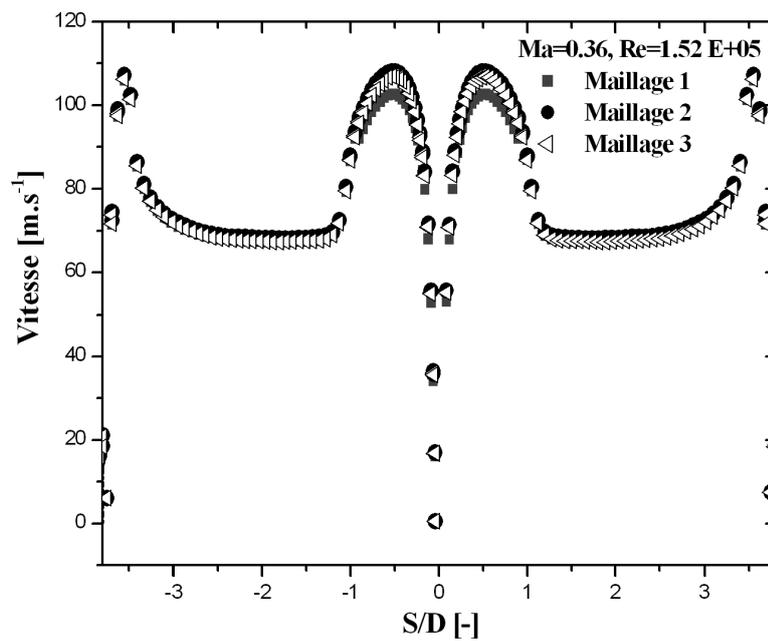


Figure 3.16 Profil de vitesse autour du Blunt body sans injection de l'air frais.

3.5.3 Conditions aux limites

Le maillage de la géométrie étudiée est importé dans le module CFX-Pre afin de déterminer les conditions aux limites de l'écoulement.

On présente dans la figure 3.17 les différentes conditions aux limites imposées dans le domaine de calcul.

- **La condition d'entrée (In let) :** elle simule l'entrée de l'écoulement dans le domaine de calcul considéré. Des conditions de Dirichlet sont imposées pour les composants de la vitesse et pour les grandeurs turbulentes k et ω .

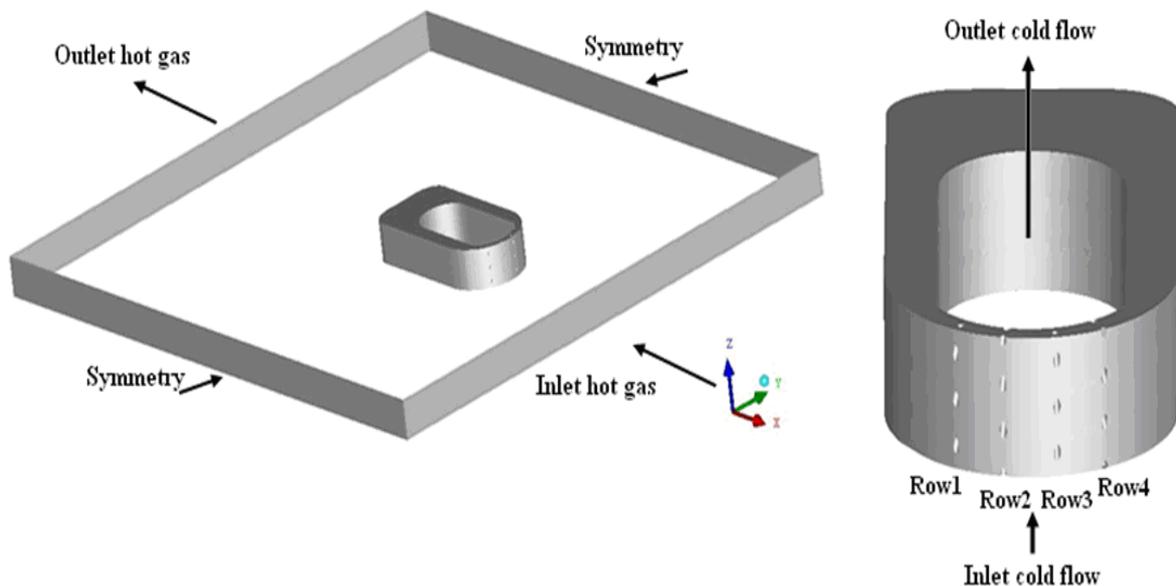


Figure 3.17 : Conditions aux limites du domaine de calcul.

Le plan d'admission de l'écoulement principal est situé à une distance de 100 mm par rapport au bord d'attaque. La vitesse à l'entrée du domaine de calcul est uniforme et vaut $U=132.145\text{m/s}$ et le débit massique est indiqué à l'entrée du plenum. L'intensité de turbulence est assignée à une valeur de $T_u = 5\%$, et la température des gaz chaud a l'entrée est égale : $T=53.5^\circ\text{C}$, pour l'air refroidissant $T=30^\circ\text{C}$ à l'entrée et la vitesse égale à $U_c=17.777\text{m/s}$.

- **La symétrie**

Cette condition permet de modéliser les cas où un écoulement d'un côté du plan de symétrie est l'image en miroir de l'écoulement de l'autre côté du plan de symétrie.

Aux frontières où sont définies ces conditions, la composante normale de la vitesse est imposée nulle et toutes les autres variables sont régies par des conditions de Neumann avec des gradients normaux nuls (nord et sud).

- **La paroi solide (Wall)**

Elle permet de modéliser le fluide en contact avec un élément solide (profil et paroi). La vitesse normale aux parois solides est imposée nulle, et la vitesse tangentielle est considérée égale à la vitesse de la paroi (nulle dans notre cas).

La vitesse tangentielle est liée aux contraintes de cisaillement par l'intermédiaire d'une loi de paroi basée sur une relation logarithmique. Ce qui permet de diminuer fortement le nombre de nœuds nécessaires près de la paroi.

Le niveau de rugosité choisi est la définition « lisse », c'est-à-dire à une rugosité nulle.

- ***La sortie (Out let)***

Elle permet de fixer les contraintes sur la valeur de pression statique moyenne (vaut 0 bar) à la sortie du domaine.

- ***La périodicité***

Au lieu d'étudier spatialement le bord d'attaque en simulant toutes les rangées de trous, seulement une période de 2.8 mm a besoin d'être calculée comme la suggère la figure 3.17.

- ***Interface***

Le domaine de calcul est composé de deux volumes, un volume « fluide » et un volume « solide ».

Il est nécessaire de créer une interface entre ces deux volumes. Cette interface est déclarée comme une condition aux limites dans '*CFX pre*'. Le module se charge alors d'adapter le maillage de part et d'autre de l'interface.

Conclusion

Dans ce chapitre on a essentiellement présenté le code de calcul '*CFX 12.0*' avec des descriptions détaillées de chaque module. Le premier module est l'*ICEM-CFD*' qui sert à dessiner la configuration du refroidissement et à la génération du maillage. A la fin, il donne un fichier portant l'extension « *.CFX 5* », exploitable par le deuxième module qui est le *CFX pre*, là où on impose les conditions aux limites, le pas de temps et le critère de convergence.

Les calculs sont effectués par le '*SOLVER*' et visualisés par le '*CFX POST*', dans le même chapitre on a présenté la méthode des volumes finis choisie par le code de calcul '*CFX*' pour la résolution numérique de l'écoulement tridimensionnel. la présentation de cas étudié fait aussi partie de ce chapitre, passant par la description de la géométrie de refroidissement, la génération du maillage pour les deux domaines et les conditions aux limites associées.

Chapitre 4

Résultats & Discussions

Chapitre 4

Résultats & discussions

4.1 Introduction

Ce chapitre constitue une étude numérique pour la simulation du refroidissement couplé interne et externe appliqué au bord d'attaque semi elliptique.

Les calculs ont été faits en reproduisant des conditions expérimentales de Falcoz[02] en choisissant deux matériaux de conductivité thermique différentes. Les conditions limites utilisées pour les calculs ont été inspirées à partir des résultats expérimentaux (côté exposé aux gaz chauds). Les performances du schéma de refroidissement ont été évaluées en utilisant l'efficacité de refroidissement globale(ϵ), ce dernier paramètre correspondant à une forme adimensionnelle de la température moyenne du matériau.

Après validation du champ aérothermodynamique, la simulation a été conduite en trois parties, dont la première sert à quantifier l'effet du taux d'injection sur le mécanisme de refroidissement par film et le refroidissement global, donc cinq taux d'injections ont été étudiés lors de cette étude à savoir : $G=0.4, 0.6, 0.9, 1.2$ et $G=1.4$. Une comparaison du refroidissement globale a été faite entre les deux approches et confirme encore la concordance entre les mesures expérimentales et le calcul numérique. Dans la deuxième partie, on s'intéresse à l'influence du nombre de Mach sur le refroidissement du bord d'attaque afin d'évaluer l'effet de la compressibilité du fluide et le régime d'écoulement sur le processus du refroidissement. Le passage d'un Blunt body réel avec une forte conductivité thermique est évalué dans la troisième partie.

4.2 Cas test expérimental (C.Falcoz [02])

La partie numérique de notre recherche repose sur une étude paramétrique du refroidissement couplé d'un bord d'attaque de forme semi-elliptique, pour laquelle les données expérimentales sont fournies par Céline Falcoz [02] de Laboratoire de Thermique appliquée et de TurboMachines (LTT), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL).

L'étude expérimentale a été exécutée sur un bord d'attaque de forme semi elliptique conçu selon la courbe de Cassini [95] afin d'éviter la séparation de la couche limite. Pour des raisons expérimentales, ce Blunt body a été fabriquée en plexiglas du fait de sa faible conductivité thermique qui semble dans les calculs thermiques au cas adiabatique, les calculs ont été aussi faits pour des conditions réelles. Dans le but de caractériser le champ

d'écoulement à l'intérieur du canal et d'assurer l'équilibre aérodynamique du corps étudié, 17 prises de pressions ont été appliquées sur chaque côté du bord d'attaque pour vérifier la symétrie entre les deux côtés : droit et gauche par rapport à la ligne de stagnation. Les mesures aérodynamiques du profil de vitesse autour du modèle étudié confirment une très bonne symétrie entre les deux côtés

Les mesures de transfert de chaleur sur la paroi externe ont été réalisées avec la technique transitoire des cristaux liquides afin de visualiser et vérifier l'équilibre thermique avant l'injection de l'air frais.

L'ensemble des instrumentations expérimentales est présenté dans la figure 4.1 et figure 4.2. Après la vérification aérothermodynamique, le bord d'attaque est mené de quatre rangées d'orifices de refroidissement orientées d'un angle 90° dans le sens de l'écoulement et de 45° dans le sens d'envergure comme indiqué précédemment dans le chapitre 3 (figure 3.13). Les rangées sont positionnées en symétrie par rapport à la ligne de stagnation. La première rangée et la quatrième sont situées à $\pm 22.5^\circ$ tandis que la deuxième et la troisième sont orientées à $\pm 7.5^\circ$. L'écoulement du fluide refroidissant à travers les trous d'injections, provient d'une boîte d'alimentation appelée « plenum ».

