



Modélisation aérothermodynamique des écoulements hypersoniques d'arrière-corps de débris orbitaux

Vincent Drouet

► To cite this version:

Vincent Drouet. Modélisation aérothermodynamique des écoulements hypersoniques d'arrière-corps de débris orbitaux. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2019. Français. <NNT : 2019ESAE0052>. <tel-02890337>

HAL Id: tel-02890337

<https://hal.science/tel-02890337v1>

Submitted on 6 Jul 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le 19/12/2019 par :

VINCENT DROUET

**Modélisation aérothermodynamique des écoulements hypersoniques
d'arrière-corps de débris orbitaux**

JURY

CHARLES-HENRI BRUNEAU, Professeur - IMB

PIERRE-HENRI MAIRE, Directeur de recherche - CEA/CESTA

OLIVIER CHAZOT, Professeur - VKI

JULIEN ANNALORO, Docteur - CNES

JEAN-MARC MOSCHETTA, Professeur - ISAE-SUPAERO

YSOLDE PRÉVEREAUD, Docteur - ONERA

Rapporteur

Rapporteur

Président du jury

Examineur

Directeur de thèse

Co-directrice de thèse

École doctorale et spécialité :

MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de Recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF (ONERA-DMPE, Toulouse)

Directeurs de Thèse :

Jean-Marc Moschetta (Professeur, HDR - ISAE-SUPAERO, Toulouse)

Ysolde Préveraud (Docteur - ONERA/DMPE, Toulouse)

Rapporteurs :

Charles-Henri Bruneau (Professeur - IMB)

Pierre-Henri Maire (Directeur de recherche - CEA/CESTA)

Remerciements

Je souhaite ici remercier les personnes qui m'ont apporté leur aide durant cette thèse, et sans lesquelles ce manuscrit n'aurait pas vu le jour.

Je tiens premièrement à remercier mes encadrants, en particulier mon encadrante ONERA Ysolde Prévereaud pour son aide et son soutien, qui m'ont permis de garder le moral même quand tous mes calculs plantaient. Merci également à mon directeur de thèse Jean-Marc Moschetta pour ses conseils et son expertise théorique, et à mon encadrant CNES Julien Annaloro pour ses encouragement et son aide tout au long de ces trois années.

Je remercie également les membres de mon jury de thèse. Merci à Charles-Henri Bruneau et Pierre-Henri Maire de m'avoir fait leurs retours sur mon manuscrit, et à Olivier Chazot d'avoir accepté de présider mon jury.

Un grand merci à tous les membres de l'unité HEAT qui m'ont aidé au cours de cette thèse. Je remercie particulièrement Emmanuel Laroche et Jean-Michel Lamet pour leur aide très précieuse sur CEDRE, et Hervé Bézard pour son aide sur elsA. Merci également à Jean-Luc Vérant pour m'avoir accueilli dans son équipe, et pour avoir tout mis en œuvre pour que ma thèse se passe dans les meilleures conditions.

Merci à Nathalie Bartoli et Sylvain Dubreuil du DTIS pour m'avoir conseillé sur la POD et le krigeage, et m'avoir permis de donner à cette thèse un aspect maths appliquées. Je suis très heureux de rejoindre votre unité pour l'année qui vient.

Je tiens à remercier tous les doctorants du DMPE Toulouse pour les bons moments passés ensemble. Un grand merci tout d'abord à mes co-bureaux successifs, Thibaut Désert, Lorenzo Lanzillotta et Pierre Seize le petit dernier, pour avoir supporté mes silences gênants. Merci également à toute la bande du 2^e étage, en particulier Pierre Doublet et Virgile Charton, mes presque co-bureaux, vu le temps passé chez eux ; Swann Thuillet, qui soulève presque autant de fonte qu'il débite de conneries à la minute ; Baptiste Thoraval, Jeff Poustis et Thibault Xavier pour les pauses d'une heure et les pétages de plombs ; Ghislain Blanchard le plus-vraiment-doctorant toujours prêt à filer un coup de main ; Matthias Averseng pour les vidéos de chat ; Anthony Desclaux et Pierre Lavoie pour m'avoir refilé les légumes qu'ils n'aimaient pas, et enfin Marc Schouler, Nicolas Perron et Thomas Alary pour avoir assuré la relève avec brio.

Enfin, je voudrais remercier Louise et toute ma famille pour leur soutien sans faille tout au long de cette thèse, ainsi qu'Angus pour son soutien pendant la rédaction de ce manuscrit.

Table des matières

Remerciements	i
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	ix
Introduction	xvii
I. Contexte et objectifs	1
1. Les débris orbitaux : éléments de contexte	3
1. L'environnement orbital terrestre	4
1.1. Définitions	4
1.2. Moyens de détection des débris orbitaux	5
1.3. Population de débris en orbite	5
1.4. Durée de vie des débris	6
2. Phénomènes à l'origine des débris orbitaux	6
3. Limiter la génération de débris orbitaux	10
4. Risque au sol lié aux débris orbitaux	11
2. Phénomènes physiques liés à la rentrée atmosphérique des débris orbitaux	15
1. Caractère multiphysique de la rentrée atmosphérique	16
2. Modélisation simplifiée de la trajectoire de rentrée atmosphérique des débris orbitaux	16
3. Atmosphère terrestre	19
4. Aérodynamique de la rentrée atmosphérique	22
4.1. Régimes d'écoulement	22
4.2. Topologie d'un écoulement hypersonique continu	22
4.3. Thermochimie des écoulements hypersoniques continus	23
4.3.1. Écoulements figés, à l'équilibre, en déséquilibre	24
4.4. Flux de chaleur à la paroi et catalycité	26
Conclusion	28
3. Modélisation de la rentrée atmosphérique des débris orbitaux	29
1. Types de codes de prévision du risque au sol	30
2. Présentation des codes de rentrée DEBRISK, SCARAB, ARES et PAMPERO	30
2.1. DEBRISK	30
2.2. SCARAB	31
2.3. ARES	34
2.4. PAMPERO	36
3. Objectif de la thèse	37
3.1. Modélisation du flux de chaleur et de la pression aux parois à l'ombre	37
3.2. Taille et forme des débris considérés	38
Conclusion	40
II. Aérodynamique des écoulements à l'ombre en régime hypersonique continu	41
4. Analyse des écoulement à l'ombre et de leur impact sur les grandeurs pariétales	43
Introduction	44

1.	Caractéristiques des écoulements à l'ombre attachés	44
1.1.	Coefficient de pression et flux de chaleur pariétaux dus aux écoulements à l'ombre attachés	44
1.2.	Influence du point de vol et de la turbulence sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché	50
1.3.	Influence de l'angle d'attaque sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché	53
1.4.	Influence de la géométrie sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché	54
2.	Caractéristiques des écoulements à l'ombre décollés	57
2.1.	Topologies des écoulements à l'ombre décollés et grandeurs pariétales associées	58
2.1.1.	Topologies des écoulements à l'ombre décollés	58
2.1.2.	Grandeurs pariétales dans le cas d'écoulements décollés avec recollement fluide	59
2.1.3.	Grandeurs pariétales dans le cas d'écoulements décollés avec recollement solide	62
2.2.	Influence de la turbulence sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	66
2.2.1.	Influence de la turbulence sur la topologie des écoulements décollés	67
2.2.2.	Influence de la turbulence sur les grandeurs pariétales dues aux écoulements décollés	69
2.3.	Influence du point de vol sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	73
2.3.1.	Influence du point de vol sur la topologie des écoulements décollés	73
2.3.2.	Influence du point de vol sur la pression pariétale due à un écoulement décollé	76
2.3.3.	Influence du point de vol sur le flux de chaleur dû à un écoulement décollé	81
2.4.	Influence de l'angle d'attaque sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	86
2.5.	Influence de la géométrie sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	89
2.5.1.	Influence du rayon de nez R_n et du rayon d'arête R_a sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	89
2.5.2.	Comparaison du coefficient de pression et du flux de chaleur au culot des cylindres, des boîtes et des plaques planes	90
2.5.3.	Influence de la longueur du cylindre sur l'écoulement décollé avec recollement solide et les grandeurs pariétales correspondantes . . .	92
2.5.4.	Influence de la géométrie du cône sur le coefficient de pression et le flux de chaleur au point de recollement solide	95
3.	Interactions choc-choc	98
3.1.	Généralités	98
3.2.	Topologie de l'écoulement et grandeurs pariétales dans le cas d'interactions choc-choc	98
3.3.	Influence du point de vol	100
	Conclusion	104

III. Modélisation des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins	107
5. Présentation et validation de la méthode d'interpolation par POD (Proper Orthogonal Decomposition)	109
1. Interpolation par POD	110
2. Krigage	111
3. Plan d'expérience	112
4. Indices de Sobol	115
5. Méthode de validation Leave One Out	115
6. Validation de la méthode	116
Conclusion	118
6. Simulations numériques d'écoulements hypersoniques d'arrière-corps	119
1. Modèles numériques pour la simulation des écoulements hypersoniques d'arrière-corps en régime continu	120
2. Calculs de cas-tests d'écoulement hypersoniques d'arrière-corps avec CEDRE	120
2.1. Cas-test n° 1 : Dièdre 2D plan	120
2.2. Cas-test n° 2 : Rampe 2D suivie d'une plaque	124
2.3. Cas-test n° 3 : Calcul 3D de la capsule de rentrée ORION	126
3. Stratégie de calcul	131
3.1. Conception du plan d'expérience	131
3.2. Méthodologie de maillage	133
Conclusion	135
7. Développement de modèles réduits pour les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins	137
1. Analyse et modélisation des distributions de C_p et flux de chaleur sur l'extrados des cylindres	138
1.1. Analyse des résultats pour le point de vol A3	138
1.2. Modèles réduits 1D des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados dans le plan médian des cylindres pour le point de vol A3	139
1.3. Modèles réduits 2D des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados des cylindres pour le point de vol A3	142
1.3.1. Enrichissement du modèle et surapprentissage	143
1.4. Extension des modèles 1D et 2D à d'autres conditions de vol	144
1.5. Influence de la turbulence	147
1.6. Influence du modèle de paroi utilisé	148
1.6.1. Comparaison entre paroi isotherme et à l'équilibre radiatif	149
1.6.2. Influence de la catalycité	149
2. C_p et flux de chaleur sur le culot des cylindres	152
2.1. Analyse des résultats pour le point de vol A3	152
2.2. Modèles réduits de C_p et de flux de chaleur sur le culot des cylindres pour le point de vol A3	153
2.3. Influence du point de vol et de la turbulence	154
2.4. Influence du modèle de paroi utilisé	155
2.4.1. Comparaison entre paroi isotherme et à l'équilibre radiatif	155
2.4.2. Influence de la catalycité	156
3. Bilan et discussion	159
3.1. Physique des écoulements sur l'extrados et le culot de cylindres pleins	159
3.2. Modélisation des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins par la méthode d'interpolation par POD	159
Conclusions et perspectives	161

A. Modélisation de la forme du choc autour de cylindres pleins en incidence	167
Bibliographie	169

Liste des tableaux

1.1. Les dix plus graves fragmentations enregistrées en orbite terrestre entre 1961 et 2011 [8]	7
1.2. Historique des plus gros objets ayant effectué une rentrée atmosphérique [18] entre 1961 et 2011 (les rentrées contrôlées de la navette Buran et de la navette spatiale américaine ne sont pas considérées)	12
2.1. Altitudes $z(q_{max})$, $z(F_{max})$ et $z(Re_{max})$ pour trois tailles caractéristiques de débris	19
2.2. Régimes d'écoulements en fonction du nombre de Knudsen	21
4.1. Points de vol étudiés	44
4.2. Paramètres géométriques des cônes tronqués étudiés	95
5.1. Erreur de la méthode d'interpolation par POD sur le cas-test d'advection-diffusion pour les corrélations exponentielle et gaussienne	117
6.1. Comparaison des résultats du calcul CEDRE avec les résultats extraits de l'article de Gorshkov [44]	123
6.2. Conditions expérimentales pour le cas-test n° 4	127
6.3. Points de vol étudiés	131
6.4. Paramètres des snapshots	132
6.5. Taille maximale des mailles dans la zone de recirculation et nombre de mailles total des maillages utilisés pour l'étude de sensibilité	134
7.1. Erreurs des modèles 1D de distributions de C_p et de flux de chaleur total sur l'extrados des cylindres pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹) ; le C_p du cas n° 3 est modélisé uniquement à l'aide de l'équation 7.4	141
7.2. Erreurs des modèles de distributions 2D pour le C_p et le flux de chaleur total sur l'extrados des cylindres pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹)	142
7.3. Points de vol étudiés	144
7.4. Ecarts relatifs entre les distributions de C_p obtenues avec CEDRE pour les points de vol A1 et A2 et la distribution de C_p obtenue avec CEDRE pour le point de vol A3, pour les cas n° 11 et n° 15	145
7.5. Ecarts relatifs entre les distributions de flux de chaleur total obtenues avec CEDRE pour les points de vol A1 et A2 et la distribution de flux de chaleur total obtenue avec CEDRE pour le point de vol A3, pour les cas n° 11 et n° 15	146
7.6. Erreurs des modèles 1D et 2D pour le C_p et le flux de chaleur total au culot des cylindres pour le point de vol A3	154

Liste des figures

1.	Définition des parois « au vent » (clair) et « à l'ombre » (hachuré) d'un objet dans un écoulement (d'après [3])	xviii
1.1.	Orbites LEO et GEO [6]	5
1.2.	Évolution du nombre d'objets en orbite catalogués par le SSN (dimensions supérieures à 10 cm en LEO et 1 m en GEO) entre 1956 et 2019 [7]	7
1.3.	Aperçu de l'évolution de la population de débris orbitaux entre 1960 et 2008 [1]	8
1.4.	Prévision de l'évolution de la population de débris en LEO dans le cas du scénario <i>business as usual</i> (source : NASA)	9
1.5.	Système de filet envisagé pour la capture de débris durant la mission e.Deorbit de l'ESA [16]	11
1.6.	Carte indiquant les lieux où ont été retrouvés des débris orbitaux ayant survécu à la rentrée (source : ESA)	12
2.1.	Angle de rentrée γ	16
2.2.	Vitesse en fonction de l'altitude, calculée pour une rentrée atmosphérique à γ constant (équation 2.2), et mesurée lors de la rentrée atmosphérique de l'IXV	18
2.3.	Évolution de la température T et de la masse volumique ρ de l'atmosphère en fonction de l'altitude (modèle US76)	21
2.4.	Évolution de M_∞ et de Kn pendant la rentrée atmosphérique de l'IXV en fonction de l'altitude, et régimes d'écoulements correspondants	21
2.5.	Configuration de l'écoulement hypersonique devant un objet (coloration en fonction du nombre de Mach local). Résultat obtenu avec CEDRE pour une plaque à bords arrondis à 70 km d'altitude et une vitesse de $6000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	23
2.6.	Fractions molaires des principaux composants de l'air à l'équilibre chimique en fonction de la température, pour une pression de 1 atm [21]	25
2.7.	Domaines d'équilibre et de déséquilibre thermochimique au point d'arrêt d'une sphère de rayon 0,3 m [3]	26
3.1.	Exemples de formes simples disponibles dans SCARAB (en haut) [26] et modélisation de la géométrie de l'ATV dans SCARAB (en bas) [25]	32
3.2.	Définition des parois « au vent » (en clair) et « à l'ombre » (en hachuré) [3]	33
3.3.	Exemple de notation des grandeurs (ici, la pression) de part et d'autre du choc et au point d'arrêt	35
3.4.	Flux de chaleur total adimensionné (a), température de l'écoulement et lignes de courant (b), obtenus avec le code Navier-Stokes CEDRE de l'ONERA pour un cylindre ouvert à fond plat en déséquilibre chimique à 70 km d'altitude et 6000 m/s, pour une paroi totalement catalytique	38
3.5.	Représentation éclatée du télescope spatial Hubble	39
3.6.	Structure supportant la charge utile dans le lanceur Ariane 5	39
3.7.	Coiffe d'Ariane 5 protégeant des satellites Galileo	39
3.8.	Masse relative des débris survivant à la rentrée atmosphérique en fonction du diamètre, pour des objets en titane [4]	40
4.1.	Configurations de cônes émoussés étudiées en souffleries dans [41] (dimensions en pouce)	45
4.2.	Flux de chaleur à la paroi mesuré sur la partie conique de l'arrière-corps de la configuration 2 (parois à l'ombre, écoulement attaché) [41]	46
4.3.	Géométrie de la capsule de rentrée terrestre Fire II (dimensions en cm) [42]	46