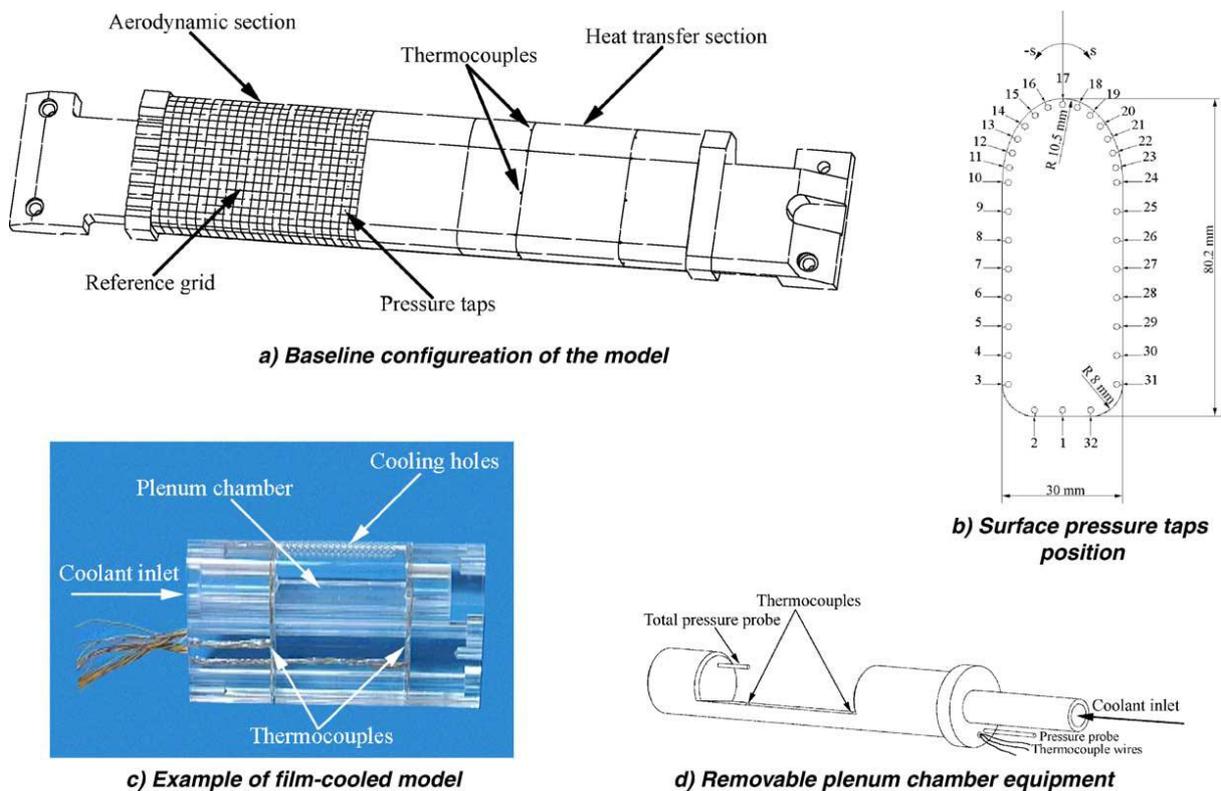


Figure 4.1 : Ensemble des instrumentations expérimentales, Folcoz et al [94]

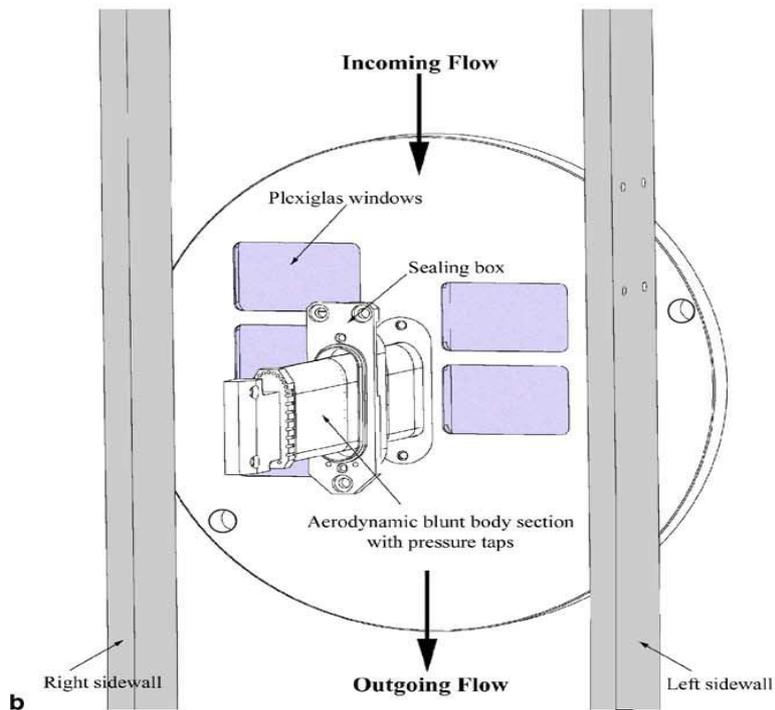
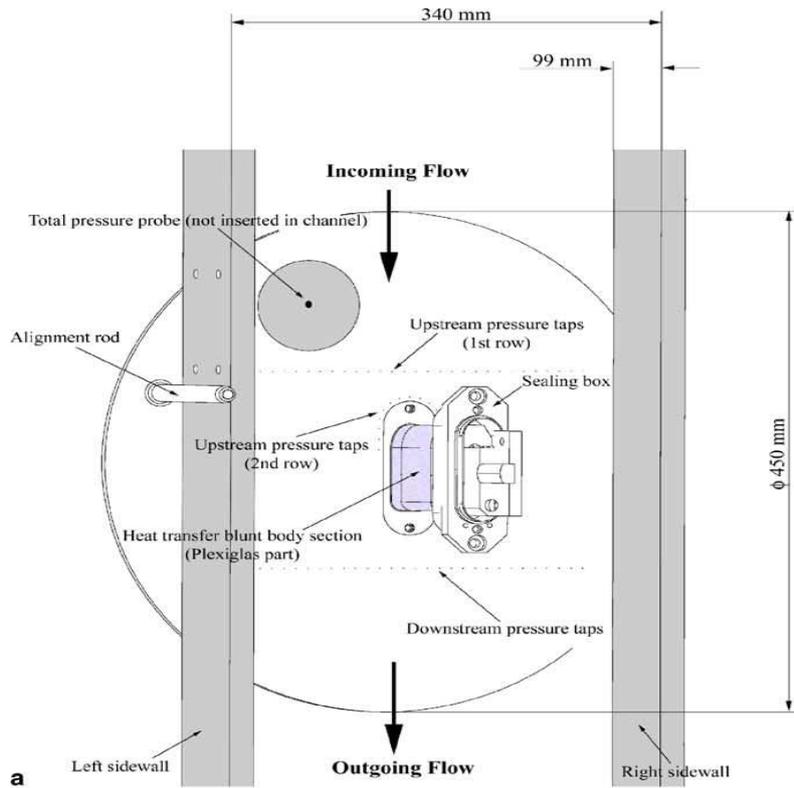


Figure 4.2 : Appareillage de la section d'essais, Folcoz et al [94]

4.3 Etude paramétrique

Les résultats des calculs exécutés pour simuler une configuration de refroidissement couplée interne et externe. L'écoulement de l'air refroidissant est injecté dans une boîte d'alimentation dite « plenum » passe à travers les trous et débouche dans le passage inter-aube.

4.4 Validation du code de calcul

Les distributions latérales de la vitesse autour du Blunt body sont décrites dans la figure 4.3. L'écoulement montre une bonne périodicité sur la périphérie de la section du Blunt body pour les différents régimes de l'écoulement.

Au niveau du point de stagnation la vitesse est nulle, commence à augmenter au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la ligne de stagnation. La valeur maximale est atteinte à la fin de la zone fortement courbée. La figure 4.4 des contours des vitesses, témoigne d'une parfaite symétrie de part et d'autre du corps étudié pour les différents nombres de Mach.

Les figures 4.5a présente les allures de coefficient d'échange de chaleur par convection sans trous d'injection pour les différents nombre de Reynolds, ce coefficient atteint sa valeur maximale au point de stagnation, et diminue continuellement qu'on s'éloigne de cette zone où la couche limite laminaire commence à croître, et diminue abruptement dans la zone fortement accélérée jusqu'au début de la transition de la couche limite. Puis un deuxième pic à une deuxième valeur située à $S/D=2.5$ correspond à l'accomplissement de la transition. Puis une autre chute au loin dans la région entièrement turbulente de la couche limite. Et finalement une augmentation à proximité de la zone de sillage. La figure 4.5b qui sert à la validation de cette allure confirme ainsi les constatations trouvées.

4.4.1 Influence du taux d'injection

La distribution de la température latérale moyenne est représentée sur la Figure 4.6 pour le côté droit et sur la Figure 4.7 pour le côté gauche. En plus de la bonne symétrie marquée sur les deux côtés, l'injection de l'air frais est bien caractérisée par les deux pics négatifs qui marquent aussi une transition dans la couche limite thermique. Au delà de la dernière rangée la température augmente continuellement marquant ainsi l'atténuation de l'effet du mécanisme de refroidissement par film.

La figure 4.8 des contours de la température pour les différents taux d'injections montre que l'efficacité de refroidissement près du bord d'attaque augmente avec

l'augmentation du taux d'injection jusqu'à une valeur optimale (dans notre étude $G=0.6$). Au-delà de cette valeur, la pénétration du jet refroidissant est tellement intense qu'il se détache de la paroi solide et perd de son efficacité. Ce phénomène est connu dans la littérature spécialisée sous le nom de *'lift off'*. Par contre dans la zone assez éloignée du bord d'attaque le taux d'injection le plus élevé produit la température la plus basse en conformité avec la quantité importante de fluide froid éjectée.

Les allures de l'efficacité de refroidissement par film sont quant à eux représentées sur les figures 4.9 et 4.10 pour les côtés droit et gauche respectivement. Ces figures montrent la comparaison de l'effet des différents taux d'injections sur l'efficacité de refroidissement par film. On remarque que le refroidissement s'améliore au fur et à mesure qu'on augmente le taux d'injection et atteint ses valeurs optimales au voisinage de $G=0.6$ qui produit un meilleur refroidissement externe. Ceci explique par le fait que les faibles taux d'injections permettent aux jets refroidissant d'être aplatis à la paroi solide, ce qui contribue à une protection de celle-ci. Tandis qu'à des taux d'injections élevés, les jets pénètrent plus profondément dans l'écoulement principal, en laissant la surface de l'aube non protégée contre la haute température de l'écoulement principal. C'est pourquoi les taux d'injections élevées ne produisent pas une bonne efficacité de refroidissement.

La figure 4.11 des contours de l'efficacité de refroidissement valide les remarques précédentes et confirme que le meilleur recouvrement de la surface externe est celui de $G=0.6$. Il est aussi clair que le fluide refroidissant qui est injecté de la première rangée des trous par rapport à la ligne de stagnation se propage entre les orifices de refroidissement de la deuxième rangée, ce qui permet d'améliorer et d'élargir la zone de refroidissement.

Pour étudier l'influence du taux d'injection sur la température du solide, les trois mécanismes de refroidissement ont été inclus. Les calculs exécutés sur les quatre rangées montrent que l'efficacité de refroidissement globale augmente avec l'augmentation du taux d'injection. Ce calcul a été validé par le calcul expérimental de Céline Falcoz [02] figure 4.12.

4.4.2 Influence du nombre de Mach

Pour mettre en évidence l'influence du régime d'écoulement et l'effet du nombre de Mach sur le refroidissement, une étude à bas nombre de Mach (0.14) a été conduite.

La figure 4.13 et la figure 4.14 montrent une comparaison entre les contours de température pour $Ma= 0.14$ et 0.36 respectivement. On constate que le niveau de température externe le plus bas est celui qui correspond au nombre de Mach le plus élevé.

Sur les figures 4.15 et 4.16 de l'efficacité de refroidissement par film associées, on remarque que l'augmentation du nombre de Mach améliore le refroidissement de la surface externe du Blunt body.

La Figure 4.17 qui représente l'efficacité globale en fonction du taux d'injection et du nombre de Mach. Les courbes confirment l'amélioration du refroidissement proportionnellement au taux d'injection et montrent aussi que les conditions les plus favorables sont celles liées au nombre de Mach le plus élevé.

4.4.3 Influence de la conductivité thermique

Dans l'étude menée précédemment, le matériau du corps semi-elliptique est le Plexiglas. La faible conductivité thermique de ce matériau a une grande influence sur les résultats obtenus aussi bien en expérimentale qu'en numérique. Les parois sont dans ce cas presque adiabatiques et du point de vue physique seule le refroidissement par film est dominant. En conditions réelles d'utilisation, le matériau des aubes de turbines à gaz est de l'acier à forte conductivité thermique. Le refroidissement interne et à l'intérieur des tubes d'injection prennent plus d'importance dans le refroidissement globale.

En vue d'illustrer l'effet de la conductivité thermique de l'aube sur le processus de refroidissement, la même étude précédente a été répétée avec un matériel qui a une conductivité thermique plus importante que celle du plexiglas. Le nombre de Mach est maintenu à 0.36 alors que les cinq taux des injections ont été étudiés.

Le tableau suivant donne les propriétés thermo-physique du l'acier.

Tableau 4.1 : Propriétés du l'acier

Acier	
<i>Conductivité Thermique</i>	20W/(m·K)
<i>Masse volumique</i>	7854 kg/m ³
<i>Masse Molaire</i>	55.85 kg/kmole
<i>Chaleur Spécifique</i>	434 J/(kg·K)

Les contours de la température associée sont présentés sur la figure 4.18 qui illustrent la distribution de la température sur la surface externe du corps semi- elliptique. Ces contours témoignent d'une grande similitude avec les résultats obtenus pour le Plexiglas. Sauf qu'il y aura une diminution de la température sur la paroi externe du Blunt body. Il est aussi à noter que le cas du l'acier produit un niveau d'échange thermique plus important que celui

enregistré pour le cas du Plexiglas. Et ceci est essentiellement dû à la forte conductivité de l'acier.

La figure 4.19 présente le calcul de l'efficacité de refroidissement globale pour les deux matériaux différents et deux taux d'injection $G=0.4$ et $G=1.4$. L'analyse de cette figure nous a permis de tirer les constatations suivantes :

- le refroidissement interne par convection qui inclut l'effet de refroidissement dans le plenum, et les trous d'injections dépend essentiellement du taux d'injection.
- Dans les différents cas étudiés, la plus grande quantité de flux de chaleur est absorbée par le mécanisme de refroidissement interne dans le plenum.
- Au niveau de la chambre froide (plenum), on remarque que l'augmentation du taux d'injection pour les deux matériaux engendre une amélioration de l'efficacité du refroidissement globale. Ce qui met en évidence la nécessité du développement du refroidissement interne dans l'aubage des turbines.
- Il est à noter que le cas de l'acier montre un niveau d'échange thermique plus important que celui enregistré pour le cas du Plexiglas. Ceci se traduit par une efficacité globale plus importante pour le cas du Plexiglas.

L'allure présentée sur la figure 4.20, montre que l'efficacité globale de refroidissement augmente progressivement avec le taux d'injection et elle est inversement proportionnelle avec la conductivité thermique de l'aubage. A cet effet, On peut conclure que le film externe de refroidissement et le jet refroidissant qui passe à travers le plenum représentent la combinaison la plus efficace pour réduire la température moyenne du Blunt body.

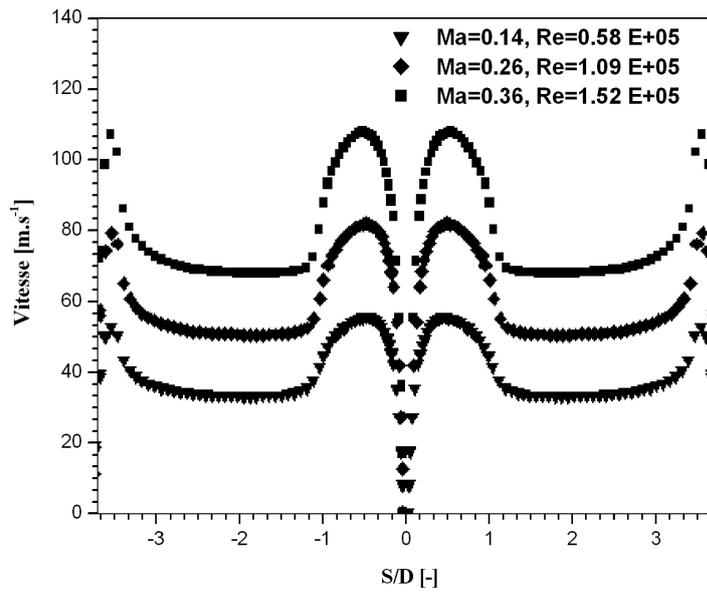


Figure 4.3 : Distributions latérales de la vitesse autour du Blunt body en plexiglas sans trous d'injections

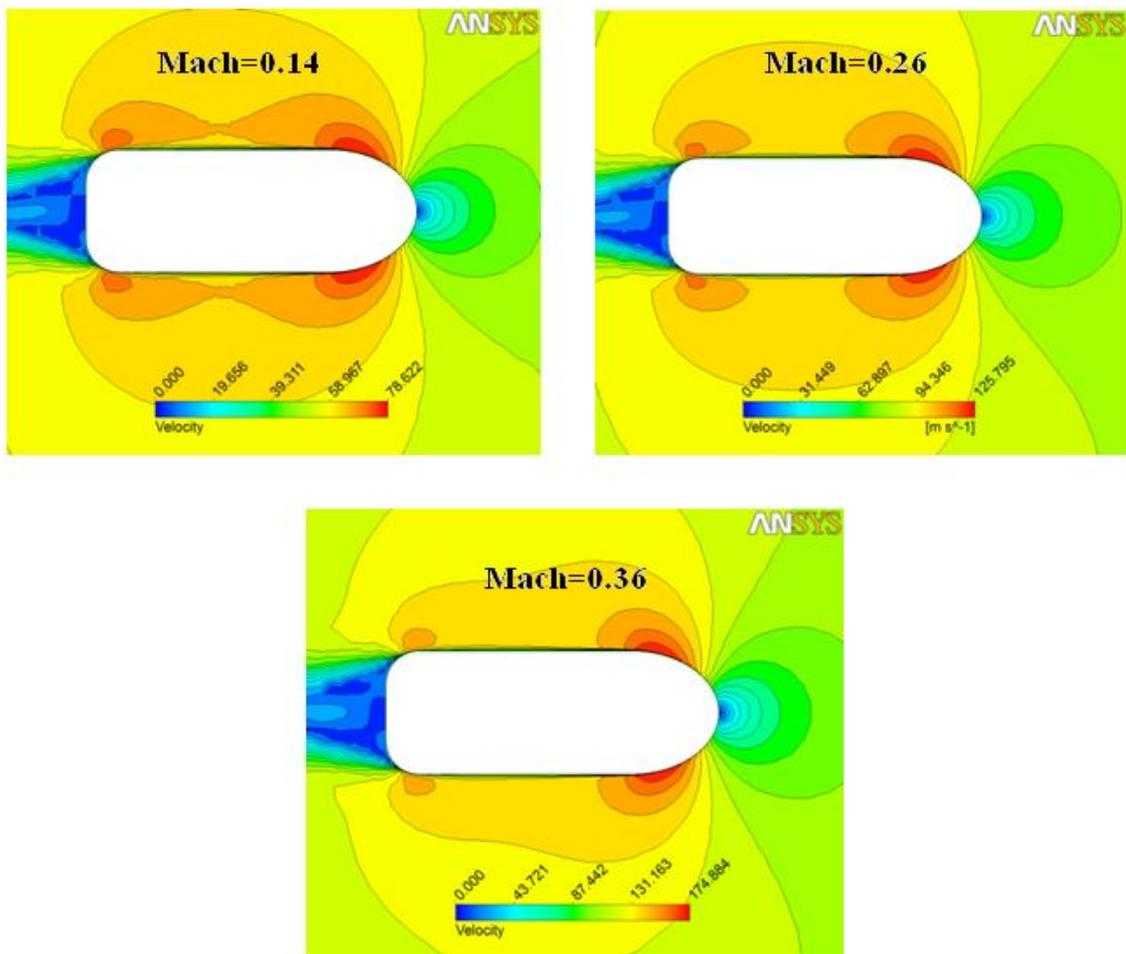
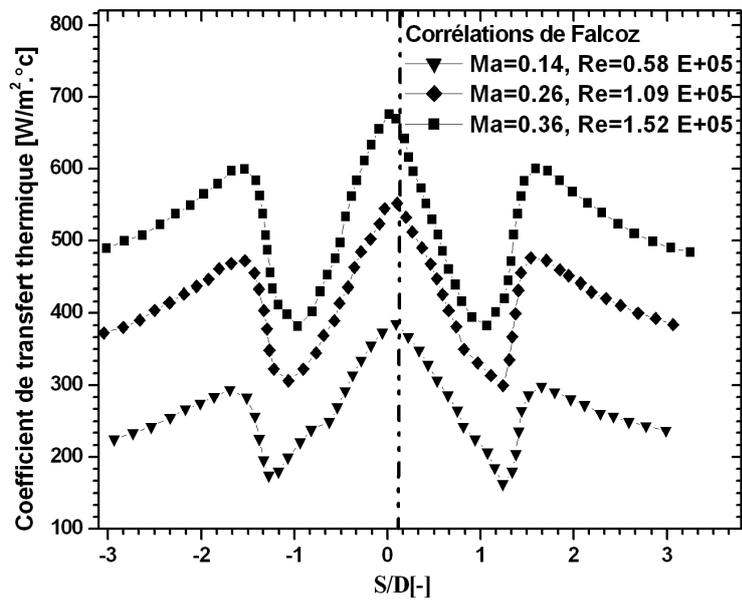
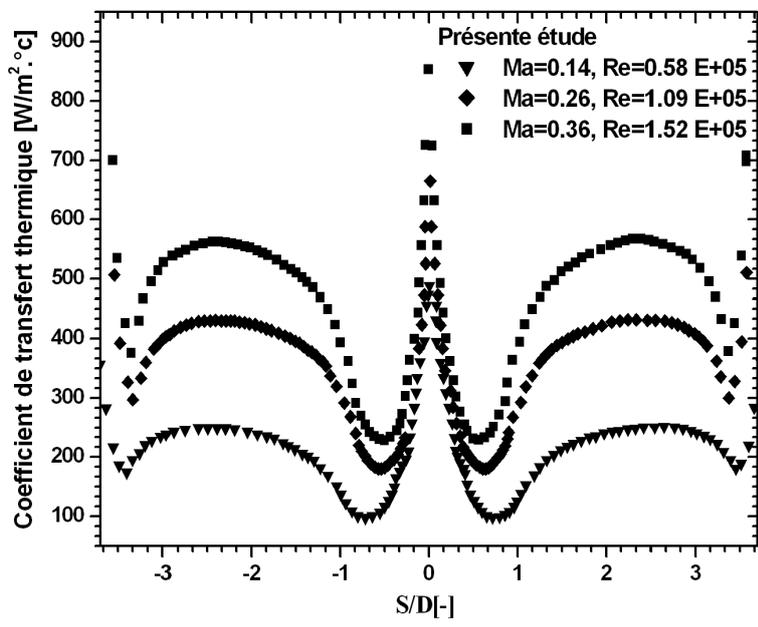


Figure 4.4 : Contours des vitesses autour du Blunt body sans trous d'injections pour les différents nombres de Mach.



(a)



(b)

Figure 4.5 : Coefficient de transfert de chaleur sur la surface externe du Blunt body sans trous d'injections, (a) : Corrélations de Falcoz
(b) : Etude numérique

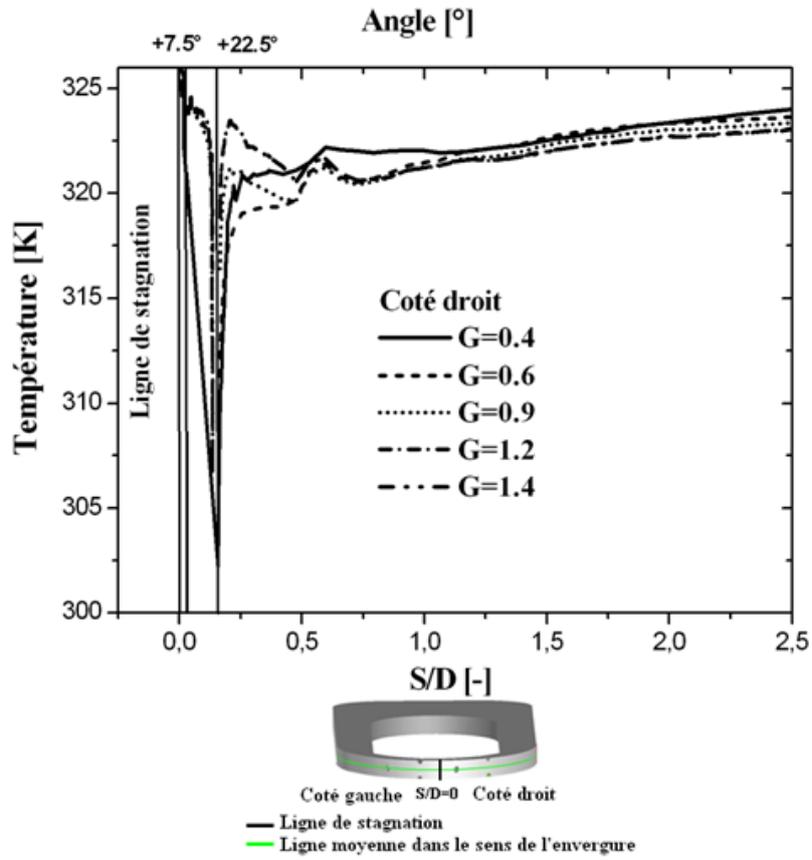


Figure 4.6 : Distributions latérales de la température sur le côté droit du Blunt body