4.4. Lignes de courant sur l'arrière-corps de la capsule Fire II, obtenues par simulation numérique à $t = 1639$ s [42]	47
4.5. Flux de chaleur diffusif q_{cat} et total q_{tot} le long de la paroi de la capsule Fire II, obtenues par simulations numériques à $t = 1639$ s [42]	47
4.6. Position des calorimètres sur l'arrière-corps de la capsule AS-202 (les points oranges indiquent des calorimètres défaillants)	48
4.7. Flux de chaleur total mesuré sur l'arrière-corps de la capsule AS-202 (échelle de gauche), adimensionné par le flux de chaleur total calculé au point d'arrêt avec la formule de Fay-Riddell (échelle de droite)	49
4.8. Température adimensionnée et lignes de courant autour d'un cylindre plein ($L = 3$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, $Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)	50
4.9. Exemple de géométrie étudiée, et définition de l'abscisse curviligne utilisée	50
4.10. Coefficient de pression (a) et flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long de la paroi d'un cylindre plein ($L = 3$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, $Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)	50
4.11. C_p (a) et flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), en fonction du point de vol	52
4.12. Flux de chaleur total le long du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), en fonction du point de vol	52
4.13. Flux de chaleur à la paroi mesuré sur la partie conique de l'arrière-corps de la configuration 2 (parois à l'ombre, écoulement attaché) pour des angles d'attaque α entre -15° et 15° [41]	53
4.14. Effet de l'angle d'attaque α sur le C_p (a) et le flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	54
4.15. C_p le long du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m (en bleu) et du cube de côté $H = 1$ m (en rouge), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$	55
4.16. Flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (a) et non adimensionné (b) le long du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m (en bleu) et du cube de côté $H = 1$ m (en rouge), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$	56
4.17. C_p (a) et flux de chaleur total non adimensionné (b) le long du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m (en bleu) et du cube de côté $H = 1$ m (en rouge), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 15^\circ$	56
4.18. Effet de la longueur L sur le C_p (a) et le flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long des cylindres de diamètre $D = 1$ m, pour $\alpha = 0^\circ$ et le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	57
4.19. Topologie d'un écoulement hypersonique d'arrière-corps avec recollement fluide, d'après [3]	58
4.20. Topologie d'un écoulement hypersonique d'arrière-corps avec recollement solide, d'après [47]	58
4.21. Géométrie et position des capteurs utilisés par Rabinowicz pour les mesures de flux de chaleur sur un arrière-corps cylindrique (dimensions en pouces) [49]	59
4.22. Flux de chaleur total sur l'arrière-corps de la capsule Fire II, obtenu par simulations numériques à $t = 1639$ s, et comparaison avec les données de vol [42]	60
4.23. Température adimensionnée et lignes de courant autour d'un cylindre plein ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$))	61
4.24. Coefficient de pression (a), et flux de chaleur total adimensionné à la paroi (b) au culot d'un cylindre plein ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$))	62

4.25. Lignes de courant autour de l'arrière d'une plaque plane de longueur $L = 3$ m et d'épaisseur $e = 0,1$ m en incidence de 15° , obtenues avec le code Navier-Stokes CEDRE de l'ONERA en 2D plan, pour un point de vol à 70 km d'altitude et $6000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	63
4.26. Géométrie utilisée par Hollis et Perkins pour les mesures de flux de chaleur à l'arrière-corps [51]	63
4.27. Géométrie utilisée par Horvath et Hannemann pour les mesures de flux de chaleur à l'arrière-corps [52]	63
4.28. Lignes de courant sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé [51]	64
4.29. Nombre de Stanton C_H mesuré sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé, adimensionné par le nombre de Stanton au point d'arrêt $C_{H,0}$ [51]	64
4.30. Exemple de géométrie de cône tronqué (géométrie n° 1)	65
4.31. Température adimensionnée et lignes de courant dans le plan $y = 0$ autour d'un cône tronqué (géométrie n° 1, PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), $\alpha = 0^\circ$)	65
4.32. Coefficient de pression (a) et flux de chaleur total adimensionné (b) sur la paroi interne d'un cône tronqué (géométrie 1, PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), $\alpha = 0^\circ$)	66
4.33. Couples $((Re_{e,L})_{TR}, M_{e,L})$ pour lesquels la turbulence apparaît dans la zone de recirculation [45]	67
4.34. Géométrie utilisée par Kruse pour les études de recollement sur l'arrière-corps [53]	68
4.35. Exemple de recollement sur l'arrière-corps du sphère-cône ($M_\infty = 2$, $Re_\infty = 1,4 \times 10^6$, $\alpha = 22^\circ$) [53]	68
4.36. Caractéristiques des écoulements incidents considérés dans l'étude de Kruse [53] ; la couleur des points indique le type d'écoulement sur le côté <i>windward</i> du sphère cône (les points marqués par un trait correspondent aux cas où l'écoulement est turbulent au niveau de l'arête <i>windward</i> et au-delà)	69
4.37. Pression mesurée dans la zone décollée devant une marche à $M_\infty = 2,3$, pour des écoulements laminares, transitoires et turbulents [20]	70
4.38. Topologie d'écoulement se développant dans une cavité rasante, et étudiée par Chapman dans [2]	71
4.39. Flux de chaleur pariétal Q_w , adimensionné par le flux de chaleur à la paroi sans injection $(Q_w)_{\zeta_i=0}$, en fonction de la quantité adimensionnée de matière injectée [2]	71
4.40. Géométrie de la capsule Reentry F et position des capteurs de pression, de température et de flux [50] (d'après [56])	72
4.41. Géométries utilisées par Rom <i>et al.</i> pour générer des écoulements décollés (dimensions en mm) [50]	73
4.42. Flux de chaleur pariétal mesuré sur la hauteur d'un culot plat 2D, adimensionné par le flux $q_{f,p}$ mesuré directement en aval du bord d'attaque d'une plaque plane parallèle à l'écoulement [50]	73
4.43. Flux de chaleur total adimensionné par le flux au point d'arrêt le long du culot du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), pour le point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)	73
4.44. Lignes de courant derrière une pente montante suivie d'une marche descendante, pour $M_\infty = 6$ et $Re_{\infty,H} = 3 \times 10^2$ (à gauche) et $Re_{\infty,H} = 1 \times 10^5$ (à droite) [44]	74
4.45. Évolution de la longueur de la zone de recirculation L_w (1) et de l'abscisse du centre du tourbillon X_c (2) en fonction de $Re_{\infty,H}$ [44]	74
4.46. Lignes de courant sur l'arrière-corps de la capsule Fire II, obtenues par simulations numériques [42]	75
4.47. Évolution de l'augmentation de pression $\Delta P/P_\infty$ dans un écoulement décollé laminaire, en fonction du nombre de Reynolds incident Re_∞ [20]	76
4.48. Évolution théorique de la pression au culot d'un corps de rentrée en fonction de Re_∞ [3]	77

4.49. Géométrie des cônes émoussés étudiés dans l'étude de Bulmer [57]	78
4.50. Evolution de la pression au culot d'un cône émoussé en fonction du nombre de Reynolds incident $Re_{\infty L}$, basé sur la longueur L du cône [57]	78
4.51. Corrélation entre la pression mesurée au culot P_b , adimensionnée par la pression amont P_{∞} , et le nombre de Reynolds réduit Re_c [57, 58]	79
4.52. Évolution de la pression au centre d'un culot plat 2D (1) et au point de recollement fluide (2) en fonction de $Re_{\infty, H}$ [44]	79
4.53. Évolution de la pression mesurée sur un cône émoussé tenu par un dard cylindrique, pour trois valeurs de $Re_{\infty, d}$ (basé sur le diamètre $d = 15,2 \times 10^{-4}$ m du cône), en fonction de l'abscisse curviligne S adimensionnée par le rayon de nez de la maquette R_n [52]	80
4.54. Pression le long du culot du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$) pour les points de vol A1 ($M_{\infty} = 9$, $Re_{\infty} = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), A2 ($M_{\infty} = 15$, $Re_{\infty} = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et A3 ($M_{\infty} = 20$, $Re_{\infty} = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	80
4.55. Coefficient de pression sur la paroi interne d'un cône tronqué (géométrie 1, $\alpha = 0^\circ$), aux points de vol PVC1 (a) et PVC2 (b)	81
4.56. Flux de chaleur total mesuré sur la partie conique (a) et au culot (b) des configurations 1 (carrés) et 2 (cercles) de l'étude de Zappa et Reinecke, adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt d'une sphère de rayon équivalent [41]	82
4.57. Flux de chaleur total adimensionné par le flux au point d'arrêt le long du culot du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$) pour les points de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_{\infty} = 9$, $Re_{\infty} = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), A2 ($Z = 58$ km, $M_{\infty} = 15$, $Re_{\infty} = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et A3 ($Z = 70$ km, $M_{\infty} = 20$, $Re_{\infty} = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	83
4.58. Flux de chaleur pariétal mesuré sur la hauteur d'un culot plat 2D, adimensionné par le flux $q_{f.p.}$ mesuré directement en aval du bord d'attaque d'une plaque plane parallèle à l'écoulement [50]	83
4.59. Nombre de Stanton C_h mesuré sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé, adimensionné par le nombre de Stanton au point d'arrêt $C_{h,stag}$ [52]	84
4.60. Flux de chaleur calculé sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé, adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt [51]	84
4.61. Écoulement laminaire décollé derrière une marche : (a) topologie de l'écoulement ; (b) allure de la distribution de pression ; (c) allure de la distribution de flux de chaleur [59]	85
4.62. Flux de chaleur mesuré derrière une marche descendante, adimensionné par le flux $q_{f.p.}$ mesuré directement en aval du bord d'attaque d'une plaque plane parallèle à l'écoulement, pour des nombres de Reynolds compris entre $Re_{\infty} = 2 \times 10^3$ et 2×10^5 et des nombres de Mach compris entre $M_{\infty} = 1,5$ et $2,5$ [59]	85
4.63. Flux de chaleur total adimensionné par le flux au point d'arrêt, sur la paroi interne d'un cône tronqué (géométrie n° 1, $\alpha = 0^\circ$), pour points de vol PVC1 (a) et PVC2 (b)	85
4.64. Configurations de cônes émoussées étudiées en souffleries dans [41] (dimensions en pouce)	86
4.65. Flux de chaleur total mesuré au centre du culot (à gauche) et près de la périphérie du culot (à droite), adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt d'une sphère de rayon équivalent, pour les configurations 1 (carrés) et 2 (cercles) de l'étude de Zappa et Reinecke, adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt d'une sphère de rayon équivalent [41]	87
4.66. Effet de l'angle d'attaque sur le C_p (a) et flux de chaleur adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du culot du cylindre de longueur $L = 1$ m et de diamètre $D = 1$ m, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_{\infty} = 20$, $Re_{\infty} = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	88

4.67. Flux de chaleur total adimensionné au culot du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m, avec un angle d'incidence $\alpha = 15^\circ$, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	88
4.68. Évolution du nombre de Stanton sur le culot et le dard d'un cône émoussé, en fonction de l'angle d'attaque [52]	89
4.69. Géométrie des cônes émoussés étudiés par Bulmer [57]	90
4.70. Évolution de la pression au culot de cônes émoussés en fonction de Re_∞ pour des géométries différentes [57]	91
4.71. Géométries étudiées dans la thèse d'O'Byrne [47]	91
4.72. Visualisation de l'écoulement par PLIF derrière un cône à $M_\infty = 8$, pour $R_a = 0$ (a), $R_a = 1$ mm (b), $R_a = 3$ mm (c) et $R_a = 6$ mm (d) [47]	92
4.73. Distribution de C_p et de flux de chaleur adimensionné le long du culot d'un cylindre, d'un cube et d'une plaque plane, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$, dans le plan $y = 0$	93
4.74. Effet de la longueur L sur le C_p (a) et le flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du culot dans le plan $y = 0$, pour des cylindres de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	94
4.75. Effet de la longueur L sur le C_p le long de l'extrados des cylindres de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)	94
4.76. Géométries de cônes tronqués étudiées	95
4.77. Champ de température adimensionnée par la température de l'écoulement infini amont et lignes de courant dans le plan $y = 0$ autour de deux géométries de cônes tronqués pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$	96
4.78. Distribution du C_p sur la paroi interne de deux géométries de cônes tronqués pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$	96
4.79. Distribution du flux de chaleur total adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt, sur la paroi interne de deux géométries de cônes tronqués pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$	97
4.80. Description des six types d'interférence identifiés par Edney [60] (figure tirée de [61])	99
4.81. Champ de température adimensionnée par la température de l'écoulement infini amont, dans le plan $y = 0$ pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$	99
4.82. Nombre de Mach et lignes de courant dans le plan $y = 0,15$ m pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$	100
4.83. Schéma d'une interaction choc-choc de type II [62]	100
4.84. Nombre de Mach et lignes de courant dans le plan $y = 0,70$ m pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$	101
4.85. Schéma d'une interaction choc-choc de type III [62]	101
4.86. Distribution de C_p sur la paroi interne amont (a) et aval (b) pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$	101
4.87. Distribution de flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt, sur la paroi interne amont (a) et aval (b) pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$	102
4.88. Champ de température adimensionnée par la température de l'écoulement infini amont, dans le plan $y = 0$ pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$	103

4.89. Distribution pariétale de flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt, à la paroi interne amont (a) et aval (b) pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8 \text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$)	103
5.1. Exemples de plan OAT (a) et LHS (b) en dimension 2	114
5.2. Principe de la méthode de validation croisée	116
5.3. Domaines d'apprentissage du modèle final (a) et d'un sous-modèle construit avec le LOO (b)	116
5.4. Distribution obtenue pour le cas de validation 1 (à gauche : résultat calculé par la méthode des éléments finis ; à droite : résultat obtenu par l'interpolation par POD, avec une corrélation exponentielle)	118
6.1. Nombre de Mach et lignes de courant autour d'un dièdre 2D plan de demi-angle au sommet $\theta = 20^\circ$, obtenus avec CEDRE en écoulement laminaire	121
6.2. Pression statique P adimensionnée par la pression statique amont P_∞ , calculée avec CEDRE sur différentes lignes dans le sillage du dièdre 2D (voir figure 6.1), comparée aux résultats expérimentaux de Batt [73] et numériques de Gorshkov [44]	122
6.3. Température totale T_0 adimensionnée par la température totale amont $T_{0,\infty}$, calculée avec CEDRE sur différentes lignes dans le sillage du dièdre 2D (voir figure 6.1), comparée aux résultats expérimentaux de Batt [73] et numériques de Gorshkov [44]	123
6.4. Pression statique (a) et totale (b) calculées avec CEDRE sur la ligne médiane $z = 0$ dans le sillage du dièdre, comparées aux résultats expérimentaux de Batt [73] et numériques de Gorshkov [44]	123
6.5. Montage expérimental de rampe inclinée suivie d'une plaque utilisé par Holden et Chadwick [46]	124
6.6. Nombre de Mach et lignes de courant autour de la rampe inclinée et de la plaque, obtenues avec CEDRE pour un écoulement laminaire	125
6.7. Flux de chaleur (a) et pression statique (b) le long de la rampe et de la plaque, obtenues avec CEDRE en écoulement laminaire et turbulent, comparés aux résultats expérimentaux et numériques de Holden et Chadwick [46]	126
6.8. Schémas de la maquette de la capsule ORION (a) et du montage expérimental utilisés par Barnhardt <i>et al.</i> [74]	127
6.9. Position des capteurs de pression et de flux de chaleur sur la maquette d'ORION utilisée par Barnhardt <i>et al.</i> [74] (image de gauche : face arrière ; image de droite : face avant)	127
6.10. Maillage utilisé pour la simulation numérique avec CEDRE de l'écoulement autour de la maquette d'ORION	128
6.11. Champ de température et lignes de courant autour de la maquette de la capsule ORION	129
6.12. Pression calculée avec CEDRE (a), et mesurée par Barnhardt [74] et calculée par Brock [75] (b) sur l'arrière de la maquette ORION	129
6.13. Flux de chaleur calculé avec CEDRE (a), et mesuré par Barnhardt [74] et calculé par Brock [75] (b) sur l'arrière de la maquette ORION	130
6.14. Comparaison de la pression (a) et du flux de chaleur (b) calculés par CEDRE avec les résultats numériques de Brock <i>et al.</i> et les mesures de Barnhardt <i>et al.</i> , en fonction du numéro de capteur	130
6.15. Projections des points n° 1 à 12 du LHS initial (en bleu) et des points additionnels n° 13 à 16 (en rouge), dans les plans $L - \alpha$ (à gauche) et $L - D$ (à droite)	132
6.16. Exemple de maillage hybride autour d'un cylindre plein (rouge : prismes ; bleu : tétraèdres ; vert : hexaèdres)	133