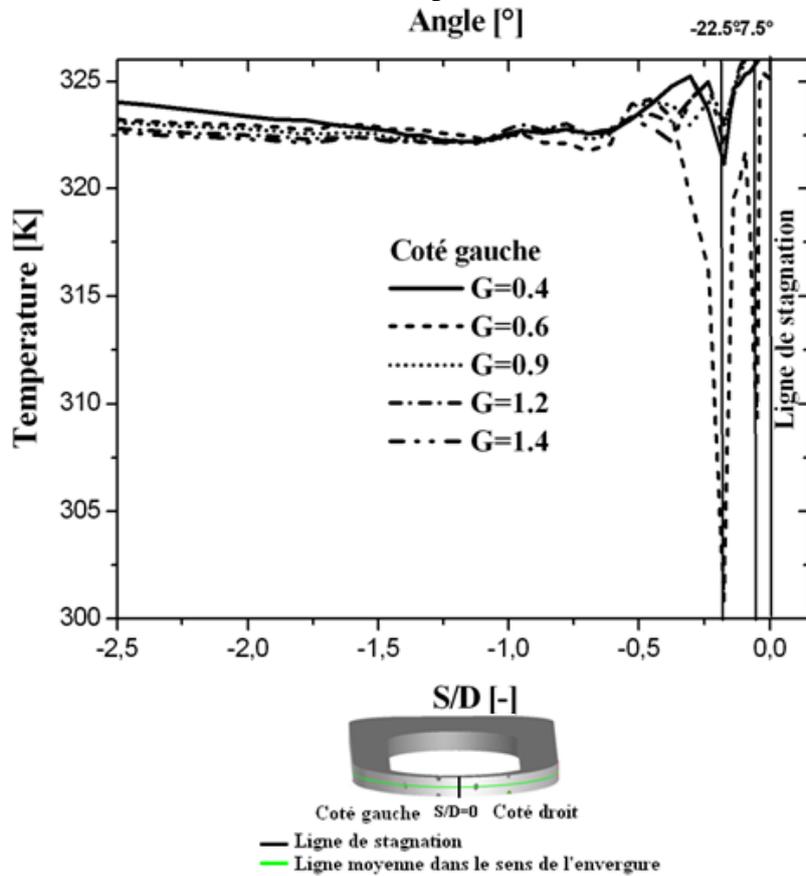


Figure 4.7 : Distributions latérales de la température sur le côté gauche du Blunt body

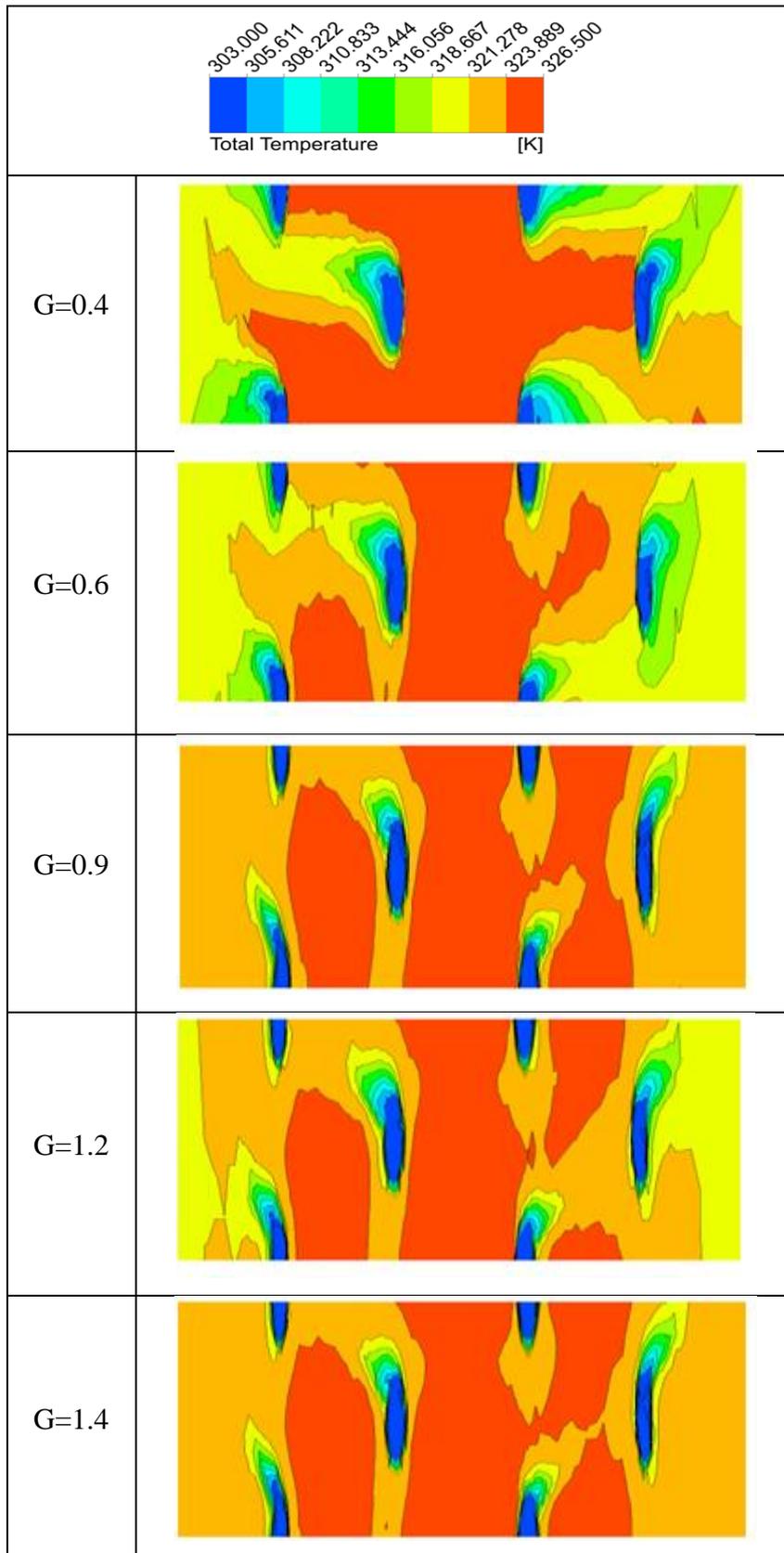


Figure 4.8 : Contours de la température sur le bord d'attaque pour les différents taux des injections (cas du plexiglas, $Ma=0.36$)

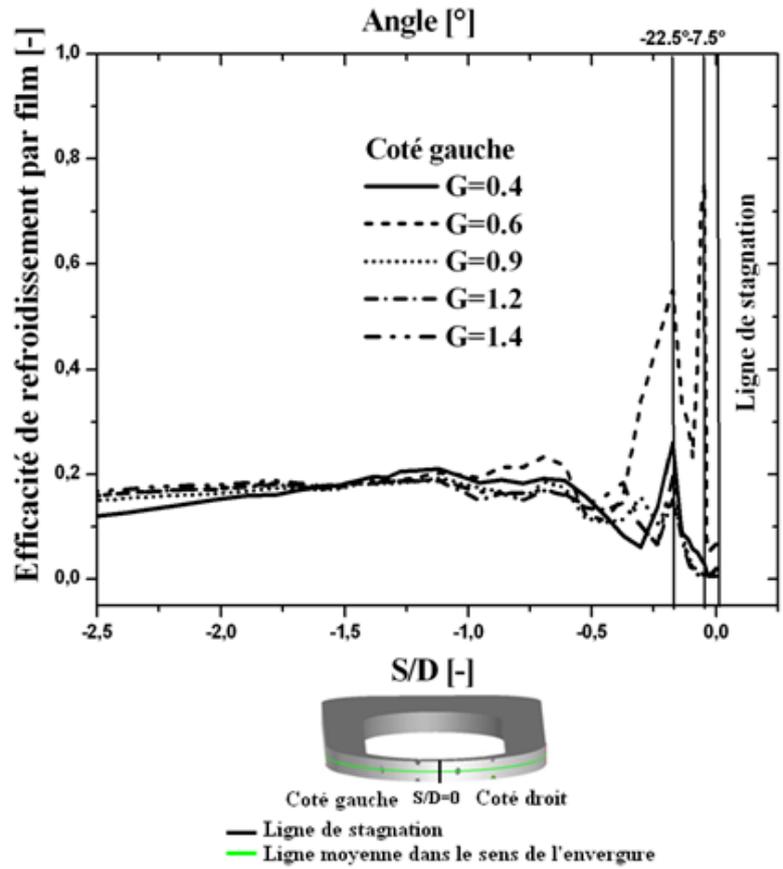


Figure 4.9 : Efficacité du refroidissement par film sur le côté droit du Blunt body

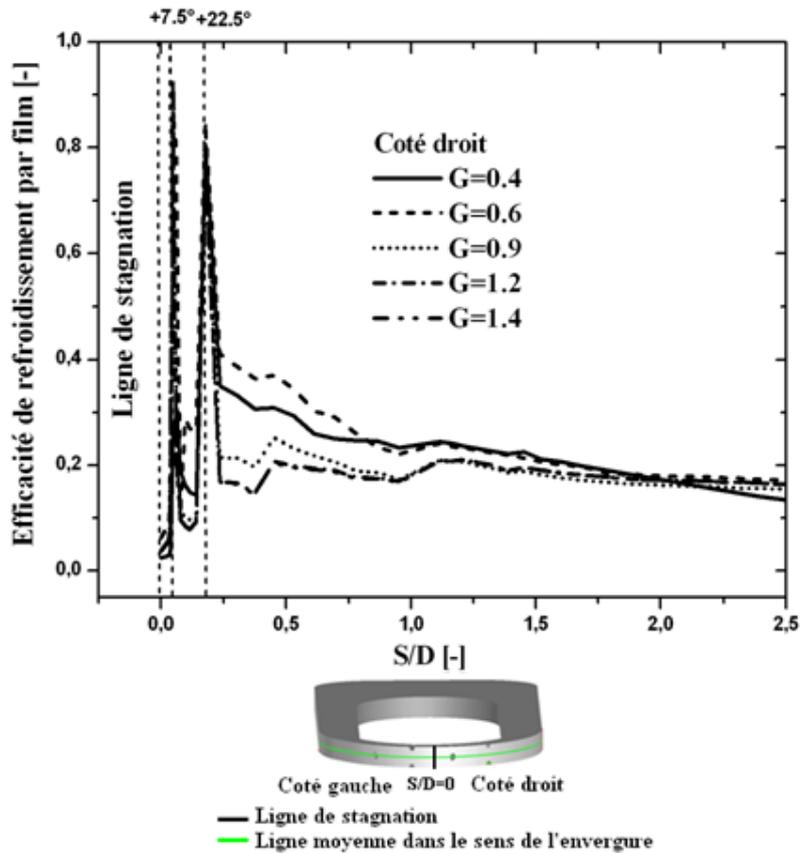


Figure 4.10 : Efficacité du refroidissement par film sur le côté gauche du Blunt body

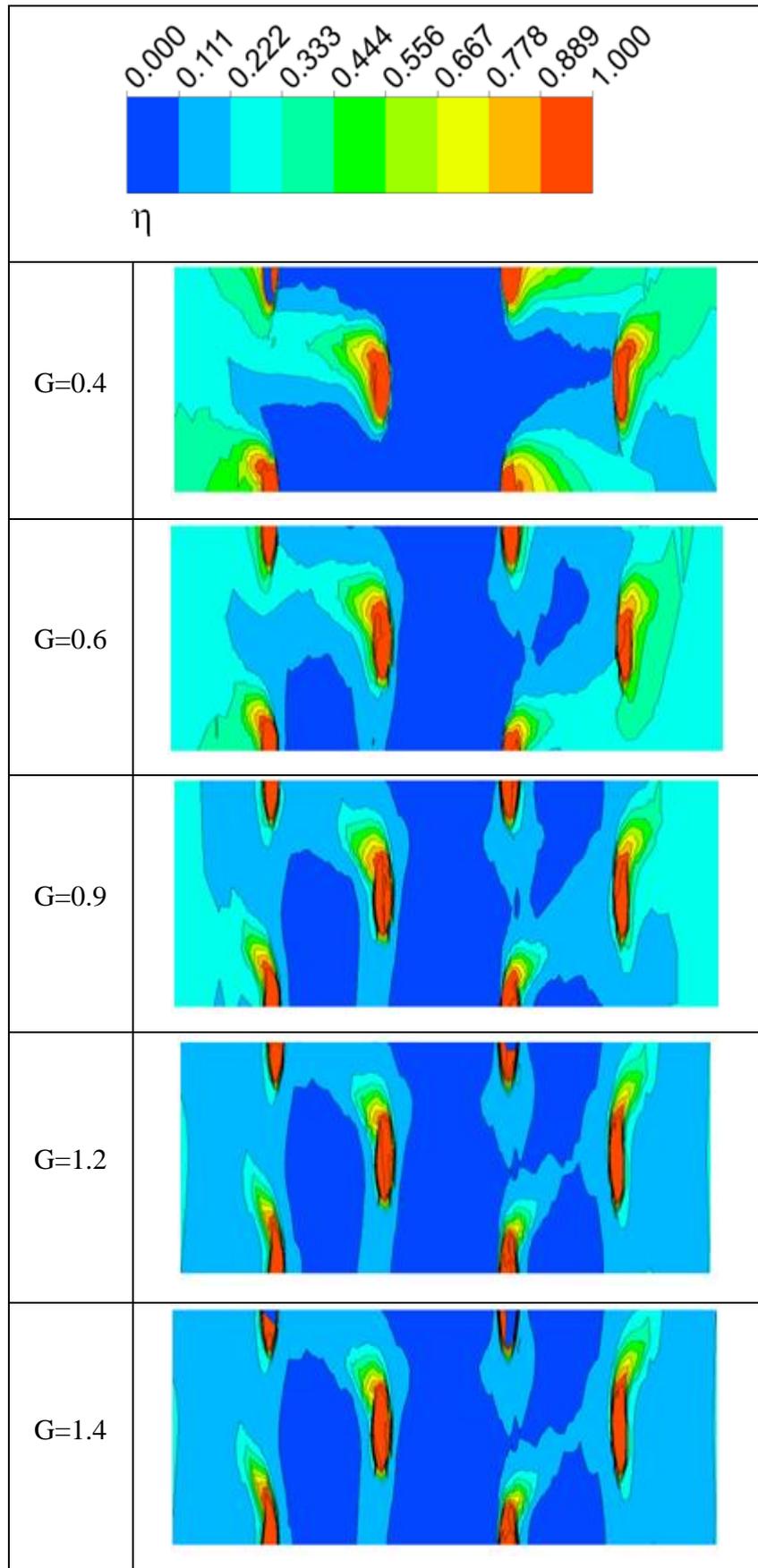


Figure 4.11 : Contours de l'efficacité de refroidissement sur le bord d'attaque pour les différents taux des injections (cas du plexiglas, $Ma=0.36$)