6.17. C_p (a) et flux de chaleur total (b) calculés le long du cylindre et au culot dans le plan $y = 0$, en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* , pour 3 raffinements de maillage différents	135
7.1. Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados des cylindres n° 2 ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 5^\circ$), n° 3 ($L = 0,5$ m, $D = 0,05$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) et n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$)	139
7.2. Comparaison des distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ sur l'extrados du cylindre n° 5 ($L = 2,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 7^\circ$), calculées avec CEDRE et avec le modèle 1D	141
7.3. Comparaison des distributions de C_p sur l'extrados du cylindre n° 6 ($L = 1,5$ m, $D = 0,1$ m, $\alpha = 10^\circ$), calculées avec CEDRE et avec le modèle 2D	143
7.4. Comparaison des distributions de flux de chaleur sur l'extrados du cylindre n° 6 ($L = 1,5$ m, $D = 0,1$ m, $\alpha = 10^\circ$), calculées avec CEDRE et avec le modèle 2D	143
7.5. Distributions de C_p dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados des cylindres n° 11 ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 5^\circ$) (a) et n° 15 ($L = 0,5$ m, $D = 0,05$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) (b) aux points de vol A1 ($Z = 40$ km, $U_\infty = 2888,7$ m · s ⁻¹), A2 ($Z = 58$ km, $U_\infty = 4769,7$ m · s ⁻¹) et A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹)	145
7.6. Distributions de flux de chaleur total adimensionné dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados des cylindres n° 11 ($L = 2,1$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 5^\circ$) (a) et n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) (b) aux points de vol A1 ($Z = 40$ km, $U_\infty = 2888,7$ m · s ⁻¹), A2 ($Z = 58$ km, $U_\infty = 4769,7$ m · s ⁻¹) et A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹)	147
7.7. Champ de viscosité turbulente ν_{turb} adimensionnée par la viscosité cinématique ν autour des cylindres n° 11 ($L = 2,1$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 5^\circ$) (a) et n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) (b) avec un modèle $k - \omega$ pour le point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5$ m ⁻¹)	148
7.8. Flux de chaleur total obtenu avec un calcul laminaire et turbulent sur l'extrados du cylindre n° 11 ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 5^\circ$) dans le plan $y = 0$ pour le point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5$ m ⁻¹)	148
7.9. Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados du cylindre n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) pour une paroi isotherme ($T_w = 700$ K) et une paroi à l'équilibre radiatif, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹)	150
7.10. Température de paroi dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados du cylindre n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$), dans le cas où la température pariétale est calculée à l'équilibre radiatif, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹)	150
7.11. Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados du cylindre n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) pour une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique, pour le point de vol A3	151
7.12. Champ de fraction massique C(N) de l'azote autour du cylindre n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹) et une paroi totalement catalytique	152
7.13. Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 4 ($L = 1,5$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹)	153
7.14. Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 14 ($L = 1$ m, $D = 1,3$ m, $\alpha = 4^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹)	153

7.15. Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) aux points de vol A1 ($Z = 40$ km, $U_\infty = 2888,7$ m · s ⁻¹), A2 ($Z = 58$ km, $U_\infty = 4769,7$ m · s ⁻¹) et A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹) . . .	155
7.16. Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 11 ($L = 2,1$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹), pour une paroi isotherme et une paroi à l'équilibre radiatif	156
7.17. Champ de fraction massique C(N) de l'azote autour du cylindre n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹) et une paroi totalement catalytique	157
7.18. Champ de fraction massique C(N) de l'azote autour du cylindre n° 7 ($L = 0,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 13^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹) et une paroi totalement catalytique	157
7.19. Distributions de flux de chaleur total (b) au culot des cylindres n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) (a) et n° 7 ($L = 0,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 13^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s ⁻¹), pour une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique	158
A.1. Forme de choc calculée et modélisée pour le cas n° 8 ($L = 0,3$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 4^\circ$)	167

Introduction

Les récents projets de « constellations » de satellites composées de plusieurs centaines de nanosatellites ont mis en lumière la problématique des débris orbitaux et le risque que ceux-ci font courir aux autres objets en orbite. En effet, en 2017, plus de 166 millions d'objets artificiels étaient recensés sur l'orbite terrestre [1], parmi lesquels environ 1200 étaient des satellites en fonctionnement, les autres formant la population des débris orbitaux.

Les objets en orbite sont continuellement freinés sous l'effet des forces de marée et du frottement dans les couches supérieures de l'atmosphère. Ce freinage cause une diminution progressive de l'altitude de ces objets, qui finissent par retomber vers le sol en effectuant une rentrée atmosphérique non contrôlée. Ces dernières années, entre une et deux rentrées atmosphériques non contrôlées de débris orbitaux se produisent par jour. Cette fréquence devrait être amenée à augmenter suite aux directives de l'Inter-Agency Space Debris Coordination Committee (IADC) visant à limiter la population de débris orbitaux. Selon ces directives, les satellites en fin de vie sur une orbite basse doivent, quand ils ne peuvent pas directement effectuer une rentrée atmosphérique contrôlée, être réorbités de façon à effectuer une rentrée atmosphérique non contrôlée dans les 25 ans. Au total, depuis 1957, on estime que plus de 19 000 débris orbitaux ont effectué une rentrée atmosphérique, ce qui représente près de 27 000 tonnes retombées vers la Terre. Bien que la plupart des débris se consomment dans l'atmosphère avant d'atteindre le sol, Ailors et al. [2] estiment qu'en moyenne, entre 10 et 40 % de leur masse initiale atteint le sol. Compte tenu de leur vitesse à l'impact (jusqu'à 200 km/h environ), ces débris constituent un risque pour les personnes et les biens au sol.

Selon le traité des Nations Unies sur l'Espace, en cas de dommage causé par un objet spatial, au sol ou en orbite, le ou les « États de lancement » en sont tenus responsables. Ce terme désigne les États dont dépendent les propriétaires de l'objet, mais aussi les opérateurs ou les entreprises qui ont participé à son lancement, ainsi que les États dont le territoire ou les installations ont servi au lancement. Dans ce cadre, la France a voté en 2008 une loi visant à réguler les opérations spatiales (LOS). Cette loi oblige tout opérateur souhaitant procéder à un lancement qui engage la responsabilité de la France à obtenir une autorisation. Elle s'applique à tous les opérateurs français en charge du lancement ou de la maîtrise de la charge utile en orbite, et à tous les opérateurs opérant depuis le sol français, quelle que soit leur nationalité. L'autorisation ne pourra être délivrée, entre autres conditions, que si la probabilité de faire au moins une victime au sol ne dépasse pas 10^{-4} , et ce pour tous les composants du lanceur ou du satellite. Cette diminution du risque lié aux objets orbitaux pourrait se faire dès leur conception, par exemple en développant des matériaux qui résistent moins à la rentrée atmosphérique (*design for demise*).

Comme cela a pu être constaté lors de la rentrée atmosphérique incontrôlée de la station spatiale chinoise Tiangong-1 le 2 avril 2018, il est encore impossible de prévoir la zone d'impact et l'état dans lequel les débris arrivent au sol. La difficulté d'un tel travail est triple. Elle réside d'une part dans la complexité et le grand nombre de phénomènes physiques interagissant. En effet, contrairement aux engins tels les capsules de rentrée ou les véhicules spatiaux, les débris ne sont ni contrôlés, ni guidés, ni protégés de l'environnement aérothermodynamique critique de la rentrée, si bien que leur forme et leur trajectoire sont considérablement modifiées au cours de la rentrée. D'autre part, elle est liée à la difficulté d'établir des modélisations mathématiques représentatives de la réalité physique rencontrée, aussi exhaustive soit elle. Enfin, elle provient des incertitudes sur les conditions initiales de rentrée, ces dernières étant calculées par érosion d'orbite, dont le résultat est incertain.

Pour prévoir le risque au sol posé par un débris, plusieurs outils à faible temps de réponse ont été développés par des agences spatiales, des instituts de recherche ou des opérateurs privés. Ces codes se divisent en deux catégories, les « codes orientés objet » et les « codes orientés véhicule ». Les premiers considèrent uniquement les principaux éléments du débris de manière individuelle, en partant du principe que le débris se fragmente à partir d'une altitude donnée (en général 78 km). Les codes orientés objet réduisent donc l'analyse de la rentrée d'un engin complet à

celle de ses éléments principaux, de forme simple (plaques, boîtes, cylindres...) et préalablement renseignés par l'utilisateur. Des coefficients aérodynamiques et un flux de chaleur intégré sur la surface sont associés à chacune des formes simples, afin de calculer leur trajectoire et leur dégradation thermique. À l'inverse, les codes orientés véhicule modélisent le débris en entier, de la manière la plus réaliste possible. Des modèles réduits permettent de calculer les distributions de coefficient de pression C_p et de flux de chaleur à la paroi à chaque instant de la rentrée, et d'en déduire la trajectoire, la dégradation thermique et la fragmentation thermique du débris de manière réaliste. Les modèles utilisés dans les codes de simulation de rentrée atmosphérique sont détaillés dans le chapitre 3.

L'une des hypothèses faite dans les codes orientés véhicules consiste à négliger, en régime hypersonique continu, le C_p et le flux de chaleur aux parois « à l'ombre », c'est-à-dire non directement impactées par l'écoulement incident (en hachuré sur la figure 1). Or, pour certaines géométries, notamment les formes concaves (parabole, réservoir percé...), le flux de chaleur aux parois à l'ombre est comparable voire supérieur à celui des parois « au vent ». Le fait de sous-estimer le flux de chaleur dans les zones à l'ombre conduit à une sous-estimation du taux de destruction de l'objet pendant la rentrée, donc à une surestimation du risque au sol. De même, le fait de négliger le C_p sur les parois à l'ombre entraîne des erreurs dans les coefficients de portance et de traînée, et donc dans le calcul de la trajectoire des débris. Des modèles plus précis existent pour les grandeurs pariétales à l'ombre, comme celui développé par Chapman [2] pour le flux de chaleur et la pression dans une cavité sous écoulement rasant, mais ils font intervenir les grandeurs caractéristiques de l'écoulement en dehors de la couche limite. Or, ces grandeurs ne peuvent être connues qu'en effectuant une simulation numérique d'écoulement non visqueux, ce qui est trop complexe et coûteux en temps pour être intégré dans un code à réponse rapide.

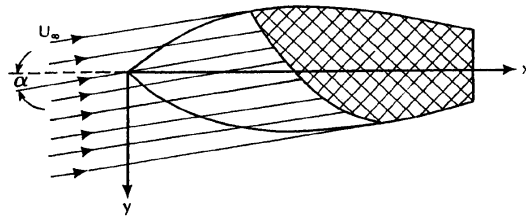


FIGURE 1. – Définition des parois « au vent » (clair) et « à l'ombre » (hachuré) d'un objet dans un écoulement (d'après [3])

Cette thèse a donc pour objectif de développer des modèles réduits permettant de calculer les distributions de pression et de flux de chaleur aux parois à l'ombre lors des rentrées atmosphériques de débris orbitaux. Ces modèles devront pouvoir être intégrés dans des codes de calcul de rentrée atmosphérique à réponse rapide, et donc dépendre uniquement des caractéristiques de l'écoulement incident, de la géométrie de l'objet considéré et de son orientation. Les géométries modélisées doivent être représentatives des débris, et celles présentant des niveaux élevés de C_p et de flux de chaleur aux parois à l'ombre seront considérées en priorité. Enfin, seule la phase de la rentrée atmosphérique où l'écoulement incident est hypersonique continu sera considérée, car c'est la phase la plus déterminante pour la survie ou la destruction du débris.

Ce manuscrit débute par la présentation détaillée du contexte et des objectifs de la thèse. Le chapitre 1 introduit la problématique des débris orbitaux, notamment les phénomènes conduisant à leur formation, et les mesures permettant de limiter leur nombre. Ce chapitre met également en évidence le risque au sol lié aux débris orbitaux, et la nécessité de prévoir ce risque dès la conception des satellites et des lanceurs. Le chapitre 2 porte sur les phénomènes aérothermodynamiques qui se produisent lors d'une rentrée atmosphérique de débris, et qui doivent être pris en compte dans la modélisation de la rentrée et du risque au sol. En particulier, ce chapitre présente rapidement la physique des écoulements hypersoniques continus réactifs, qui constituent la phase de la rentrée atmosphérique modélisée dans cette thèse. Le chapitre 3 constitue un état de l'art

des codes existants de prévision du risque au sol. La distinction entre les codes « orientés objet » et les codes « orientés véhicules » y est expliquée, et quatre codes de rentrée sont présentés (DEBRISK, SCARAB, ARES et PAMPERO) ainsi que les modèles physiques utilisés. Ce chapitre met également en évidence l'imprécision des modèles de C_p et de flux de chaleur utilisés dans les codes orientés véhicules pour les parois à l'ombre. Cette imprécision peut fortement impacter la prévision du risque au sol pour certaines géométries caractéristiques des débris orbitaux, ce qui motive la construction de modèles plus précis pour le C_p et le flux de chaleur aux parois à l'ombre des débris.

La construction des modèles a commencé par une identification des phénomènes aérothermodynamiques à l'origine de niveaux de C_p et de flux de chaleur élevés aux parois à l'ombre dans un écoulement hypersonique continu. Pour ce faire, les résultats de la bibliographie ont été comparés à des résultats de simulations Navier-Stokes laminaire fournies par le CNES, pour plusieurs points de vol et géométries caractéristiques d'une rentrée atmosphérique de débris. Cette étude comparée a permis de mettre en évidence trois phénomènes causant des niveaux élevés de C_p et de flux de chaleur à l'ombre : les écoulements à l'ombre attachés, les écoulements décollés, avec recollement fluide ou solide, et les interactions choc-choc. Pour tous ces phénomènes, l'influence des paramètres de la géométrie et de l'écoulement sur le C_p et le flux de chaleur à l'ombre ont été analysés. Les résultats de cette étude sont présentés dans le chapitre 4.