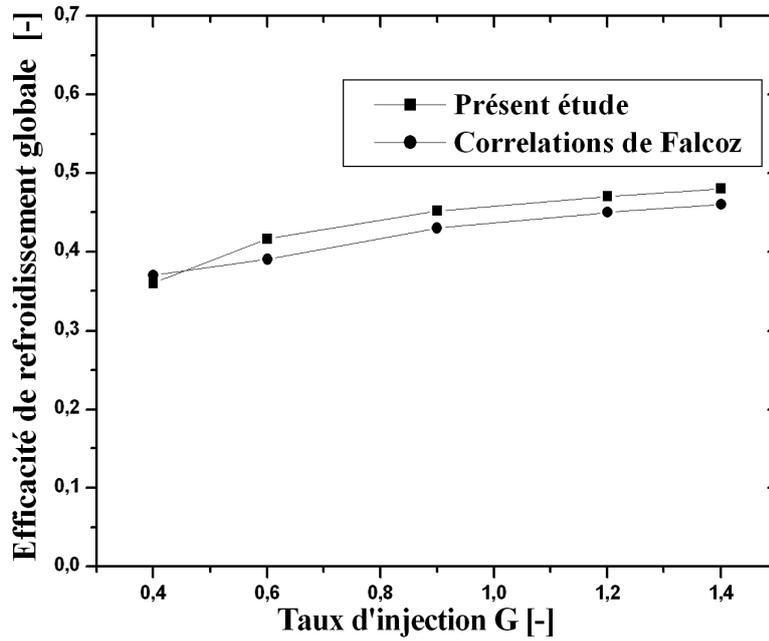


Figure 4.12: Efficacité globale de refroidissement du Blunt body

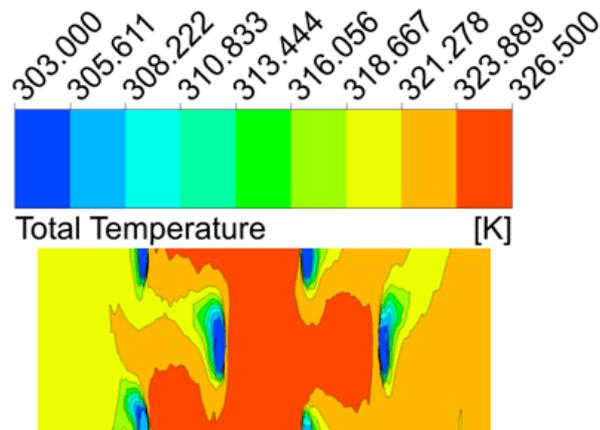


Figure 4. 13 : Contours de la température sur le bord d'attaque (plexiglas M=0.14, G=0.6)

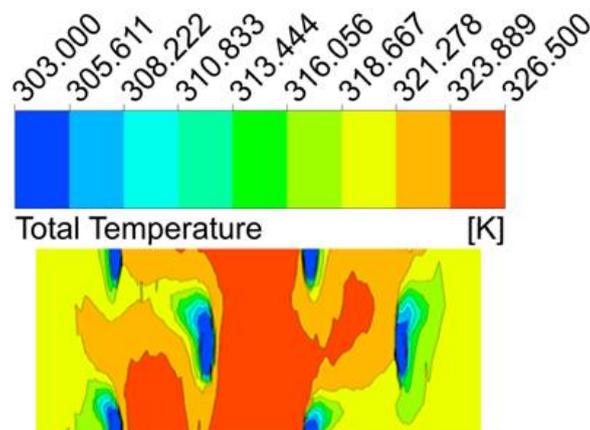


Figure 4. 14 : Contours de la température sur le bord d'attaque (plexiglas M=0.36, G=0.6)

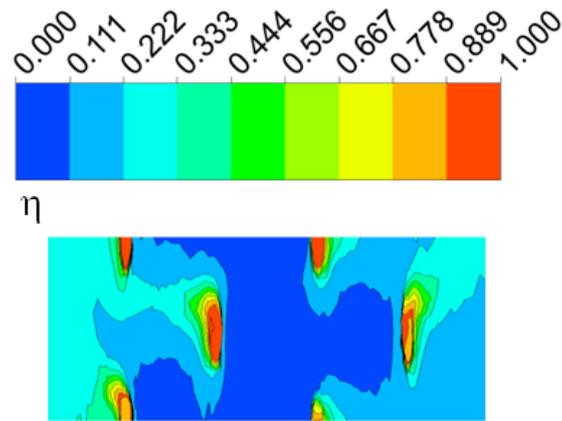


Figure 4. 15 : Contours de l'efficacité de refroidissement par film sur le bord d'attaque
(plexiglas $M=0.14$, $G=0.6$)

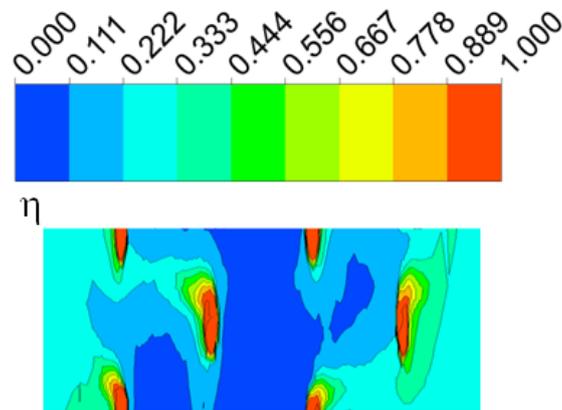


Figure 4. 16 : Contours de l'efficacité de refroidissement par film sur le bord d'attaque
(plexiglas $M=0.36$, $G=0.6$)

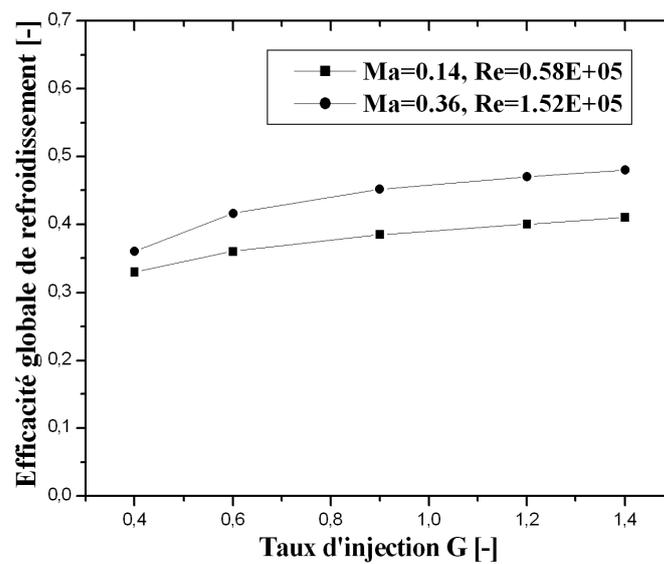


Figure 4. 17: Efficacité de refroidissement globale pour Mach variable.

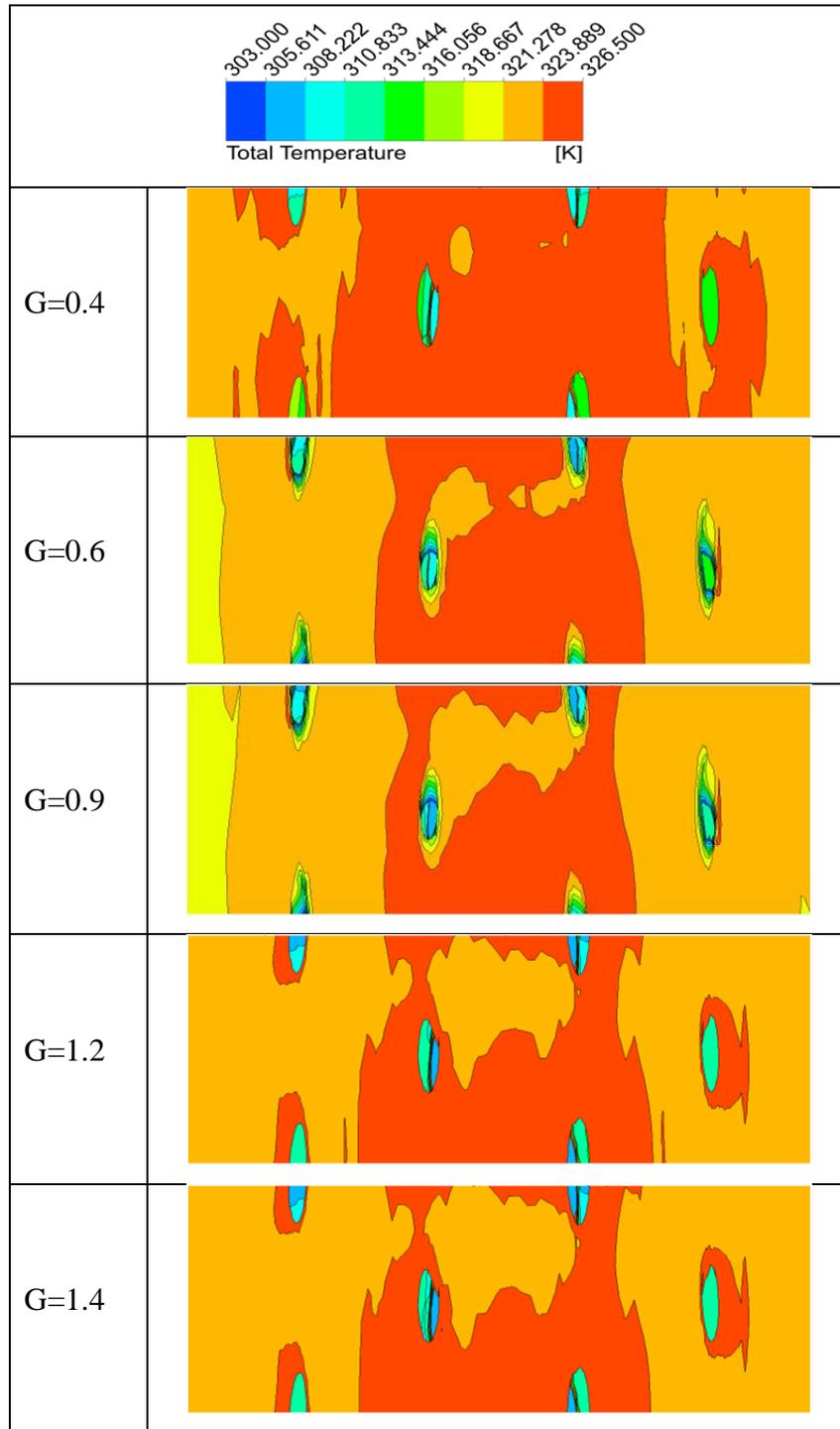


Figure 4.18 : Contours de la température sur le bord d'attaque pour les différents taux des injections (cas du l'acier, $Ma=0.36$)