À partir de ces résultats, il a été décidé de modéliser en priorité les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins en incidence. Pour ce faire, une méthode de modélisation par décomposition orthogonale en mode propre, ou POD, décrite et validée dans le chapitre 5, a été choisie. Cette méthode nécessite de créer une base de données d'entrée, selon un plan d'expérience adapté. Dans cette thèse, les données d'entrée ont été obtenues avec le code de CFD CEDRE de l'ONERA. Le chapitre 6 présente la mise au point d'une méthodologie pour simuler les écoulements hypersoniques d'arrière-corps avec CEDRE, à partir de cas-tests issus de la littérature. Pour diminuer le temps nécessaire à la création des différents maillages autour des géométries de cylindres pleins, une méthodologie de maillage hybride a été développée et est également présentée dans le chapitre 6. Enfin, le chapitre 7 présente les modèles de C_p et de flux de chaleur mis au point pour l'extrados et le culot des cylindres pleins. Ces modèles ont été construits en utilisant la méthode de la POD, mais également à partir de l'analyse physique des résultats des simulations. Ce chapitre contient également une discussion sur les modèles construits et une comparaison avec les objectifs initiaux de la thèse, et propose des pistes d'amélioration.

Première partie

Contexte et objectifs

Les débris orbitaux : éléments de contexte

Ce chapitre présente le contexte général de cette thèse, et la problématique des débris orbitaux. Après avoir présenté l’environnement orbital terrestre dans la section 1, notamment la population de débris en orbite, les sections 2 et 3 détaillent respectivement les phénomènes à l’origine des débris et les méthodes envisagées pour limiter leur nombre. La section 4 aborde la problématique du risque au sol lié aux rentrées atmosphériques des débris orbitaux.

Sommaire

1.	L’environnement orbital terrestre	4
1.1.	Définitions	4
1.2.	Moyens de détection des débris orbitaux	5
1.3.	Population de débris en orbite	5
1.4.	Durée de vie des débris	6
2.	Phénomènes à l’origine des débris orbitaux	6
3.	Limiter la génération de débris orbitaux	10
4.	Risque au sol lié aux débris orbitaux	11

Note : les données non référencées de ce chapitre sont issues du livre de Heiner Klinkrad, *Space Debris : Models and Risk Analysis* [4].

1. L'environnement orbital terrestre

L'environnement orbital terrestre est constitué de la Lune et de tous les objets artificiels en orbite autour de la Terre, ces derniers pouvant être des satellites opérationnels ou des débris orbitaux. Cette section définit les notions utilisées dans cette thèse et présente le contexte général des débris orbitaux.

1.1. Définitions

Selon l'Inter-Agency Space Debris Coordination Committee (IADC), les débris orbitaux sont définis comme « tous les objets artificiels (incluant leurs fragments et leurs éléments) en orbite terrestre et qui ne sont pas opérationnels » [5]. Cela inclut les satellites inactifs (en panne ou en fin de vie), les derniers étages de lanceurs, satellisés en même temps que la charge utile, ainsi que les particules de suie résultant de la combustion dans les lanceurs. Toutefois, une grande partie de ces débris sont des fragments de satellites et de lanceurs, issus de collisions ou d'explosions d'étages de lanceurs.

La majeure partie des satellites et débris orbitaux sont situés autour de deux orbites : l'orbite terrestre basse, ou LEO (*low-Earth orbit*), et l'orbite géostationnaire, ou GEO (*geostationary orbit*) (figure 1.1). L'orbite LEO s'étend jusqu'à 2000 km d'altitude, avec une plus forte concentration de satellites entre 500 et 1000 km. Du fait de sa faible altitude, cette orbite est la plus facile à atteindre et permet une bonne communication avec la Terre. On y trouve principalement les satellites d'imagerie terrestre et de météorologie, ainsi que les satellites espions et certains satellites de communication (réseau Iridium). C'est aussi l'orbite choisie pour la plupart des missions spatiales habitées, telles que Mir ou la Station Spatiale Internationale (ISS). L'orbite GEO se situe vers 36 000 km d'altitude. Les satellites situés sur cette orbite ont la même vitesse angulaire que la Terre, ce qui leur permet de survoler toujours le même point de la surface terrestre, à condition que celui-ci soit situé sur l'équateur. L'orbite GEO est donc particulièrement intéressante pour les satellites de communication ou de diffusion de télévision. On y trouve également des satellites météorologiques géostationnaires.

Le terme « rentrée atmosphérique » désigne la phase durant laquelle un objet qui était en orbite retombe vers la Terre en traversant l'atmosphère. L'atmosphère n'ayant pas de limite précise, on estime que la rentrée atmosphérique débute lorsque les forces aérodynamiques s'appliquant sur l'objet orbital ne sont plus négligeables devant son poids. Cette limite dépend donc de la taille, la masse et la vitesse de l'objet considéré. On différencie les rentrées selon qu'elles sont contrôlées ou non contrôlées. Une rentrée contrôlée nécessite de pouvoir commander l'objet au moins pendant le début de la rentrée. Cela permet de choisir l'angle et le point de rentrée dans l'atmosphère, et donc de viser des zones inhabitées pour minimiser le risque à l'impact posé par l'objet pour les personnes et les biens au sol. Certains objets, comme les capsules ou les navettes, sont conçus pour survivre à la rentrée atmosphérique, et sont donc pilotés jusqu'à leur arrivée au sol. À l'inverse, une rentrée non contrôlée est uniquement due à l'attraction terrestre et au freinage aérodynamique dans les couches supérieures de l'atmosphère : les objets en orbite ralentissent progressivement et perdent naturellement de l'altitude, jusqu'à effectuer une rentrée atmosphérique. Dans ce cas, les conditions initiales de la rentrée (point et angle) ne peuvent être choisies, et il n'y a aucun moyen de contrôler le risque posé par l'objet.

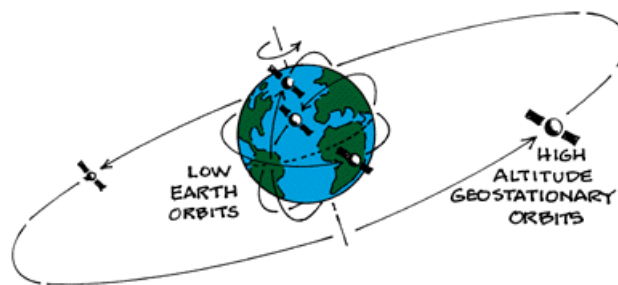


FIGURE 1.1. – Orbites LEO et GEO [6]

1.2. Moyens de détection des débris orbitaux

La plupart des informations sur les débris orbitaux proviennent du NASA Satellite Situation Report (SSR), ainsi que du catalogue d'objets orbitaux de l'US Strategic Command (USSTRATCOM). Ces deux bases de données se fondent sur les observations de l'US Space Surveillance Network (SSN). Ce réseau de surveillance comprends des télescopes, pour l'observation de l'orbite GEO, et des radars, plus efficaces pour détecter des objets en orbite LEO. Le SSN peut détecter des objets de dimension supérieure à 10 cm en orbite GEO, et à quelques millimètres en LEO, mais les seules positions indiquées précisément dans les rapports de la NASA et de l'USSTRATCOM sont celles des objets de dimension supérieure à 10 cm en LEO et à 1 m en GEO, ce qui est un compromis entre la précision des mesures et le coût de fonctionnement du système [1]. Les seuls autres pays disposant d'un tel système de surveillance spatiale sont la Russie, avec le SKKP (ou SSS en anglais) et la France, avec le système GRAVES (Grand Réseau Adapté à la VEille Spatiale). Ce radar, développé par l'ONERA et mis en service en décembre 2005, peut détecter les satellites de taille supérieure à 1 m et d'altitude inférieure à 1000 km au-dessus de la France métropolitaine. Depuis 2016, les données du GRAVES sont corrélées avec celles du réseau FRIPON (Fireball Recovery and InterPlanetary Observation Network). Ce réseau, composé d'une centaine de caméras réparties sur la totalité du territoire français, peut repérer les objets naturels ou artificiels effectuant une rentrée atmosphérique en vue de reconstituer leur trajectoire et leur point d'impact. D'autres installations peuvent servir à la détection des objets en orbites, notamment, le système de radar allemand TIRA, qui peut détecter des objets de taille supérieure à 2 cm ou l'Optical Ground Station (OGS) de l'observatoire de Teide, tous deux utilisés par l'ESA pour la surveillance spatiale.

La population orbitale de taille inférieure à ces dimensions est déduite de règles statistiques, notamment à partir des impacts recensés sur les objets ramenés de l'orbite terrestre, comme le satellite EURECA de l'ESA, ou les trois panneaux solaires récupérés sur le télescope spatial Hubble. Enfin, depuis les années 90, des détecteurs d'impact sont envoyés en orbite, pour avoir une information statistique sur la population de petits débris. Ainsi, en 1994, le Geostationary Orbit Impact Detector (GORID) fut placé en orbite GEO, sur laquelle il détecta une moyenne de 2,4 impacts par jours pendant 5 ans. Depuis 2008, la deuxième version du Debris in-Orbit Evaluator (DEBIE) est arrimée à la Station Spatiale Internationale.

1.3. Population de débris en orbite

En janvier 2017, le SSN avait catalogué environ 17 500 objets orbitaux, de taille supérieure à 10 cm en orbite LEO et à 1 m en orbite GEO, auxquels il faut ajouter environ 6500 objets identifiés mais non catalogués, pour un total de 23 000 objets environ [1]. En 2016, le CNES estimait à 23 200 le nombre d'objets orbitaux de dimension supérieure à 10 cm, toutes orbites confondues, représentant plus de 99% de la masse totale en orbite. Parmi ces objets, seuls 1200 (4%) seraient des satellites opérationnels. Il y aurait en outre près de 740 000 objets orbitaux de dimension comprise entre 1 et 10 cm, et plus de 160 millions d'objets de taille comprise entre 1 mm et 1 cm. Ces objets se déplaçant en orbite à plus de 7 km/s, ils posent un risque considérable pour

les satellites en activité : les débris de taille supérieure à 1 mm peuvent détruire un sous-système de satellite, tandis que ceux mesurant quelques centimètres peuvent traverser les boucliers de la Station Spatiale Internationale ou détruire totalement un satellite, entraînant la création d'autres débris.

1.4. Durée de vie des débris

Pour un objet ayant une orbite quasi-circulaire, Klinkrad [4] donne une équation simplifiée permettant d'évaluer la variation du demi-grand axe a dans le temps :

$$\frac{da}{dt} \approx -B \rho a v_a \quad (1.1)$$

où $B = \frac{m}{A C_D}$ est le coefficient balistique de l'objet, C_D le coefficient de traînée, A la surface projetée (en m^2), m la masse (en kg), ρ la masse volumique de l'atmosphère (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) et v_a la vitesse aérodynamique de l'objet (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$). Le terme de droite représente le freinage aérodynamique s'exerçant sur l'objet. À terme et sans opération de maintien en orbite, celui-ci finit par retomber vers le sol en effectuant une rentrée atmosphérique. D'après cette équation, la durée de vie des débris dépend principalement de leur vitesse, leur masse et leur surface, et de la masse volumique de l'atmosphère à l'endroit considéré. L'atmosphère étant de plus en plus raréfiée avec l'altitude, les objets évoluant à une altitude élevée seront moins freinés. La durée de vie des débris orbitaux varie donc de quelques jours pour les plus bas à plusieurs millions d'années pour ceux situés en orbite GEO. Au-delà de 800 km d'altitude, la durée de vie des débris dépasse plusieurs dizaines d'années.

Le cycle de l'activité solaire joue également un rôle dans la durée de vie des débris orbitaux : lors des périodes de forte activité, tous les 11 ans, l'air des zones inférieures de l'atmosphère se réchauffe et remonte dans les couches supérieures, augmentant leur densité. Le freinage exercé sur les objets en orbite est alors plus important, et ceux-ci vont perdre plus d'altitude. On observe donc tous les 11 ans des périodes durant lesquelles les rentrées atmosphériques sont plus nombreuses, ce qui coïncide avec les périodes où l'activité solaire est la plus forte.

2. Phénomènes à l'origine des débris orbitaux

La mise en orbite d'un satellite génère nécessairement de nouveaux débris orbitaux. Ainsi, certains éléments du lanceur, comme la coiffe de protection de la charge utile ou le dernier étage de propulsion, peuvent rester en orbite à la fin du lancement. Le satellite lui-même devient un débris dès qu'il cesse de fonctionner, à cause d'une panne ou une fois arrivé en fin de vie. Toutefois, la majorité des débris sont issus de la fragmentation de satellites ou de lanceurs, comme le montre le graphique de la figure 1.2, présentant l'évolution annuelle du nombre de débris en fonction de l'évènement ayant entraîné leur création. Ces fragmentations se produisent dans le cas d'une collision ou d'une explosion. Le tableau 1.1 liste les dix fragmentations en orbite ayant engendré le plus de débris. Pour tous ces évènements, des débris restaient en orbite en janvier 2011, soit parfois plus de 40 ans après la fragmentation. De plus, les données de ce tableau montrent une augmentation globale de la durée de vie des débris avec l'altitude de fragmentation, comme prédit par l'équation 1.1. L'augmentation du nombre d'objets en orbite est également visible sur la figure 1.3, qui illustre l'évolution de la population orbitale entre 1960 et 2008. On observe notamment l'augmentation progressive du nombre d'objets en LEO (proche de la Terre), puis en GEO (plus éloignée, dans le plan de l'Équateur).

Les explosions en orbite sont à l'origine de nombreux fragments qui constituent autant de débris orbitaux. Ces phénomènes concernent principalement des étages de lanceurs, mis en orbite en même temps qu'un satellite, et contenant encore du carburant. Celui-ci peut entraîner l'explosion de l'étage, jusqu'à une vingtaine d'années après la mise en orbite. Ainsi, en 1996, un lanceur Pegasus HAPS a explosé en orbite, créant plus de 750 fragments observables [9]. Après une mise

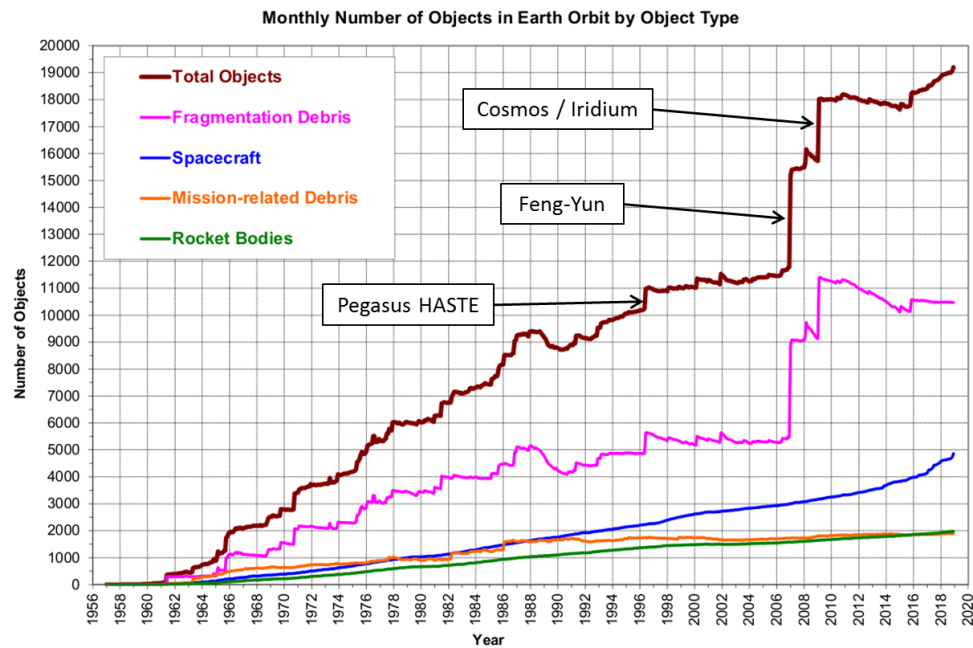


FIGURE 1.2. – Évolution du nombre d'objets en orbite catalogués par le SSN (dimensions supérieures à 10 cm en LEO et 1 m en GEO) entre 1956 et 2019 [7]