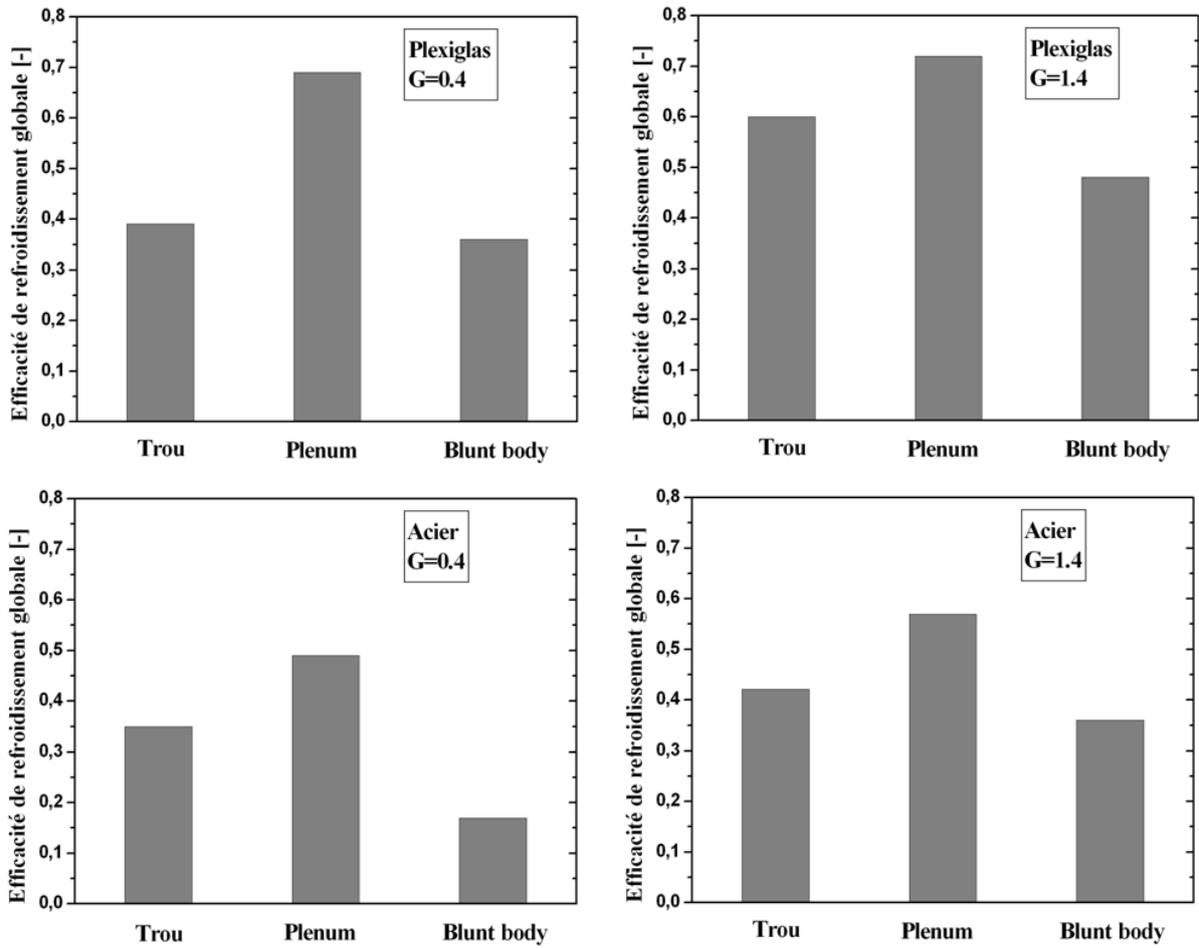


Figure 4.19 : Efficacité de refroidissement globale pour matériaux différents et deux taux d'injections

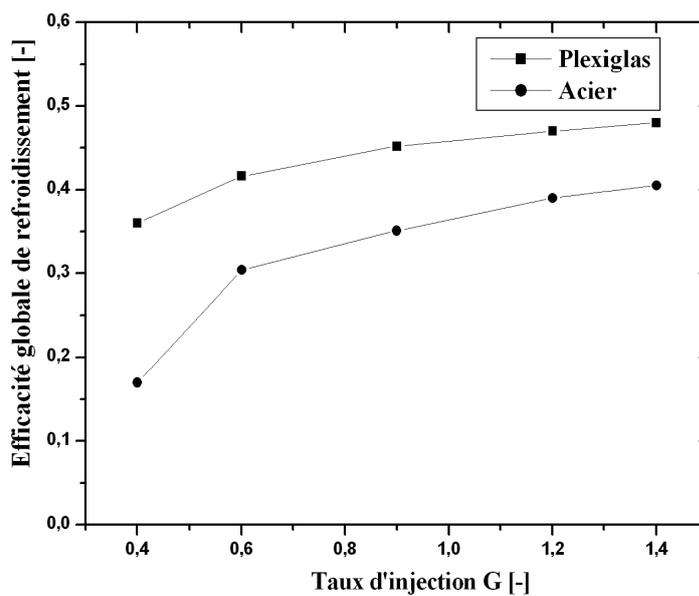


Figure 4.20 : Efficacité globale de refroidissement sur des matériaux différents.

Conclusion

L'objet principal de ce chapitre est consacré à une investigation numérique basée sur un bord d'attaque semi-elliptique. Pour cela, afin de valider les résultats de simulation numérique obtenus, une vérification de l'équilibre aérodynamique a été faite sur un Blunt body non refroidis en calculant la distribution de la vitesse et le coefficient d'échange par convection à son pourtour. Notons que, une excellente symétrie aérodynamique a été constatée de part et d'autre du bord d'attaque. La comparaison des allures de coefficient d'échange par convection avec les mesures expérimentales confirme ainsi nos prédictions numériques et permet par suite de simuler d'autres cas.

L'analyse du mécanisme de refroidissement interne et externe a été axée autour de trois parties essentielles présentées comme suivantes :

- l'influence du taux d'injection sur le refroidissement du Blunt body : Différents taux d'injection ont été étudiés à savoir : $G=0.4, 0.6, 0.9, 1.2$ et 1.4 . Les valeurs obtenues pour l'efficacité de refroidissement globale ont été comparées avec succès aux valeurs expérimentales de Falcoz [02].
- l'influence du nombre de Mach sur l'amélioration du refroidissement couplé ;
- contribution à l'étude de l'effet de variation de la conductivité thermique du Blunt body. En considérant un cas réel, la où la conductivité thermique de l'aube est assez forte.

Les résultats de simulation numérique obtenus montrent que:

- les performances du refroidissement par film diminuent lorsque le taux d'injection est augmenté de $G=0.9$ à $G=1.4$, car, les jets de refroidissement ont tendance à décoller de la surface du bord d'attaque aux taux d'injection élevés. Au taux d'injection moyen ($G=0.6$) l'efficacité du refroidissement par film renseigne sur un refroidissement externe optimal.
- l'efficacité globale de refroidissement augmente proportionnellement avec l'augmentation du taux d'injection et le nombre de Mach, et diminue avec l'accroissement de la conductivité thermique.
- les meilleures performances de refroidissement sont obtenues pour des taux d'injection élevés.

- la contribution du refroidissement par convection à travers les trous d'injections est nettement inférieure à la contribution du refroidissement interne dans la boîte d'alimentation « plenum ».

Conclusions et Perspectives

Conclusions et perspectives

Les composants de la turbine d'une turbine à gaz nécessitent d'être efficacement refroidis afin de résister aux sollicitations thermiques générées par l'écoulement chaud des gaz de combustion. Le bord d'attaque d'une aube de turbine est la partie soumise aux températures les plus élevées et est donc une des régions les plus critiques à refroidir. Cette région est généralement refroidie par des systèmes de refroidissement communément appelés configurations de refroidissement « showerhead » et qui consistent à libérer de l'air de refroidissement à la surface du bord d'attaque par des rangées de trous. Cela génère un refroidissement par convection à l'intérieur des trous et produit un film d'air de refroidissement sur la surface du bord d'attaque, ce procédé appelé refroidissement par film.

Dans cette thèse, une étude paramétrique de refroidissement couplée interne et externe d'un bord d'attaque de forme elliptique a été effectuée. L'objet principal de cette étude est de donner une meilleure compréhension de ce phénomène couplé en reflétant avec plus de précision la structure de l'écoulement et du champ thermique autour du bord d'attaque et de se rapprocher le mieux des conditions réelles d'utilisation des turbines à gaz.

Au cours de cette étude, Une simulation numérique utilisant la méthode RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*) et le modèle de turbulence SST a permis de comprendre l'essentiel des mécanismes intervenants dans ce type de processus aérothermique. la simulation numérique nous a permis d'étudier dans le détail les phénomènes d'interaction entre écoulement principal et jets de refroidissement. A cet effet, les équations de bilan des écoulements tridimensionnels, compressibles et turbulents sont intégrées sur des maillages tétraédriques non structurés. La complexité de la configuration géométrique a été maîtrisée par l'adoption de deux domaines de calcul, un domaine fluide et un domaine solide afin de tenir compte l'effet de la conductivité thermique du l'aubage. La jonction entre ces deux grilles est assurée par des interfaces solides fluides. Cette technique est parfaitement adaptée aux domaines de calcul pour reproduire correctement la physique du problème considéré.

Afin de vérifier l'exactitude de la procédure numérique de calcul, nous avons reproduit numériquement le cas testé expérimentalement sans trous injection et nous avons calculé la distribution du coefficient d'échange thermique sur la surface externe. Une bonne concordance a été trouvée entre les deux approches. Dans le même contexte une autre comparaison de l'efficacité globale du refroidissement a été effectuée sur le blunt body en présence des trous d'injections. Encore une fois, la comparaison témoigne d'une très bonne confrontation des allures d'efficacité. Suite à ces validations, l'influence des autres paramètres sur l'efficacité du refroidissement ont été étudiés, à savoir : le taux d'injection, le nombre de Mach et la conductivité thermique du matériau.

Les principales conclusions tirées de cette thèse sont :

- Le modèle de turbulence \square SST- $K\omega$ choisi pour cette étude a reproduit fidèlement le champ aérothermodynamique du mécanisme de refroidissement ce qui nous a servi par suite à la prédiction des autres paramètres tels que : la distribution de la température sur la surface externe et l'efficacité du refroidissement par film sur le bord d'attaque ;
- Pour le cas du Plexiglas, les constatations sont similaires à ceux trouvés précédemment par les études concernant le refroidissement par film comme processus isolé. A savoir, l'efficacité de refroidissement augmente proportionnellement avec l'augmentation du taux d'injection. Une valeur optimale marque la limite après laquelle l'augmentation du taux d'injection se traduit par une diminution de l'efficacité de refroidissement du fait du décollement du jet refroidissant de la couche limite. ce phénomène est largement décrit en littérature et connu sous le nom Lift-off. Pour le cas étudié cette valeur optimale est au environ de $G=0.6$;
- L'augmentation de l'efficacité globale est proportionnelle avec l'augmentation du taux d'injection pour cas du plexiglas et du l'acier ;
- D'autre part l'augmentation du nombre de Mach améliore le transfert de chaleur et de ce fait influe progressivement sur l'efficacité globale du refroidissement.

Les performances du refroidissement ont été aussi testées sur un bord d'attaque qui a une conductivité thermique différente, il a été constaté que :

- Le film externe refroidissant et le refroidissement en aval des trous représentent la combinaison la plus efficace pour réduire la température du solide ;

- Le passage à un matériau à grande conductivité thermique fait apparaître l'importance du transfert de chaleur dans la boîte d'alimentation et à l'intérieur des trous d'injection. Par conséquent l'influence du taux d'injection sur l'efficacité globale perd de son importance par rapport au cas à Plexiglas. Donc La plus grande efficacité de refroidissement est celle qui correspond au matériel à faible conductivité thermique.

Perspectives

Plusieurs propositions complémentaires peuvent être reproduites numériquement, notamment, la géométrie de sortie des trous qui joue un rôle significatif sur l'augmentation de transfert thermique, autrement dit, la forme conique étudiée dans l'investigation expérimentale de Céline Falcoz a permis d'améliorer l'efficacité globale du refroidissement.

On peut, également étudier :

- L'influence de l'intensité de la turbulence de l'écoulement principale ainsi que les conditions de l'air frais (rapport de densité) sur les performances du refroidissement ;
- Des modifications peuvent être portées sur le Blunt body telle que la variation de l'espacement entre les trous et l'angle d'injection ;
- Caractériser le niveau de turbulence au bord d'attaque de la section d'essai, et comparer les résultats de ligne de stagnation aux corrélations disponibles dans la littérature ;
- Modifié la forme du trou d'injection en utilisant la forme évasée (shaped hole) en deux orientations afin d'étudier son effet sur la distribution latérale du film refroidissant ;
- Introduire l'effet de la compressibilité et aussi la rotation.

Annexe

1. Détail de la modélisation statistique de Reynolds

Dans cette section, on s'intéresse principalement aux modèles dits statistiques pour la simulation de la turbulence. Il apparaît donc nécessaire de définir les outils mathématiques qui vont permettre à partir des équations instantanées du mouvement d'obtenir des équations moyennées (en un sens que nous allons définir).