Nom de l'objet	Nombre de débris créés	Nombre de débris encore en orbite (au 1 ^{er} janvier 2011)	Année de fragmentation	Altitude de fragmentation	Cause de la fragmentation
Feng-Yun 1C	3037	2931	2007	850 km	Destruction par un missile
Cosmos 2251	1347	1272	2009	790 km	Collision avec Iridium 33
Fusée STEP 2	710	60	1996	625 km	Explosion accidentelle
Iridium 33	528	491	2009	790 km	Collision avec Cosmos 2251
Cosmos 2421	509	8	2008	410 km	Inconnue
Fusée SPOT 1	492	33	1986	805 km	Explosion accidentelle
OV 2-1 / Fusée LCS 2	473	36	1965	740 km	Explosion accidentelle
Fusée Nimbus 4	374	248	1970	1075 km	Explosion accidentelle
Fusée TES	370	115	2001	670 km	Explosion accidentelle
Fusée CBERS 1	343	187	2000	740 km	Explosion accidentelle

TABLEAU 1.1. – Les dix plus graves fragmentations enregistrées en orbite terrestre entre 1961 et 2011 [8]

en orbite ratée en 1994, le lanceur contenait encore entre 5 et 8 L de carburant, qui ont causé son explosion deux ans plus tard. Cet événement est indiqué sur la figure 1.2. Les deuxièmes étages des lanceurs américains Delta ont eux aussi été à l'origine de nombreux débris : entre 1973 et

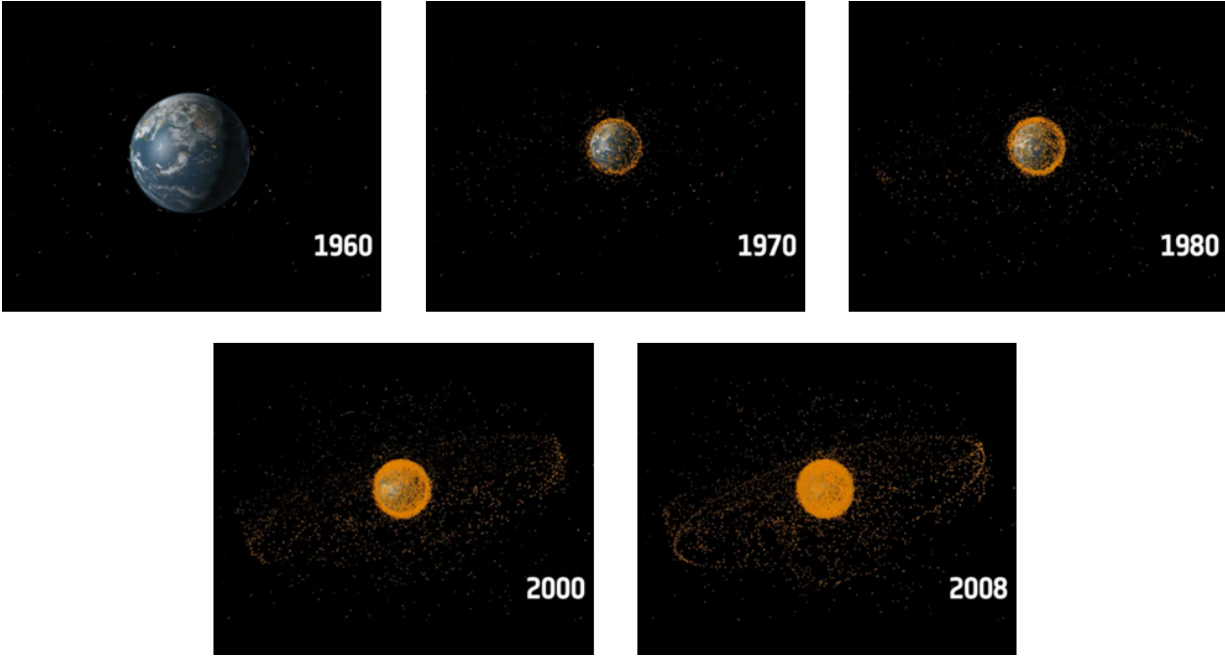


FIGURE 1.3. – Aperçu de l'évolution de la population de débris orbitaux entre 1960 et 2008 [1]

1991, huit d'entre eux ont explosé en orbite, créant près de 1 600 débris observables, dont plus de 900 étaient encore en orbite en 2004 [9]. Les explosions en orbite sont la principale source de débris en orbite : selon l'ESA [1], sur les 290 fragmentations en orbites recensées entre 1961 et 2017, environ 280 étaient des explosions. Toutefois, les explosions en orbite devraient se faire plus rares à l'avenir, grâce aux mesures de passivation adoptées progressivement par les agences spatiales (voir section 3). Ainsi, depuis 1997 et l'adoption de ces mesures par l'ESA, il n'y a plus eu d'explosions d'étages de fusée Ariane en orbite. Les explosions en orbite peuvent également être dues à des missiles anti-satellites. Ainsi, en 1985, le satellite américain Solwind P78-1 fut la cible d'un de ces missiles lors d'un test. L'explosion fut à l'origine de 285 fragments catalogués par le SSN, mais les conditions choisies pour le test ont fait que ces fragments se sont très rapidement désintégrés dans l'atmosphère. En 2002, seuls 2 de ces débris étaient encore détectés par le SSN. L'évènement ayant conduit à la création du plus grand nombre de débris de toute l'histoire spatiale est la destruction, en 2007, du satellite météorologique chinois Feng-Yun 1C lors d'un test de missile anti-satellite. Cette explosion volontaire entraîna la création de plus de 3 300 objets détectés par le SSN, ce qui correspond à une augmentation du nombre total de débris orbitaux de 25%. De plus, à cause de l'altitude relativement élevée où s'est produite l'explosion (supérieure à 800 km), les débris ont une très grande durée de vie. Depuis cet évènement, vivement critiqué par la communauté internationale, les satellites situés sur cette orbite ont beaucoup plus de risque de percuter un débris. Cette explosion correspond à la très forte augmentation de la population orbitale en 2007 indiquée sur la figure 1.2. L'Inde a également procédé à un test de missile anti-satellite le 27 mars 2019, dont la cible, non révélée officiellement, était probablement le satellite militaire indien Microsat-R. La destruction du satellite aurait conduit à la formation de plus de 270 débris, dont au moins 56 étaient encore en orbite le 21 août 2019 [10, 11].

Selon Heiner Klinkrad [4], la plus importante source de débris spatiaux hors explosion sont les moteurs de fusée, qui rejettent des scories pendant leur fonctionnement, notamment des gouttelettes d'alumine Al_2O_3 . L'aluminium est ajouté au carburant sous forme de poudre, pour stabiliser la combustion. La majeure partie sera éjectée avec les gaz d'échappement sous la forme de particules de diamètre inférieur à 50 μm . Cependant, dans certains moteurs, l'entrée de la tuyère est à l'intérieur de la chambre de combustion, pour des raisons de fabrication, ce qui crée un léger espace entre la tuyère et le fond de la chambre. Dans cet espace, un mélange d'aluminium, d'alumine et de morceaux d'isolant thermique peut venir s'accumuler. Ce mélange peut être éjecté

avec les gaz d'échappements sous forme de gouttelettes, dont la taille peut être de l'ordre du centimètre.

Les débris orbitaux peuvent également être du matériel et des outils lâchés par les cosmonautes lors de sorties spatiales, ou des éléments libérés dans l'espace lors d'une mission particulière. Ainsi, dans les années 1960, des fils de cuivre ont été placés en orbite lors d'une expérience de radio-transmission. Dans les années 1980, 16 satellites russes RORSats (Radar Ocean Reconnaissance Satellites) en fin de vie ont éjecté leurs cœurs de réacteur, libérant de nombreuses gouttelettes de liquide de refroidissement. En outre, sous l'effet du rayonnement solaire et des impacts d'atomes et de particules, les revêtements des objets orbitaux se dégradent et libèrent des particules et des écailles de peintures, qui viennent grossir la population de débris.

Les collisions entre des objets en orbite sont également à l'origine de débris orbitaux. La première collision accidentelle référencée s'est produite en 1996 et a impliqué le satellite militaire français Cerise et un débris issu d'un étage supérieur du lanceur Ariane 1. La principale collision en orbite, qui est aussi la première collision entre deux satellites en activité, s'est produite en 2009. Le satellite militaire russe Cosmos 2251 et le satellite télécommunication américain Iridium 33 se sont percutés en orbite, donnant naissance à plus de 2 300 fragments observables [1]. Cet événement est visible sur la figure 1.2.

Du fait de leur durée de vie très longue, les débris d'altitude élevée ont une probabilité non négligeable d'entrer en collision avec des satellites ou d'autres débris, entraînant leur fragmentation et l'apparition de nouveaux débris. Au delà d'un certain nombre de débris en orbite, ces collisions seraient tellement fréquentes que la production de débris se ferait alors à un taux plus élevé que leur destruction dans l'atmosphère. La population de débris continuerait alors à augmenter de manière exponentielle, remplissant petit à petit les orbites terrestres. Ce scénario, connu sous le nom de « syndrome de Kessler », pourrait à terme rendre impossible l'exploration spatiale et l'utilisation de satellites artificiels pendant plusieurs générations, du fait du risque trop élevé de collision. Dernièrement, la nette augmentation de la population de débris orbitaux visible sur la figure 1.2 est devenue préoccupante pour les organisations spatiales internationales. D'après l'IADC [8], le taux de création de débris est déjà plus élevée que le taux de destruction, et si rien n'est fait pour enrayer cette évolution (scénario *business as usual*), la quantité de débris en orbite continuera à augmenter de manière exponentielle. Cette tendance est illustrée sur la figure 1.4, qui montre une prévision de l'évolution probable de la population en LEO dans le cas du scénario *business as usual*.

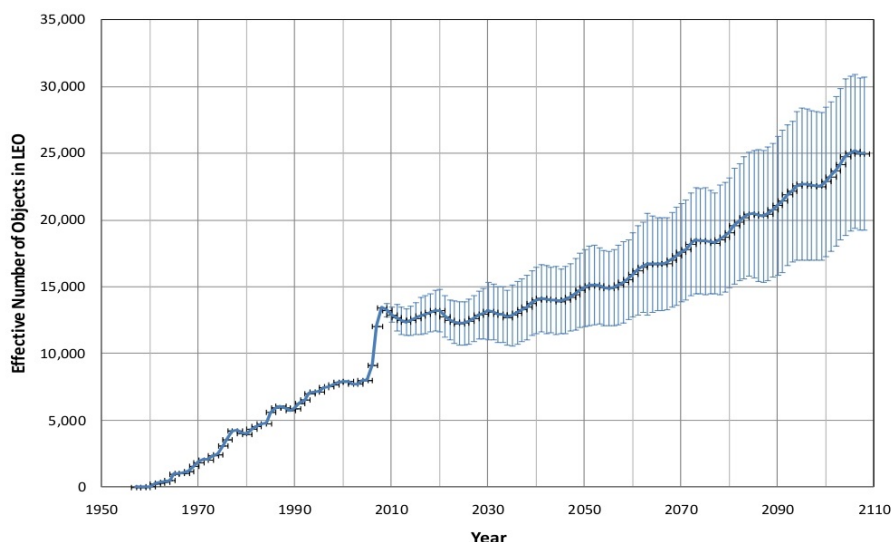


FIGURE 1.4. – Prévision de l'évolution de la population de débris en LEO dans le cas du scénario *business as usual* (source : NASA)

3. Limiter la génération de débris orbitaux

Pour éviter que les débris orbitaux ne rendent inutilisables l'espace orbital terrestre, des mesures ont été prises par les opérateurs spatiaux pour enrayer l'augmentation du nombre de débris. Ainsi, des mesures de passivation sont maintenant appliquées pour éviter les explosions d'étage de lanceur en orbite. Celles-ci visent à évacuer toute l'énergie latente restant dans le lanceur après la mission (consommation du reste de carburant, vidage des batteries, inhibition des éléments pyrotechniques). Concernant les satellites en fin de vie qui sont encore manœuvrables, l'IADC préconise différentes solutions selon l'orbite sur laquelle le satellite est situé. Pour les satellites de l'orbite LEO, les opérateurs spatiaux ont le choix entre trois options :

- **Effectuer une rentrée atmosphérique contrôlée**

Le satellite utilise ses dernières réserves de carburant pour se désorbiter et rentrer dans l'atmosphère. Le début de la trajectoire étant contrôlé, il est relativement facile pour les opérateurs de viser des zones à faible concentration humaine, pour réduire au maximum le risque causé par les débris qui pourraient survivre à la rentrée. Ainsi, entre 250 et 300 engins spatiaux en fin de vie, dont la station Mir, ont terminé leur rentrée atmosphérique au point Nemo, situé dans l'océan Pacifique, et qui constitue le point le plus éloigné de toute terre émergée.

- **Diriger le satellite vers une orbite à durée de vie limitée**

Le satellite utilise ses dernières réserves de carburant pour se placer sur une orbite sur laquelle ne se trouve aucun satellite opérationnel. Cette orbite doit permettre une rentrée atmosphérique non contrôlée du satellite dans les 25 années qui suivent sa désactivation. Cette méthode permet également de diminuer le risque d'explosion du satellite en utilisant tout le carburant résiduel, mais le risque au sol est plus élevé que dans le cas d'une rentrée contrôlée.

- **Diriger le satellite vers une orbite cimetière**

Cette solution ne règle pas le problème des débris mais se contente de le déplacer sur des orbites moins importantes pour l'activité spatiale. Elle peut être choisie lorsque aucune des deux autres solutions n'est applicable. Le satellite est alors remonté sur une orbite cimetière, d'altitude supérieure à 2 000 km, afin de ne pas interférer avec l'orbite LEO. Cette manœuvre permet également de vider les réservoirs de carburant du satellite.

Pour les satellites situés sur l'orbite GEO, la seule possibilité est de les remonter sur une orbite cimetière, située au moins 300 km au-dessus de GEO.

La Loi relative aux Opérations Spatiales (LOS), adoptée par la France en 2008, impose des règles similaires aux opérateurs spatiaux engageant la responsabilité de l'État français. Cela comprend tous les opérateurs français en charge du lancement ou de la maîtrise de la charge utile en orbite, et à tous les opérateurs opérant depuis le sol français, quelle que soit leur nationalité. En pratique, cette loi s'étend donc à tous les opérateurs utilisant la fusée Ariane, lancée depuis le sol français. D'après cette loi, les satellites en fin de vie situés en orbite LEO doivent effectuer une rentrée atmosphérique contrôlée ou se placer sur une orbite à faible durée de vie, et ceux situés en orbite GEO doivent être placés sur une orbite cimetière. La LOS contient également des directives pour limiter le risque au sol, détaillées dans la section 4.

Concernant les débris qui ne sont plus manœuvrables, une intervention extérieure (*active debris removal*, ou ADR) est alors la seule façon de les désorbiter. Des études de la NASA et de l'ESA [1] ont montré que, même en gardant la moyenne actuelle de 70 lancements annuels, il suffirait de retirer entre 5 et 10 débris orbitaux par an pour que la création de débris soit contrebalancée par leur destruction dans l'atmosphère. Les débris retirés devraient avoir une masse et une altitude élevées, et une forte probabilité de collisions avec d'autres objets. Toutefois, cette solution est difficile à mettre en œuvre, et est encore à l'étude. Un des projets les plus aboutis est la mission e.Deorbit de l'ESA, prévue pour 2023 [12]. Cette mission prévoit d'envoyer un véhicule spatial en orbite entre 800 et 1000 km d'altitude, pour récupérer un débris orbital massif. Deux méthodes de capture sont actuellement envisagées et en cours de développement, en utilisant un filet (figure

1.5) ou un harpon pour attraper le débris cible. Une fois le véhicule arrimé au débris, il utiliserait son propulseur pour effectuer une rentrée atmosphérique contrôlée, durant laquelle les deux objets seraient détruits. Le filet et le harpon ont été testés en orbite durant la mission RemoveDebris, respectivement en septembre 2018 et février 2019 : le filet a capturé un cubesat déployé pour servir de cible, et le harpon a transpercé une plaque de métal au bout d'un mât [13]. Une autre solution, proposée par Schall [14], concerne les plus petits débris, de l'ordre du centimètre et pesant une centaine de grammes, et dont la surface est composée d'aluminium ou de carbone. En utilisant un rayon laser, depuis le sol ou depuis un satellite, il serait possible d'ablater la surface du débris, ce qui provoquerait un dégagement de matière. La quantité de mouvement en résultant pourrait changer la trajectoire du débris, pour l'éloigner des orbites sensibles ou le faire rentrer dans l'atmosphère. Un autre concept, le projet LightForce de la NASA, utilise directement la pression photonique du laser pour dévier les petits débris [15].

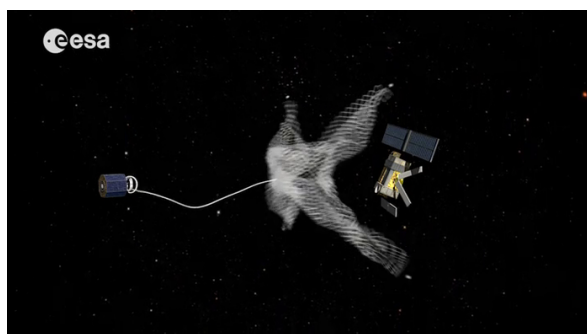


FIGURE 1.5. – Système de filet envisagé pour la capture de débris durant la mission e.Deorbit de l'ESA [16]

Toutefois, l'application de ces solutions pour limiter le nombre de débris orbitaux ne doit pas entraîner une trop forte augmentation du risque au sol lié aux rentrées atmosphériques. Si le risque peut être relativement maîtrisé dans le cas d'une rentrée contrôlée de satellite, il est toutefois beaucoup plus élevé pour les débris, qui ne sont plus manœuvrables.

4. Risque au sol lié aux débris orbitaux

Au total, sur les 27 000 objets ayant été en orbite entre 1957 et 2002, les 2/3 ont effectué une rentrée atmosphérique. Cela représente 27 000 tonnes de débris, soit une moyenne de 600 tonnes par an. Au cours de l'année 2010, l'IADC [8] a recensé environ 400 rentrées atmosphériques de débris, représentant une masse totale de 150 tonnes. Parmi ces débris, seuls 16, d'une masse totale de 75 tonnes, ont effectué leur rentrée de manière contrôlée. Le CNES a recensé 462 rentrées d'objets catalogués en 2012, 437 en 2013 et 610 en 2014, cette dernière année coïncidant avec un pic de l'activité solaire [17]. Concernant les rentrées de gros objets, le CNES en a recensé 83 en 2012, 82 en 2013 (40 satellites et 42 étages de lanceur), et 138 en 2014. Ce nombre devrait augmenter progressivement avec la mise en application des méthodes visant à limiter le nombre de débris orbitaux (rentrée atmosphérique contrôlée, orbite à durée de vie limitée, *active debris removal*).

Les débris qui posent un risque au sol sont principalement les parties de satellites ou de lanceurs d'une taille supérieure à quelques centimètres et de masse élevée, car ils ont encore une énergie cinétique importante au moment de l'impact. De plus, certains composants de satellites et de lanceurs, comme les réservoirs, sont conçus dans des matériaux résistants à la chaleur, et ont encore une masse importante en arrivant au sol. Enfin, ces débris peuvent se fragmenter lors de la rentrée, et augmenter fortement la surface au sol impactée. Le tableau 1.2 liste les 16 objets les plus lourds à avoir effectué une rentrée atmosphérique jusqu'à présent. Parmi ceux-ci, 7 se sont déroulées de manière non contrôlée, et représentent une masse totale de plus de 200 tonnes. La figure 1.6 indique l'emplacement des débris orbitaux retrouvés au sol. Certains d'entre eux sont

retombés dans des régions densément peuplées et constituaient un risque pour les personnes au sol.

Nom de l'objet	Origine	Masse (kg)	Date de rentrée	Type de rentrée
Mir	CIS	120 000	23 mars 2001	Contrôlée
Skylab	USA	69 000	11 juillet 1979	Non contrôlée
Saturn V Stage 2 / Skylab	USA	43 200	11 janvier 1975	Non contrôlée
Salyut 7 / Cosmos 1686	URSS	40 000	7 février 1991	Non contrôlée
Salyut 6 / Cosmos 1267	URSS	35 000	29 juillet 1982	Contrôlée
Cosmos 557	URSS	19 400	22 mai 1973	Non contrôlée
Salyut 5	URSS	19 000	8 août 1977	Contrôlée
Salyut 1	URSS	18 900	11 octobre 1971	Contrôlée
Salyut 3	URSS	18 900	24 janvier 1975	Contrôlée
Salyut 4	URSS	18 900	2 février 1977	Contrôlée
Apollo SA-5 (pointe)	USA	17 100	30 avril 1966	Non contrôlée
Apollo SA-6 CSM BP-13	USA	16 900	1 ^{er} juin 1964	Non contrôlée
Apollo SA-7 CSM BP-15	USA	16 650	22 septembre 1964	Non contrôlée
Cosmos 929	URSS	15 000	2 février 1978	Contrôlée
Cosmos 1443	URSS	15 000	19 septembre 1983	Contrôlée
Compton GRO	USA	14 910	4 juin 2000	Contrôlée

TABLEAU 1.2. – Historique des plus gros objets ayant effectué une rentrée atmosphérique [18] entre 1961 et 2011 (les rentrées contrôlées de la navette Buran et de la navette spatiale américaine ne sont pas considérées)

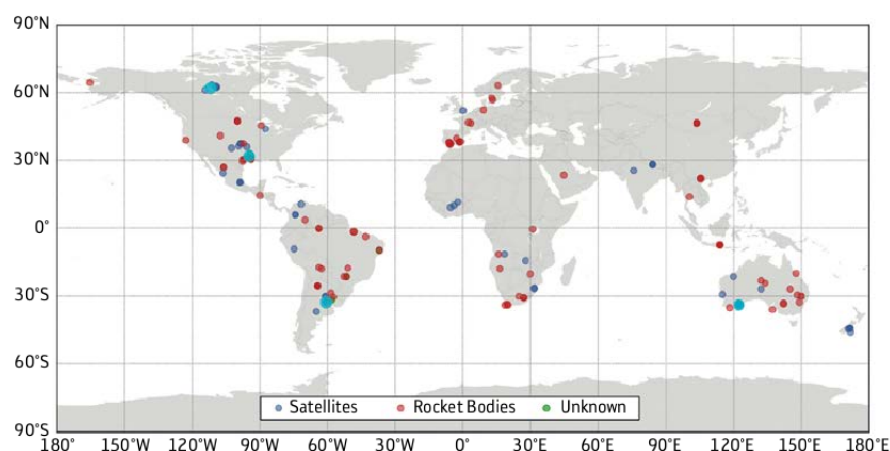


FIGURE 1.6. – Carte indiquant les lieux où ont été retrouvés des débris orbitaux ayant survécu à la rentrée (source : ESA)

D'autres débris posent un risque pour les personnes au sol, non à cause de leur masse, mais de leur nature radioactive. Ainsi, le 24 janvier 1978, un satellite espion de l'URSS, Cosmos-954,

effectue une rentrée atmosphérique non contrôlée. Ce satellite était équipé de radars, destinés à la détection des navires de guerre, et dont l'alimentation était assurée par un réacteur nucléaire, contenant 30 kg d'uranium. Lors de sa rentrée, le satellite s'est désagrégé dans l'atmosphère et a dispersé des débris radioactifs sur une trajectoire de plus de 800 km de long, au-dessus du territoire canadien. Le Canada dut mener pendant 6 mois une campagne de recherche de fragments radioactifs, dans une zone de 40 000 km². Se basant sur la *Convention sur la responsabilité internationale pour les dommages causés par des objets spatiaux*, rédigée en 1972, le Canada réclama une compensation de six millions de CAD (dollars canadiens) à l'URSS. Cet incident fut également à l'origine des *Principes relatifs à l'utilisation des sources d'énergie nucléaires dans l'espace*, adoptés par les Nations Unies en 1992. Un autre satellite équipé d'une source nucléaire, Cosmos-1402, appartenant à l'URSS, a également effectué une rentrée atmosphérique non contrôlée en février 1983. Cette rentrée s'étant produite au-dessus de l'océan Atlantique Sud, elle n'a pas eu de conséquence environnementale observable. En 2009, il restait encore 51 débris radioactifs en orbite LEO (44 russes, 7 américains) et 2 en orbite GEO (tous deux américains) [19]. Leur niveau de radioactivité devrait mettre entre 3 et 4 siècles pour descendre sous la limite de sécurité. Selon leur altitude, ceux situés en orbite LEO pourraient potentiellement effectuer une rentrée atmosphérique avant que cette limite ne soit atteinte, donc avec un taux de radioactivité toujours dangereux.

La rentrée atmosphérique du satellite Cosmos-954 a soulevé le problème de la responsabilité des pays lors d'incidents impliquant leurs débris orbitaux. Pour limiter les risques pour les personnes et les biens au sol, la France a intégré dans la Loi relative aux Opérations Spatiales (LOS) des directives concernant le risque au sol lié aux débris orbitaux. En particulier, à partir de 2021, les lancements de satellite engageant la responsabilité de la France devront avoir été autorisés au préalable. Pour cela, l'opérateur devra prouver que les débris orbitaux générés par le lancement (satellites inactifs, étages de lanceurs, coiffes de protection...) ne présenteront pas un risque trop élevé pour les personnes au sol : la probabilité de faire au moins une victime devra être inférieure à 1×10^{-4} . Ce risque est estimé en calculant la masse de débris qui atteint le sol, ainsi que la surface au sol impactée par les éventuels fragments et leur énergie cinétique. Si celle-ci est inférieure à 14 J, le fragment n'est pas pris en compte dans le calcul du risque. Dans le cas d'une rentrée contrôlée où le point d'impact est connu, le calcul prend en compte la densité de population au point d'impact. Pour les rentrées non contrôlées, une densité de population moyenne est considérée. La modélisation de la rentrée atmosphérique (trajectoire, masse et énergie cinétique des fragments, surface impactée) doit être faite en utilisant le logiciel certificateur DEBRISK, développé par le CNES et présenté en détail dans le chapitre 3.

La réduction du risque au sol doit se faire en limitant le nombre et l'énergie cinétique des éventuels fragments qui atteignent le sol. Cet objectif doit être considéré dès la phase de conception du satellite par les industriels, selon une méthode appelée *design for demise*. Cette méthode, qui fait également partie des recommandations de l'IADC et du programme Clean Space de l'ESA, impose d'avoir des outils à faible temps de réponse pour simuler la rentrée atmosphérique. Les différents outils existants, présentés dans le chapitre 3, utilisent des modèles réduits pour simuler les phénomènes physiques mis en jeu lors d'une rentrée atmosphérique. Ces phénomènes sont décrits dans le chapitre 2.

Phénomènes physiques liés à la rentrée atmosphérique des débris orbitaux

Ce chapitre porte sur les principaux phénomènes physiques se produisant lors d’une rentrée atmosphérique de débris. Dans la section 1, les différents phénomènes physiques mis en jeu dans la rentrée atmosphérique sont rapidement présentés, ainsi que les couplages entre ces phénomènes. Cette section met en évidence le caractère multiphysique de la rentrée atmosphérique, et la nécessité de prendre en compte un grand nombre de phénomènes pour modéliser précisément une rentrée atmosphérique de débris. La suite du chapitre présente plus en détail certains de ces phénomènes physiques. Dans la section 2, une approche simplifiée du calcul de la trajectoire est utilisée pour mettre en évidence les différentes phases de la rentrée atmosphérique. Cette étude simplifiée montre également l’influence sur la trajectoire de la masse volumique de l’air, et donc du modèle d’atmosphère utilisé pour la modélisation de la rentrée. La section 3 décrit l’atmosphère terrestre et présente certains modèles d’atmosphère existants. La section 4 détaille les différents phénomènes aérothermodynamiques qui ont lieu au cours de la rentrée atmosphérique et doivent être pris en compte dans la prévision du risque au sol. Après avoir présenté les différents régimes d’écoulement rencontrés lors d’une rentrée atmosphérique, cette section se concentre sur la physique du régime hypersonique continu, qui est le cadre de cette thèse.

Sommaire

1.	Caractère multiphysique de la rentrée atmosphérique	16
2.	Modélisation simplifiée de la trajectoire de rentrée atmosphérique des débris orbitaux	16
3.	Atmosphère terrestre	19
4.	Aérothermodynamique de la rentrée atmosphérique	22
4.1.	Régimes d’écoulement	22
4.2.	Topologie d’un écoulement hypersonique continu	22
4.3.	Thermochimie des écoulements hypersoniques continus	23
4.4.	Flux de chaleur à la paroi et catalycité	26
	Conclusion	28

1. Caractère multiphysique de la rentrée atmosphérique

Une rentrée atmosphérique fait intervenir plusieurs champs de la physique, comme la mécanique des fluides, la mécanique du solide, la thermique et l'ingénierie des matériaux, ou encore la chimie. De plus, tous ces phénomènes sont fortement couplés entre eux. Par exemple, l'écoulement autour de l'objet détermine la distribution de coefficient de pression C_p , qui va déterminer la trajectoire de l'objet mais aussi son orientation par rapport à l'écoulement incident, ce qui peut en retour modifier l'écoulement autour de l'objet. De même, l'ablation de la paroi peut influencer l'écoulement autour de l'objet en modifiant sa géométrie, mais également par l'éjection de gaz lors de la pyrolyse de certains matériaux. La difficulté de la modélisation d'une rentrée atmosphérique tient en partie dans le choix du niveau de précision dans la modélisation de chacun de ces phénomènes. En effet, la modélisation précise de tous les phénomènes est théoriquement possible, mais ne permet pas de modéliser une rentrée atmosphérique complète en un temps raisonnable. Pour cela, il est nécessaire de modéliser plus grossièrement certains phénomènes, voire d'en négliger, tout en tenant compte des différents couplages dans la mesure du possible. La suite de ce chapitre présente plus en détail certains phénomènes physiques mis en jeu lors d'une rentrée atmosphérique de débris : la section 2 porte sur un calcul très simplifié d'une trajectoire de rentrée, la section 3 présente rapidement l'atmosphère terrestre et les modèles d'atmosphère existants, et la section 4 détaille les phénomènes aérothermodynamiques de la rentrée, en particulier pour les écoulements hypersoniques continus, qui sont les écoulements considérés dans la suite de la thèse.

2. Modélisation simplifiée de la trajectoire de rentrée atmosphérique des débris orbitaux

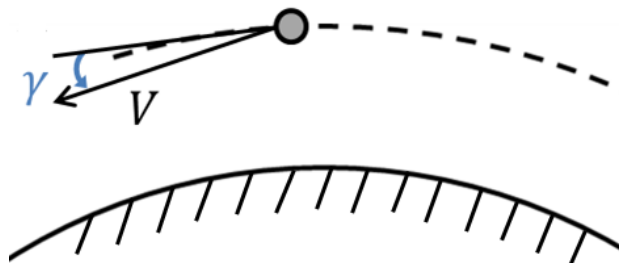


FIGURE 2.1. – Angle de rentrée γ

La trajectoire d'un débris est définie comme l'ensemble des positions successives dans l'espace occupées par le débris au cours de sa rentrée atmosphérique (latitude, longitude, altitude). Le fait de connaître en plus la vitesse du débris en fonction de son altitude permet d'estimer le flux de chaleur auquel il sera soumis, et donc la masse perdue à chaque instant. Une autre donnée importante est l'angle de rentrée γ que fait le vecteur vitesse V de l'objet avec l'horizon relatif de l'objet (en pointillé sur la figure 2.1). Cet angle est compté positivement lorsque le vecteur vitesse est au-dessus de l'horizon relatif, il est donc négatif pour les rentrées. Pour les débris, les rentrées atmosphériques se font généralement avec des angles de rentrée initiaux très faibles, inférieurs ou égaux à -1° .