2. Moyenne d'ensemble

On va réaliser N expériences indépendantes portant sur le même écoulement. A chaque expérience, on va enregistrer la valeur de la quantité qui nous intéresse à la même position et au même temps soit $f^{(i)}(\vec{x}, t)$. La moyenne d'ensemble de la quantité f en (\vec{x}, t) sera donnée par :

$$\overline{f(\vec{x}, t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^{(i)}(\vec{x}, t) \quad (\text{A.1})$$

Cette moyenne est aussi appelée moyenne de Reynolds. Cet opérateur de moyenne vérifie les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{f + g} &= \bar{f} + \bar{g} \\ \overline{\alpha f} &= \alpha \bar{f} \text{ avec } \alpha = \text{const} \\ \overline{\bar{f}} &= \bar{f} \\ \overline{\bar{f}g} &= \bar{f}\bar{g} \\ \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \\ \overline{\frac{\partial f}{\partial t}} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

A partir de cet opérateur de moyenne, on définit la décomposition de Reynolds d'une quantité quelconque de l'écoulement $f(\vec{x}, t)$ en deux parties distinctes :

$$f = \bar{f} + f' \quad (\text{A.3})$$

\bar{f} : Moyenne d'ensemble

f' : Partie fluctuante.

De part la définition de l'opérateur de moyenne on a $\overline{f'} = 0$

3. Equations moyennées

Lorsqu'on s'intéresse à des écoulements réalistes, une alternative consiste à ne s'intéresser qu'aux quantités moyennes et donc à obtenir le système d'équations vérifiées par ces quantités. Pour ce faire, on applique l'opérateur de moyenne d'ensemble sur les équations instantanées en pratiquant la décomposition de Reynolds sur les inconnues du problème. Les nouvelles équations obtenues sont dites équations moyennées. Dans la littérature anglo-saxonne on utilise l'acronyme RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)

3.2. Rappel des équations instantanées

On s'intéresse essentiellement aux écoulements incompressibles. Les équations vérifiées sont donc l'équation de continuité

$$\frac{\partial(u_i)}{\partial x_i} = 0; \quad (\text{A.4})$$

et les trois équations de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{A.5})$$

Ici les u_i sont les composantes de la vitesse, p la pression, ρ la densité constante et ν la viscosité cinématique.

3.3 Les équations du mouvement moyen

On notera :

$$\begin{aligned} u_i(\vec{x}, t) &= U_i(\vec{x}, t) + u'_i(\vec{x}, t) \\ P(\vec{x}, t) &= P(\vec{x}, t) + p'(\vec{x}, t) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

En introduisant la décomposition de Reynolds dans l'équation de continuité et en prenant la moyenne d'ensemble on obtient pour le champ moyen :

$$\frac{\partial(U_i)}{\partial x_i} = 0; \quad (\text{A.7})$$

Par soustraction de cette équation à l'équation de continuité du mouvement instantané, on obtient pour les fluctuations de vitesse :

$$\frac{\partial(u'_i)}{\partial x_i} = 0; \quad (\text{A.8})$$

On remarque donc que les quantités moyennes et fluctuantes vérifient toutes les deux l'équation de continuité.

Les trois composantes de la vitesse moyenne sont données par :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial(u'_i)}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{A.9})$$

La condition d'incompressibilité sur les fluctuations implique que

$$\overline{u'_j \frac{\partial(u'_i)}{\partial x_j}} = \frac{\partial \overline{(u'_i u'_j)}}{\partial x_j}$$

On définit alors le tenseur de Reynolds par :

$$\tau_{ij}^R = -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad (\text{A.10})$$

Finalement les équations moyennées s'écrivent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\tau_{ij}} + \tau_{ij}^R \right) \quad (\text{A.11})$$

Avec

$\overline{\tau_{ij}} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$: Contraintes visqueuses

τ_{ij}^R : Contraintes de Reynolds

On voit donc que sous cette forme les équations du champ moyen de vitesse sont différentes des équations instantanées puisqu'apparaît dans ces équations un nouveau terme lié à l'effet du champ fluctuant. On peut assimiler l'effet du mouvement fluctuant à une loi de comportement non newtonienne :

3.4 Le tenseur de Reynolds est un tenseur symétrique :

$$\tau_{ij}^R = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u' u'} & \overline{u' v'} & \overline{u' w'} \\ \overline{u' v'} & \overline{v' v'} & \overline{v' w'} \\ \overline{u' w'} & \overline{v' w'} & \overline{w' w'} \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Ce tenseur introduit donc 6 inconnues supplémentaires. On a donc un problème de fermeture. Le rôle des modèles de turbulence sera donc de fournir des lois phénoménologiques (algébriques ou différentielles) pour fermer le problème.

4. Les équations du mouvement fluctuant

4.1 Equations de tensions de Reynolds

En soustrayant aux équations de quantité de mouvement instantanées les équations de quantité de mouvement moyen on obtiendra les équations de transports pour les fluctuations. En multipliant scalairement chaque équation de transport des fluctuations par les fluctuations et en prenant la moyenne que l'on a définie précédemment, on obtient les équations de transport des contraintes ou tensions de Reynolds.

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \mathcal{P}_{ij} + \mathcal{T}_{ij} + \Pi_{ij} + \mathcal{D}_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (\text{A.13})$$

Le membre de droite se décompose en plusieurs termes :

$$\mathcal{P}_{ij} = - \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) : \text{Production}$$

$$\mathcal{T}_{ij} = - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k} : \text{Transport turbulent}$$

$$\Pi_{ij} = - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_i} \frac{\partial \overline{P'}}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{P'}}{\partial x_i} \right) \text{Corrélation pression- vitesse}$$

$$\mathcal{D}_{ij} = \nu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} : \text{Diffusion visqueuse}$$

$$\epsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} : \text{tenseur de dissipation turbulente.}$$

On a donc ici introduit six équations supplémentaires, cependant de nouveaux termes apparaissent dans ces équations et le système n'est toujours pas fermé.

4.2 Equation de l'énergie cinétique turbulente

En contractant les indices dans le système précédent, on obtient une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulent $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} \\ &= \overbrace{-\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}}^{\mathcal{P}_k} - \overbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k}}^{\mathcal{T}_k} - \overbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_k P'}}{\partial x_k}}^{\Pi_k} + \overbrace{\nu \frac{\partial^2 \overline{k}}{\partial x_k \partial x_k}}^{\mathcal{D}_k} - \overbrace{\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}}^{\epsilon_k} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

\mathcal{P}_k : Appelé production turbulente. Il caractérise les échanges d'énergie par interaction avec le mouvement moyen. Ce terme est positif comme on le verra par la suite. Il représente de l'énergie cédée par le mouvement moyen au mouvement turbulent

\mathcal{T}_k : Transport turbulent ou diffusion turbulente par les fluctuations de vitesse

Π_k : *Transfert* d'énergie par l'interaction pression vitesse fluctuantes

\mathcal{D}_k : Diffusion visqueuse de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité

ϵ_k : Dissipation de l'énergie turbulente sous forme de chaleur. Ce terme constitue un puits dans l'équation de k et conduit donc toujours à une décroissance de la turbulence.

Références bibliographiques

- [1] Bellettre, J. (1998). *Transferts de masse et de chaleur dans la couche limite pariétale et à l'intérieur d'une paroi poreuse plane soumise à de l'effusion ou de la transpiration* (Doctoral dissertation).
- [2] Falcoz, C. (2003). *A comparative study of showerhead cooling performance* (Doctoral dissertation, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne).
- [3] Nguyen, M. N. (2012). *Étude expérimentale des échanges convectifs dus au développement d'un film d'air froid* (Doctoral dissertation, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers).
- [4] Facchini, B., & Innocenti, L. (2005). Refroidissement des turbines à gaz: Techniques et efficacité. *Techniques de l'ingénieur. Génie mécanique*, (BM4566).
- [5] Cardona, J. M. (2000). *Comportement et durée de vie des pièces multiperforées: application aux aubes de turbine* (Doctoral dissertation, École Nationale Supérieure des Mines de Paris).
- [6] Thibault, D. (2009). *Etude du refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince et avec un écoulement cisailant amont: application aux aubes de turbines* (Doctoral dissertation, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers).
- [7] Thibault, D. (2010). *Docteur De L'école Nationale Supérieure De Mécanique Et D'aérotechnique De Poitiers* (Doctoral dissertation, École centrale de Lyon).
- [8] Eriksen, V. L., & Goldstein, R. J. (1974). Heat transfer and film cooling following injection through inclined circular tubes. *Journal of heat transfer*, 96(2), 239-245.
- [9] Schmidt, D. L., & Bogard, D. G. (1995). Pressure gradient effects on film cooling. In *ASME, International Gas Turbine and Aeroengine Congress & Exposition, Houston, TX*.
- [10] Azzi, A. (2001). *Investigation numérique du refroidissement par film appliqué aux aubes des turbines à gaz* (Doctoral dissertation, Thèse de doctorat USTO Oran).
- [11] Mayhew, J. E., Baughn, J. W., & Byerley, A. R. (2003). The effect of freestream turbulence on film cooling adiabatic effectiveness. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(5), 669-679.
- [12] Islami, S. B., & Jubran, B. A. (2012). The effect of turbulence intensity on film cooling of gas turbine blade from trenched shaped holes. *Heat and Mass Transfer*, 48(5), 831-840.
- [13] Funazaki, K. I., Kawabata, H., Takahashi, D., & Okita, Y. (2012, June). Experimental and Numerical Studies on Leading Edge Film Cooling Performance: Effects of Hole Exit Shape and Freestream Turbulence. In *ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical*

Conference and Exposition (pp. 1223-1233). American Society of Mechanical Engineers.

- [14] Repko, T. W., Nix, A. C., & Heidmann, J. D. (2013, July). A Parametric Numerical Study of the Effects of Freestream Turbulence Intensity and Length Scale on Anti-Vortex Film Cooling Design at High Blowing Ratio. In *ASME 2013 Heat Transfer Summer Conference collocated with the ASME 2013 7th International Conference on Energy Sustainability and the ASME 2013 11th International Conference on Fuel Cell Science, Engineering and Technology*(pp. V003T08A010-V003T08A010). American Society of Mechanical Engineers.
- [15] Hanus, G. J., & L'Ecuyert, M. R. (1977). Leading-edge injection for film cooling of turbine vanes. *Journal of Energy*, 1(1), 44-49.
- [16] Wadia, A. R., & Nealy, D. A. (1988). Experimental simulation of turbine airfoil leading edge film cooling. *Journal of turbomachinery*, 110(2), 226-232.
- [17] Mick, W. J., & Mayle, R. E. (1988). Stagnation film cooling and heat transfer, including its effect within the hole pattern. *Journal of Turbomachinery*, 110(1), 66-72.
- [18] Ou, S., Mehendale, A. B., & Han, J. C. (1992). Influence of high mainstream turbulence on leading edge film cooling heat transfer: effect of film hole row location. *Journal of turbomachinery*, 114(4), 716-723.
- [19] Ou, S., & Han, J. C. (1992). Influence of mainstream turbulence on leading edge film cooling heat transfer through two rows of inclined film slots. *Journal of turbomachinery*, 114(4), 724-733.
- [20] Ligrani, P. M., Wigle, J. M., Ciriello, S., & Jackson, S. M. (1994). Film-Cooling From Holes With Compound Angle Orientations: Part 1—Results Downstream of Two Staggered Rows of Holes With 3d Spanwise Spacing. *Journal of Heat Transfer*, 116(2), 341-352.
- [21] Woisetschläger, J., Jericha, H., Sanz, W., Pirker, H. P., Seyr, A., & Ruckebauer, T. (1997). Experimental Investigation of Transonic Wall-Jet Film Cooling in a Linear Cascade. *Turbomachinery—Fluid Dynamics and Thermodynamics, Antwerpen*, 97, 447-451.
- [22] Drost, U. (1998). *An experimental investigation of gas turbine airfoil aero-thermal film cooling performance* (Doctoral dissertation, EPFL).
- [23] Moser, S., Jericha, H., Woisetschläger, J., Gehrler, A., & Reinalter, W. (1998). The Influence of Pressure Pulses to an Innovative Turbine Blade Film Cooling System. *ASME Paper*.
- [24] Moser, S., Ivanisin, M., Woisetschläger, J., & Jericha, H. (2000). Novel blade cooling engineering solution. *ASME paper*.
- [25] Bell, C. M., Hamakawa, H., & Ligrani, P. M. (2000). Film cooling from shaped holes. *Journal of heat transfer*, 122(2), 224-232.