Lors d'une rentrée atmosphérique contrôlée, il est possible de choisir un « couloir de rentrée », c'est à dire un angle et un point de rentrée dans l'atmosphère, qui permette une destruction maximale de l'objet, tout en évitant que les éventuels fragments survivant n'impactent une zone habitée. Toutefois, la majorité des rentrées atmosphériques de débris sont non contrôlées. Pour cette raison, l'IADC préconise de concevoir les satellites et leurs lanceurs de manière à ce qu'ils soient entièrement détruits par une rentrée atmosphérique non contrôlée (*design for demise*).

L'étude de la trajectoire d'un débris nécessite de connaître les forces et les moments aérodynamiques auxquelles il est soumis, qui dépendent directement du coefficient de pression s'appliquant sur la totalité de la paroi. Cette pression dépend du point de vol considéré, mais aussi de la forme de l'objet, qui peut évoluer durant la rentrée en cas d'ablation ou de fragmentation. Le calcul de la trajectoire implique donc de connaître la distribution de flux de chaleur et de pression à la paroi du débris. De plus, si le débris se fragmente durant la descente, chaque fragment peut influencer l'écoulement d'air autour de ses voisins, et donc leur échauffement et leur trajectoire. Selon la précision souhaitée pour le calcul du risque, il peut donc être nécessaire de faire un calcul de trajectoire groupé pour le nuage de fragment, en tenant compte de cette interdépendance.

Lors d'une rentrée atmosphérique, les équations simplifiées du mouvement peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} \dot{V} = -\frac{1}{2} \frac{S C_D}{m} \rho V^2 - g \sin \gamma \\ V \dot{\gamma} = \frac{1}{2} \frac{S C_L}{m} \rho V^2 - g \cos \gamma + \frac{V^2 \cos \gamma}{R_T} \end{cases} \quad (2.1)$$

avec C_L et C_D les coefficients de portance et de trainée, et m et S la masse et la surface projetée de l'objet. Ces équations sont très simplifiées par rapport au problème réel, car l'objet est considéré ponctuel et son mouvement est plan. Yaroshevskii propose une solution analytique de ces équations dans le cas d'une rentrée balistique, c'est à dire pour $C_L = 0$, qui peut être une simplification valable dans le cas de certains débris, comme des réservoirs sphériques. Il prend comme conditions initiales une orbite pratiquement circulaire, donc un angle de rentrée initial γ_E faible et une vitesse initiale $V_E \simeq \sqrt{g R_T} \simeq 7945 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Il en déduit entre autres la décélération maximale subie par l'objet, qui vaut $8,3g$ et est indépendante des paramètres m , S et C_D de l'objet.

Une autre approche simplifiée pour résoudre ces équations, développée par Allen, est de considérer γ constant. Cette simplification n'est valable que pour les débris dont la forme leur procure une certaine portance, qui doit alors vérifier $\frac{L}{mg} = \cos \gamma \left[1 - \frac{V^2}{g R_T} \right]$. Pour une vitesse de rentrée de $6000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la portance doit donc valoir environ 40 % du poids du débris. En écrivant la masse volumique sous la forme $\rho = \rho_0 e^{-bz}$ (atmosphère isotherme, voir section 3), on obtient pour l'expression de la vitesse :

$$V = V_E \exp \left[-\lambda \rho_0 \left(e^{-bz} - e^{-bz_E} \right) \right] \quad (2.2)$$

avec $\lambda = \frac{S C_D}{2mb|\sin \gamma|}$ et z_E l'altitude du début de la rentrée. La figure 2.2 présente la courbe obtenue en appliquant cette équation à la rentrée de l'Intermediate eXperimental Vehicle (IXV), un véhicule expérimental européen ayant effectué une rentrée atmosphérique en 2015. La masse m de l'IXV est de 1844 kg, et sa rentrée atmosphérique a débuté à une altitude $z_E = 120 \text{ km}$, à une vitesse $V_E = 7000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et avec une pente $\gamma \simeq -1,2^\circ$. Pour cette application numérique, la surface S de l'IXV a été évaluée à $5,6 \text{ m}^2$, et la valeur $C_D = 1$ a été estimée à partir des études préliminaires sur le Pre-X, une des premières versions de l'IXV. La vitesse mesurée en fonction de l'altitude lors de la rentrée atmosphérique de l'IXV est aussi représentée sur la figure 2.2.

On peut voir qu'une rentrée atmosphérique est divisée en trois phases principales, qui correspondent approximativement à trois régimes d'écoulement différents (détaillés dans la section 4.1). Durant la première, l'objet perd de l'altitude très rapidement, en gardant une vitesse quasiment constante. Cette phase de la rentrée correspond au régime hypersonique raréfié. A l'inverse, lors de la deuxième étape, l'objet est ralenti : sa vitesse diminue fortement alors que son altitude varie peu, ce qui correspond au régime hypersonique continu. Enfin, durant les derniers kilomètres de la rentrée, l'écoulement est subsonique continu et l'objet chute de nouveau à une vitesse presque constante. Bien que l'équation 2.2 soit obtenue avec des hypothèses fortes, notamment sur la portance de l'objet, elle permet de retrouver la forme globale de l'évolution de la vitesse en fonction

de l'altitude. En comparant avec les données expérimentales de l'IXV, disponibles jusqu'à 20 km d'altitude, on retrouve bien les deux premières phases de la descente et l'amorce de la troisième. On constate toutefois des différences entre les courbes, notamment sur l'altitude à laquelle l'objet commence à fortement ralentir : cette altitude est d'environ 70 km pour la courbe théorique, et 80 km pour l'IXV. Cette différence est due en partie au modèle d'atmosphère isotherme choisi pour l'équation 2.2, qui sous-estime fortement la masse volumique aux altitudes élevées, et donc le freinage subi par l'objet au début de la rentrée.

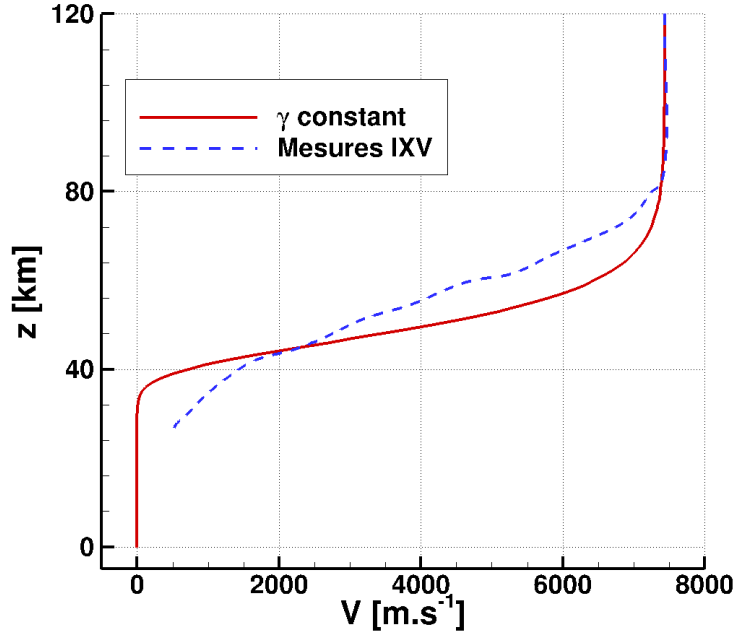


FIGURE 2.2. – Vitesse en fonction de l'altitude, calculée pour une rentrée atmosphérique à γ constant (équation 2.2), et mesurée lors de la rentrée atmosphérique de l'IXV

À partir de l'équation 2.2, il est également possible d'obtenir des résultats indicatifs sur le flux de chaleur et les forces aérodynamiques subies par l'objet lors de la rentrée. En régime laminaire, le flux de chaleur varie en fonction de la vitesse et de la masse volumique selon la relation :

$$q \sim \rho_\infty^{1/2} V_\infty^3 \quad (2.3)$$

On peut en déduire l'altitude pour laquelle le flux de chaleur laminaire est maximal :

$$\left\{ \begin{array}{l} z(q_{max}) = \frac{1}{b} \ln \frac{\rho_0}{\rho_M} \\ \text{avec } \rho_M = \frac{1}{6\lambda} \end{array} \right. \quad (2.4)$$

avec ρ_M [kg · m⁻³] la masse volumique correspondant à cette altitude dans le modèle de l'atmosphère isotherme. C'est donc autour de cette altitude que la destruction du débris sera la plus importante. De même, les forces de pression aérodynamique s'exerçant sur le débris sont de la forme :

$$P \sim \rho_\infty V_\infty^2 \quad (2.5)$$

On en déduit alors l'altitude où ces forces sont maximales :

$$\left\{ \begin{array}{l} z(P_{max}) = \frac{1}{b} \ln \frac{\rho_0}{\rho_M} \\ \text{avec } \rho_M = \frac{1}{2\lambda} \end{array} \right. \quad (2.6)$$

C'est autour de cette altitude que le débris a le plus de chance de se fragmenter. Enfin, on peut aussi évaluer l'altitude à laquelle le nombre de Reynolds incident Re sera maximal :

$$Re \sim \rho_{\infty} V_{\infty} \quad (2.7)$$

$$\begin{cases} z(Re_{max}) = \frac{1}{b} \ln \frac{\rho_0}{\rho_M} \\ \text{avec } \rho_M = \frac{1}{\lambda} \end{cases} \quad (2.8)$$

En estimant la valeur de ce Reynolds maximal, il est alors possible d'estimer si l'écoulement restera laminaire durant toute la rentrée, ou si le débris atteindra des valeurs de Re suffisantes pour que l'écoulement devienne turbulent. Par ailleurs, quels que soient la masse, le volume ou le coefficient de traînée du débris, l'altitude de flux de chaleur laminaire maximal est toujours supérieure à l'altitude de forces aérodynamiques maximales, elle-même supérieure à l'altitude de nombre de Reynolds maximal. Ces altitudes sont indiquées dans le tableau 2.1 pour des débris de taille caractéristique $L = 0,1$ m, $L = 1$ m et $L = 10$ m, en considérant que $S = L^2$ et $m = \rho L^3$ avec $\rho = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

	$z(q_{max})$	$z(F_{max})$	$z(Re_{max})$
L = 0,1 m	71 km	61 km	56 km
L = 1 m	52 km	43 km	38 km
L = 10 m	34 km	25 km	20 km

TABLEAU 2.1. – Altitudes $z(q_{max})$, $z(F_{max})$ et $z(Re_{max})$ pour trois tailles caractéristiques de débris

Ces altitudes dépendent de la taille de l'objet, qui peut varier au cours de la rentrée à cause de l'ablation des parois. Cet exemple met en évidence le couplage entre la trajectoire et l'ablation, et le caractère multiphysique de la rentrée atmosphérique.

Un autre aspect de la trajectoire, non pris en compte dans le modèle simplifié, est l'orientation du débris par rapport à l'écoulement incident. Cette orientation peut influencer les forces aérodynamiques qui s'exercent sur le débris, et inversement. C'est pourquoi l'orientation de l'objet est généralement prise en compte dans le calcul de la trajectoire (calcul avec 6 degrés de liberté). De plus, les débris orbitaux ne possèdent pas de dispositif de contrôle d'orientation, et peuvent tourner sur eux-mêmes durant la rentrée atmosphérique (phénomène de *tumbling*). L'orientation du débris par rapport à l'écoulement incident a également une influence sur l'échauffement de la paroi, et donc sur la dégradation de l'objet durant la rentrée.

Enfin, ces modélisations simplifiées de la trajectoire mettent en évidence les influences des conditions initiales de la rentrée, qui ne sont pas connues *a priori* dans le cas d'une rentrée non contrôlée, et sont une des principales sources d'incertitude sur la prévision de la trajectoire. L'incertitude peut également porter sur l'évolution de la masse volumique ρ de l'air en fonction de l'altitude, qui dépend du modèle d'atmosphère utilisé. Dans l'équation 2.2, la masse volumique est calculée en supposant l'atmosphère isotherme, mais des modèles plus précis existent et sont présentés dans la section suivante.

3. Atmosphère terrestre

L'atmosphère terrestre est composée de diazote (78,1 %), de dioxygène (21 %), d'argon (0,93 %), de dioxyde de carbone (0,04 %) et de traces d'autres gaz. Elle ne possède pas de limite supérieure précise, mais sa masse volumique ρ diminue de manière exponentielle avec l'altitude (figure 2.3). Elle se compose de 5 couches principales, définies en fonction du sens de variation de la température avec l'altitude :

La troposphère s'étend depuis le sol jusqu'à 8 km d'altitude aux pôles et jusqu'à 15 km à l'équateur. Elle contient entre 80 et 90 % de la masse totale de l'atmosphère, et la quasi-totalité de la vapeur d'eau. C'est dans cette couche que se produisent les phénomènes météorologiques. La température y diminue avec l'altitude.

La stratosphère va de 15 à 50 km d'altitude, et contient la couche d'ozone. La température y augmente avec l'altitude, sauf dans la tropopause, une couche située à la frontière de la troposphère et où la température reste constante.

La mésosphère s'étend de 50 à 80 km d'altitude, et la température y décroît.

La thermosphère dont la limite supérieure varie avec l'activité solaire, et se situe entre 350 et 800 km. La température y croît avec l'altitude.

L'exosphère constitue la couche supérieure de l'atmosphère, et n'a pas de limite supérieure bien définie. À 5000 km d'altitude, la masse volumique y est comparable à celle du milieu interplanétaire, et certains atomes peuvent échapper à l'attraction terrestre.

Plusieurs modèles existent pour déterminer les conditions de températures et de pression en fonction de l'altitude. Le plus simple est celui de l'atmosphère isotherme, dans lequel la température est considérée comme constante. Il en découle une variation exponentielle de la pression, de la forme $p = p_0 e^{-z/z_0}$, où p_0 et z_0 sont des valeurs de référence pour la pression et l'altitude. Ce modèle n'est valable que pour des très faibles altitude, ou dans des régions comme la tropopause où la température est effectivement constante. Un modèle plus précis et plus répandu est le modèle US76, qui donne les évolutions de température et de masse volumique visibles sur la figure 2.3. C'est un modèle empirique fondé sur des mesures de température, réalisées à l'aide de sondes, de fusées et de satellites, et dont sont déduits les profils de pression, masse volumique et composition chimique. Il a été conçu pour être utilisé entre -5 km à 1000 km d'altitude, mais manque de précision au-delà de 120 km. De plus, ce modèle permet uniquement de prédire les grandeurs moyennées sur l'année et sur toutes les longitudes, pour une latitude donnée (45° N).

D'autres modèles d'atmosphères permettent de prendre en compte les variations saisonnières et géographiques de l'atmosphère. Ainsi, le NRLMSISE-00 (Naval Research Laboratory Mass Spectrometer, Incoherent Scatter Radar Extended Model, 2000) prend en compte la variation journalière de l'atmosphère à l'aide de la valeur du flux solaire du jour précédent et de la valeur d'activité géomagnétique journalière. Ce modèle semi-empirique est fondé sur des mesures satellites et radar de la température et de la composition chimique de l'atmosphère, et est valable depuis le sol jusqu'à l'exosphère. Le modèle JB2008 (Jacchia-Bowman 2008) est valable de 120 km à 2500 km, et prend aussi en compte les variations journalières de l'atmosphère à l'aide des indices de flux solaire et d'activité géomagnétique. D'autres modèles, comme le HWM07 (Horizontal Wind Model, 2007) ou les Earth GRAM 2007 (GLOBAL REference Atmosphere Models) prédisent également la vitesse du vent suivant l'altitude, de manière empirique dans la mésosphère et la thermosphère pour le HWM07, ou en les calculant à partir des champs de pression et de température entre 0 et 2500 km pour les modèles Earth GRAM. Enfin, pour des études portant sur des conditions atmosphériques spécifiques, par exemple pour étudier la rentrée atmosphérique de l'IXV, on effectue généralement des relevés atmosphériques qui sont utilisés comme base dans les calculs. Cette méthode permet également de mesurer la vitesse du vent au moment de la rentrée.