- [26] Reiss, H., & Bolcs, A. (2000). Experimental study of showerhead cooling on a cylinder comparing several configurations using cylindrical and shaped holes. *Journal of turbomachinery*, 122(1), 161-169.
- [27] Liu, C. L., Zhu, H. R., Zhang, X., Xu, D. C., & Zhang, Z. W. (2014). Experimental investigation on the leading edge film cooling of cylindrical and laid-back holes with different radial angles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 71, 615-625.
- [28] Mayle, R. E., & Anderson, A. (1991). Velocity and temperature profiles for stagnation film cooling. *Journal of turbomachinery*, 113(3), 457-463.
- [29] Salcudean, M., Gartshore, I., Zhang, K., & Barnea, Y. (1994). Leading edge film cooling of a turbine blade model through single and double row injection- Effects of coolant density. In *ASME, International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, The Hague, Netherlands*.
- [30] Reiss, H., & Bolcs, A. (2000). Experimental study of showerhead cooling on a cylinder comparing several configurations using cylindrical and shaped holes. *Journal of turbomachinery*, 122(1), 161-169.
- [31] Yang, c., & Zhang, J. (2012). Influence of multi-hole arrangement on cooling film development. *Chinese Journal of Aeronautics*, 25(2), 182-188.
- [32] Ghorab, M. G. (2013). Cooling performance and flow-field analysis of a hybrid scheme with different outlet configurations. *Applied Thermal Engineering*, 61(2), 799-816.
- [33] Hoffs, A., Drost, U., & Bölcs, A. (1997). *An investigation of effectiveness and heat transfer on a showerhead-cooled cylinder* (No. LTT-CONF-1997-002).
- [34] Hung, M. S., Ding, P. P., & Chen, P. H. (2009). Effects of injection angle orientation on concave and convex surfaces film cooling. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33(2), 292-305.
- [35] Kim, Y. J., & Kim, S. M. (2004). Influence of shaped injection holes on turbine blade leading edge film cooling. *International journal of heat and mass transfer*, 47(2), 245-256.
- [36] Gao, Z., & Han, J. C. (2009). Influence of film-hole shape and angle on showerhead film cooling using PSP technique. *Journal of Heat Transfer*, 131(6), 061701.
- [37] Elnady, T., Hassan, I., Kadem, L., & Lucas, T. (2013). Cooling effectiveness of shaped film holes for leading edge. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44, 649-661.
- [38] Theodoridis, G. S., Lakehal, D., & Rodi, W. (2001). Three-dimensional calculations of the flow field around a turbine blade with film cooling injection near the leading edge. *Flow, turbulence and combustion*, 66(1), 57-83.

- [39] Azzi, A., & Lakehal, D. (2002). Perspectives in modeling film cooling of turbine blades by transcending conventional two-equation turbulence models. *Journal of turbomachinery*, 124(3), 472-484.
- [40] Thakur, S., Wright, J., & Shyy, W. (2002). STREAM: A computational fluid dynamics and heat transfer Navier-Stokes solver: theory and applications. *Streamline Numerics, Inc., Gainesville, FL*.
- [41] Walters, D. K., & Leylek, J. H. (2000). Impact of film-cooling jets on turbine aerodynamic losses. *Journal of turbomachinery*, 122(3), 537-545.
- [42] Garg, V. K., & Ameri, A. A. (1997). Comparison of two-equation turbulence models for prediction of heat transfer on film-cooled turbine blades. *Numerical Heat Transfer, Part A Applications*, 32(4), 347-371.
- [43] Azzi, A., & Jubran, B. A. (2004). Influence of leading-edge lateral injection angles on the film cooling effectiveness of a gas turbine blade. *Heat and mass transfer*, 40(6-7), 501-508.
- [44] Azzi, A., Nemdili, F., Liazid, A., & Abidat, M. (2002). Numerical prediction of stagnation film cooling. CIMASI2002, Casablanca, 23-24-25 October 2002.
- [45] Nasir, H., Ekkad, S. V., & Acharya, S. (2001). Effect of compound angle injection on flat surface film cooling with large streamwise injection angle. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 25(1), 23-29.
- [46] Azwadi, N., & Kianpour, E. (2014). The Effect of Blowing Ratio on Film Cooling Effectiveness Using Cylindrical and Row Trenched Cooling Holes with Alignment Angle of 90 Degrees. *Mathematical Problems in Engineering*, 2014.
- [47] He, P., Salcudean, M., & Gartshore, I. S. (1995). Computations of film cooling for the leading edge region of a turbine blade model. *AM SOC MECH ENG PAP*, 19.
- [48] Ligrani, P. M., & Ramsey, A. E. (1997). Film cooling from spanwise-oriented holes in two staggered rows. *Journal of turbomachinery*, 119(3), 562-567.
- [49] Garg, V. K., & Rigby, D. L. (1999). Heat transfer on a film-cooled blade—effect of hole physics. *International journal of heat and fluid flow*, 20(1), 10-25.
- [50] Heidmann, J. D., Rigby, D. L., & Ameri, A. A. (2000). A three-dimensional coupled internal/external simulation of a film-cooled turbine vane. *Journal of turbomachinery*, 122(2), 348-359.
- [51] Martelli, F., & Adami, P. (2001). Film cooling numerical simulation. *Recent Developments in Numerical Methods for Turbomachinery Flows, number LS-2002-01, VKI, Belgium*.
- [52] York, W. D., & Leylek, J. H. (2002, January). Leading-edge film-cooling physics: part I—adiabatic effectiveness. In *ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air* (pp. 1-10). American Society of Mechanical Engineers.

- [53] York, W. D., & Leylek, J. H. (2002, January). Leading-edge film-cooling physics: part II—heat transfer coefficient. In *ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air* (pp. 11-20). American Society of Mechanical Engineers.
- [54] York, W. D., & Leylek, J. H. (2003). Leading-Edge Film-Cooling Physics—Part III: Diffused Hole Effectiveness. *Journal of turbomachinery*, 125(2), 252-259.
- [55] Ahn, J., Schobeiri, M. T., Han, J. C., & Moon, H. K. (2006). Film cooling effectiveness on the leading edge region of a rotating turbine blade with two rows of film cooling holes using pressure sensitive paint. *Journal of heat transfer*, 128(9), 879-888.
- [56] Rozati, A., & Tafti, D. K. (2008). Effect of coolant–mainstream blowing ratio on leading edge film cooling flow and heat transfer—LES investigation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4), 857-873.
- [57] Liu, Z., Ye, L., Wang, C. Y., & Feng, Z. P. (2014). Numerical simulation on impingement and film composite cooling of blade leading edge model for gas turbine. *Applied Thermal Engineering*.
- [58] Lee, K. D., & Kim, K. Y. (2012). Performance Evaluation of a Novel Film-Cooling Hole. *Journal of Heat Transfer*, 134(10), 101702.
- [59] Xu, T., Yu, Z. L., & Li, J. L. (2013). Computational Analysis of Cooling Effect with Different Flow Injection Angles On Double Chamber Model. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*
- [60] Saumweber, C., & Schulz, A. (2012). Effect of geometry variations on the cooling performance of fan-shaped cooling holes. *Journal of Turbomachinery*, 134(6), 061008.
- [61] Mayle, R. E., & Camarata, F. J. (1973). *Heat Transfer Investigation for Multihole Aircraft Turbine Blade Cooling* (No. PWA-4705). PRATT AND WHITNEY AIRCRAFT EAST HARTFORD CONN.
- [62] Kasagi, N., Hirata, M., & Kumada, M. (1981). Studies of full-coverage film cooling, Part 1: Cooling effectiveness of thermally conductive wall. *ASME paper*, 81, 9-12.
- [63] Wadia, A. R., & Nealy, D. A. (1985, March). Development of a design model for airfoil leading edge film cooling. In *ASME, 30th International Gas Turbine Conference and Exhibit* (Vol. 1).
- [64] Martiny, M., Schulz, A., & Wittig, S. (1997). Mathematical model describing the coupled heat transfer in effusion cooled combustor walls. *ASME paper*, (97-GT), 329.
- [65] Yusop, N. M., Ali, A. H., & Abdullah, M. Z. (2013). Conjugate film cooling of a new multi-layer convex surface of turbine blades. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 45, 86-94.

- [66] Moritz, N., Kusterer, K., Bohn, D., Sugimoto, T., Tanaka, R., & Taniguchi, T. (2013). Conjugate calculation of a film-cooled blade for improvement of the leading edge cooling configuration. *Propulsion and Power Research*, 2(1), 1-9.
- [67] Dyson, T. E., Bogard, D. G., & Bradshaw, S. D. (2014). Evaluation of CFD Simulations of Film Cooling Performance on a Turbine Vane Including Conjugate Heat Transfer Effects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*.
- [68] Insinna, M., Griffini, D., Salvadori, S., & Martelli, F. (2014). Film Cooling Performance in a Transonic High-pressure Vane: Decoupled Simulation and Conjugate Heat Transfer Analysis. *Energy Procedia*, 45, 1126-1135.
- [69] Harasgama, S. P. (1995). Aerothermal Aspects of Gas Turbine Flows. VKI-LS 1995-05. *Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines*.
- [70] Fermigier, M. (2000). ANALYSES DE LIVRES-Hydrodynamique physique. Problemes resolus avec rappels de cours. *Pour la Science*, (273), 102.
- [71] Mendez, S. (2007). *Simulation numérique et modélisation de l'écoulement autour des parois multi-perforées* (Doctoral dissertation, Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc).
- [72] Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge university press.
- [73] Spalart, P. R. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3), 252-263.
- [74] Guyon, E., Hulin, J. P., Petit, L., & De Gennes, P. G. (2001). *Hydrodynamique physique*. Les Ulis, France: EDP sciences.
- [75] Wallin, S., & Johansson, A. V. (2000). An explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 403, 89-132.
- [76] Spalart, P. R., & Allmaras, S. R. (1992). A one equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA journal*, 94.
- [77] Patel, V. C., Rodi, W., & Scheuerer, G. (1985). Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows-a review. *AIAA journal*, 23(9), 1308-1319. low
- [78] Chien, K. Y. (1982). Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model. *AIAA journal*, 20(1), 33-38.
- [79] Menter, F. R. (1993). Zonal two equation k-turbulence models for aerodynamic flows. *AIAA paper*, 2906, 1993.
- [80] Abidat, M. (2003). Cours de post graduation génie mécanique (module transfert de chaleur et de masse). Université des Sciences et de la Technologie d'Oran (USTO)

- [81] Fadai-Ghotbi, A. (2007). *Modélisation de la turbulence en situation instationnaire par approches URANS et hybride RANS-LES: prise en compte des effets de paroi par pondération elliptique* (Doctoral dissertation, Poitiers).
- [82] Wilcox, D. C. (1988). Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, 26(11), 1299-1310.
- [83] Menter, F. R., & Kuntz, M. (2004). Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. In *The aerodynamics of heavy vehicles: trucks, buses, and trains* (pp. 339-352). Springer Berlin Heidelberg.
- [84] Vieser, W., Esch, T., & Menter, F. (2002). Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models. *CFX Validation Report. CFX-VAL,10*, 1002.
- [85] [85] Smagorinsky, J., & Martinat, G. (2003). Analyse physique de la Transition Laminaire-Turbulent sous l'Effet de la Rotation par un Code en Élement Finis. *Rapport de stage de DEA, Toulouse*.
- [86] Reynolds, W. C., & Hussain, A. K. M. F. (1972). The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 54(02), 263-288.
- [87] Braza, M., Perrin, R., & Hoarau, Y. (2006). Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds numbers. *Journal of fluids and Structures*, 22(6), 757-771.
- [88] [88] Rung, T., Bunge, U., Schatz, M., & Thiele, F. (2003). Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation. *AIAA journal*, 41(7), 1396-1399.
- [89] El Akoury, R., Braza, M., Hoarau, Y., Vos, J., Harran, G., & Sevrain, A. (2009, January). Unsteady flow around a NACA0021 airfoil beyond stall at 60 angle of attack. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*(pp. 405-415). Springer Netherlands.
- [90] Spalart, P. R., Deck, S., Shur, M. L., Squires, K. D., Strelets, M. K., & Travin, A. (2006). A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and computational fluid dynamics*, 20(3), 181-195.
- [91] ANSYS, C. (2009). Version 12 documentation. *ANSYS Inc*.
- [92] Mohamed, E. M. (2012). *Etude de l'efficacité diphasique d'une pompe pour la compression du CO2* (Doctoral dissertation, Arts et Métiers ParisTech).
- [93] CFX-Solver, A. N. S. Y. S. (2006). Theory Guide. *Release II*.
- [94] Falcoz, C., Weigand, B., & Ott, P. (2006). A comparative study on showerhead cooling performance. *International journal of heat and mass transfer*, 49(7), 1274-1286.
- [95] Bronstein, I. N., & K.A, Semendjajew. (2003). *Taschenbuch der mathematik* (Vol. Nauka). Moskau, 1989, 3-322-00259-4.