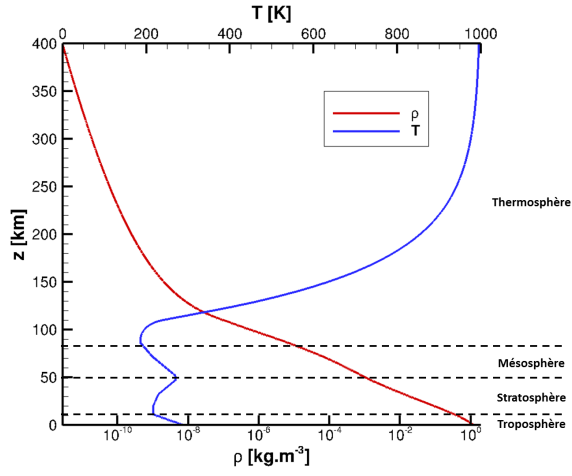


FIGURE 2.3. – Évolution de la température T et de la masse volumique ρ de l'atmosphère en fonction de l'altitude (modèle US76)

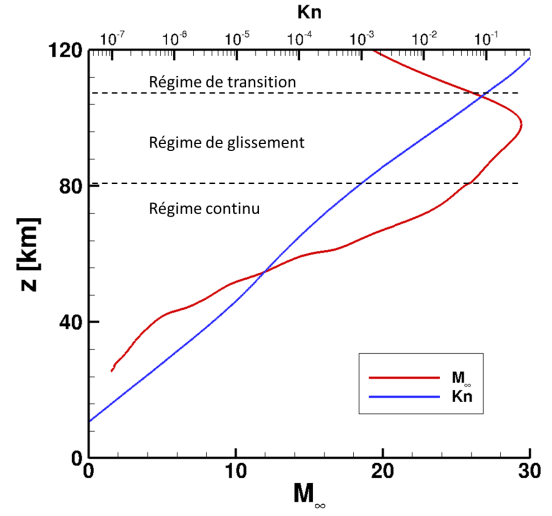


FIGURE 2.4. – Évolution de M_∞ et de Kn pendant la rentrée atmosphérique de l'IXV en fonction de l'altitude, et régimes d'écoulements correspondants

Kn	Altitude (pour $L = 1 \text{ m}$)	Régime d'écoulement	Modèle utilisé
$Kn \geq 10$	$z \geq 120 \text{ km}$	Régime moléculaire libre	Méthode de Monte-Carlo (DSMC)
$0,1 \leq Kn \leq 10$	$100 \leq z \leq 120 \text{ km}$	Régime de transition (cinétique des gaz)	Équation de Boltzmann ou DSMC
$0,001 \leq Kn \leq 0,1$	$80 \leq z \leq 100 \text{ km}$	Régime de glissement	Équations de Navier-Stokes + condition de glissement ($\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$ à la paroi) ou DSMC
$Kn \leq 0,001$	$z \leq 80 \text{ km}$	Régime continu	Équations de Navier-Stokes ($\mathbf{u} = 0$ à la paroi)

TABLEAU 2.2. – Régimes d'écoulements en fonction du nombre de Knudsen

4. Aérodynamique de la rentrée atmosphérique

4.1. Régimes d'écoulement

La masse volumique ρ de l'atmosphère diminue de manière exponentielle avec l'altitude, et tend asymptotiquement vers une valeur nulle (figure 2.3). Cette masse volumique est directement liée à la grandeur λ , le libre parcours moyen des particules. Cette grandeur représente la distance moyenne que parcourt une particule du milieu considéré avant d'entrer en collision avec une autre particule, et augmente lorsque la densité diminue. Le nombre de Knudsen Kn permet de comparer cette distance λ à la longueur L d'un objet se déplaçant dans le milieu : $Kn = \lambda/L$. Selon la valeur de Kn , on peut définir quatre régimes d'écoulement, listés dans le tableau 2.2, correspondant chacun à une physique différente de l'écoulement, et à des modélisations aérodynamiques différentes. Le terme plus général d'écoulement « raréfié » englobe les régimes moléculaire libre, de transition et de glissement. La figure 2.4 montre l'évolution de Kn en fonction de l'altitude durant la rentrée de l'IXV, en prenant comme taille caractéristique $L = 5$ m, ainsi que les limites des régimes de transition, de glissement et continu.

Une rentrée atmosphérique de débris peut également être divisée en 4 régimes, différents des précédents, et fondés sur le nombre de Mach M_∞ de l'écoulement incident : le régime hypersonique (généralement défini comme $M_\infty > 5$, ce qui représente la majeure partie de la rentrée), le régime supersonique ($1 \leq M_\infty \leq 5$), le régime transsonique ($M_\infty \simeq 1$) et le régime subsonique ($M_\infty < 1$). La figure 2.4 montre l'évolution de M_∞ mesuré en fonction de l'altitude durant la rentrée de l'IXV.

À partir de Kn et de M_∞ , il est possible de retrouver les trois grandes phases de la rentrée atmosphérique mise en évidence dans la section 2, sur la figure 2.2. La première phase de la rentrée, où l'objet perd de l'altitude en restant à vitesse quasi-constante, correspond à un écoulement hypersonique en régime raréfié. Dans le cas de l'IXV, on observe sur la figure 2.2 que cette phase de la rentrée correspond aux altitudes supérieures à 80 km environ, ce qui correspond à la limite supérieure du régime continu sur la figure 2.4. Une fois le régime continu atteint, l'écoulement reste hypersonique dans un premier temps, et l'objet décélère fortement sur une faible plage d'altitude, ce qui correspond à la deuxième phase de la rentrée, visible sur la figure 2.2. Enfin, lorsque la vitesse de rentrée devient subsonique, l'objet chute à vitesse quasi-constante de nouveau. Cette dernière phase de la rentrée est visible sur la figure 2.2 pour la trajectoire de rentrée à γ constant. Elle n'est pas visible sur la trajectoire de l'IXV, car les données disponibles ne vont pas jusqu'à la phase subsonique (voir figure 2.4).

Une autre distinction peut être faite entre les écoulements laminaires et turbulents. En altitude, la viscosité cinématique ν est plus élevée, ce qui résulte en des nombres de Reynolds assez faibles ($Re \simeq 1 \times 10^4 - 1 \times 10^5$ m⁻¹) malgré les vitesses élevées. De plus, aux nombres de Mach élevés, la stabilité des écoulements laminaires augmente. Ainsi, Chapman *et al.* [20] ont observé qu'à $M_\infty = 5$, un écoulement décollé peut rester laminaire jusqu'à un nombre de Reynolds $Re = 2 \times 10^6$. On considère donc généralement que durant la majeure partie de la rentrée, les écoulements sont laminaires.

4.2. Topologie d'un écoulement hypersonique continu

Les écoulements hypersoniques continus autour d'un objet causent la formation d'un choc de tête situé devant l'objet. Un choc se caractérise par une brusque augmentation de la température et de la pression de l'écoulement, et une diminution de la vitesse et du nombre de Mach. Cette variation des paramètres de l'écoulement se fait sur une distance de l'ordre de quelques λ , et est souvent assimilée à une discontinuité. La forme du choc dépend de la géométrie de l'objet : pour un objet pointu (*i.e.* dont le nez a un rayon de courbure nul et un demi-angle au sommet faible), le choc est rectiligne et attaché à l'objet. Pour un objet émoussé, ou dont le demi-angle au sommet dépasse une valeur limite θ_{max} , le choc se détache et devient courbe : assimilable à un choc normal au niveau du point d'arrêt, il devient oblique au-delà. La valeur de l'angle limite θ_{max} augmente avec le Mach incident, jusqu'à un maximum d'environ 46°, au-delà duquel le choc est détaché quel que soit le Mach incident. La figure 2.5 met en évidence un choc détaché devant une

plaque à bords émoussés. La courbure du choc est nettement visible, et derrière la partie droite du choc, on observe la formation d'une zone subsonique autour du point d'arrêt. Une deuxième zone subsonique est visible en aval et correspond à la couche limite, dont l'épaisseur augmente le long de la paroi.

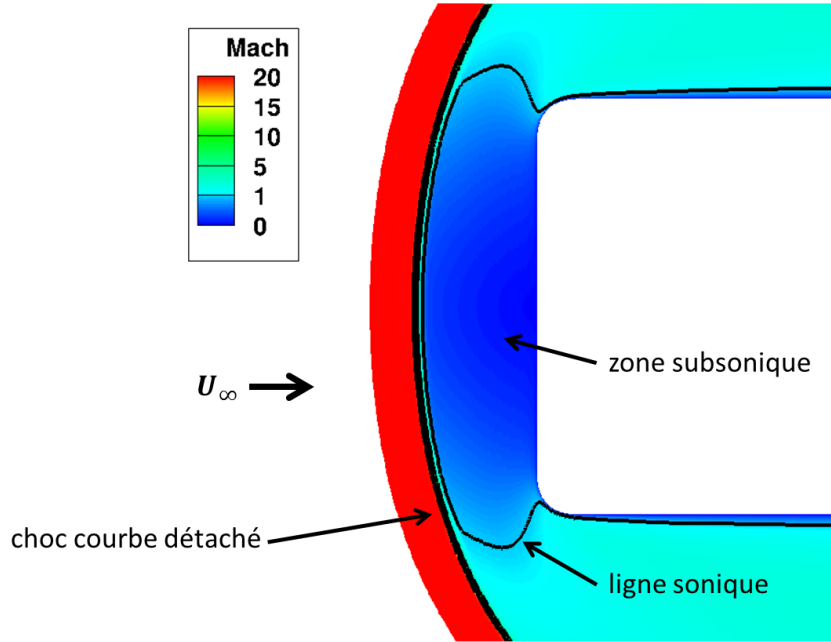


FIGURE 2.5. – Configuration de l'écoulement hypersonique devant un objet (coloration en fonction du nombre de Mach local). Résultat obtenu avec CEDRE pour une plaque à bords arrondis à 70 km d'altitude et une vitesse de $6000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

4.3. Thermochimie des écoulements hypersoniques continus

La brusque augmentation de la température du fluide au passage du choc correspond à l'augmentation d'énergie des particules (atomes et/ou molécules) qui le composent. Les atomes et les molécules peuvent dissiper cette énergie par translation de leur centre de masse, et par excitation électronique. Les molécules possèdent deux modes de dissipation d'énergie supplémentaires : par rotation autour de leur centre de masse et par vibration selon les liaisons interatomiques. Les énergies relatives aux différents modes sont chacune mesurées par une température. On utilise généralement un modèle à deux températures : la température « classique » T , qui correspond aux modes de translation et de rotation, et la température vibrationnelle T_v , qui peut être différente de la précédente.

L'augmentation de la température au passage du choc peut également modifier les interactions entre les molécules d'air, et le comportement global du fluide. On parle alors d'effets de hautes températures, ou effets de gaz réel. La liste ci-dessous détaille les différents domaines de température où ces effets apparaissent (les températures sont données à titre indicatif). Lorsque la température T ne dépasse pas 800 K, l'air se comporte comme un gaz idéal : il vérifie la loi des gaz parfaits, et ses capacités calorifiques isochore C_v et isobare C_p sont constantes. Au-dessus de 800 K environ, les molécules commencent à acquérir de l'énergie sur le mode vibrationnel. Les capacités calorifiques C_p et C_v de l'air ne sont plus constantes mais dépendent de T , et l'indice adiabatique γ ne vaut plus 1,4. Cependant, la loi des gaz parfaits est toujours vérifiée, et l'air est dit thermiquement parfait. Au-delà de 2 500 K environ, les molécules principales de l'air, le dioxygène O_2 et le diazote N_2 , ont assez d'énergie pour se dissocier en atomes, qui peuvent ensuite se recombiner en molécules de monoxyde d'azote NO . La loi des gaz parfaits n'est alors plus vérifiée, et le gaz est dit réactif. Pour des températures supérieures à 9000 K, le diazote et le dioxygène sont entièrement dissociés, et les espèces restantes (O , N et NO) commencent à se

ioniser. L'air devient alors un plasma, mélange d'ions O^+ , N^+ et NO^+ , et d'électrons libres e^- . Lors de rentrées atmosphériques de débris orbitaux, la vitesse de rentrée des débris est relativement faible (inférieure à $7,5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) et la majeure partie de l'écoulement n'est pas ionisé. Cette ionisation peut toutefois être observée lors de rentrées orbitales de véhicules lunaires, qui se font à des vitesses plus élevées ($11 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les missions Apollo). La présence d'électrons libres autour du véhicule peut alors brouiller les communications entre le véhicule et le sol, causant le phénomène dit de « black-out ».

3 K < T < 800 K

Modes translationnel et rotationnel

$$\text{Gaz idéal : } \begin{cases} C_p = \text{cst} ; C_v = \text{cst} ; \gamma = 1,4 \\ P = \rho r T \end{cases}$$

800 K < T < 2500 K

Apparition du mode vibrationnel

$$\text{Gaz thermiquement parfait : } \begin{cases} C_p = f(T) ; C_v = g(T) ; \gamma \neq 1,4 \\ P = \rho r T \end{cases}$$

2500 K < T < 4000 K

Gaz réactif

Dissociation du dioxygène

4000 K < T < 9000 K

Gaz réactif

Dissociation du diazote

Recombinaison

T > 9000 K

Gaz réactif

Ionisation

Pour des pressions plus faibles, les molécules peuvent plus facilement se dissocier, et les températures de dissociation sont plus faibles.

4.3.1. Écoulements figés, à l'équilibre, en déséquilibre

Les réactions de dissociation et recombinaison se font uniquement lors des collisions entre particules, et l'équilibre chimique n'est donc pas atteint instantanément : on peut définir un temps caractéristique t_{ch} au bout duquel suffisamment de collisions se sont produites pour que l'équilibre soit atteint. Dans le cas d'un écoulement, on peut définir la longueur de relaxation chimique $L_{ch} = U_\infty \times t_{ch}$ entre le choc (qui correspond à l'établissement des nouvelles conditions de température et de pression) et le point où l'équilibre chimique du gaz est atteint. Cet équilibre nécessite que chaque particule du gaz ait subi au moins une collision, on a donc $L_{ch} \geq \lambda$.

Dans la pratique, pour le calcul de l'écoulement derrière un choc, on peut comparer cette longueur L_{ch} à la longueur caractéristique L de l'objet ou de l'écoulement étudié. Cela revient à comparer le temps caractéristique des réactions chimiques t_{ch} au temps caractéristique de convection t_c de l'écoulement, correspondant au temps que met une particule du fluide pour traverser le domaine considéré. Cette comparaison permet de distinguer trois types d'écoulements, en fonction de leur comportement chimique :

$L_{ch} \ll L$ ($t_{ch} \ll t$) : Écoulement à l'équilibre chimique

Dans le cas d'un écoulement à vitesse modérée et à masse volumique élevée, les collisions entre particules sont fréquentes, et les particules ne parcourent qu'une faible distance pendant la durée t_{ch} . L'équilibre chimique s'établit alors presque instantanément derrière le choc, et le reste de l'écoulement peut être considéré étant comme à l'équilibre chimique : les

fractions molaires de chaque espèce sont celles correspondant aux conditions de température et de pression en tout point de l'écoulement.

$L_{ch} \gg L$ ($t_{ch} \gg t$) : Écoulement figé

À l'inverse, pour les écoulements à vitesse élevée et faible masse volumique, l'équilibre chimique s'établit sur une distance très supérieure à la longueur caractéristique de l'écoulement. Le gaz n'a pas le temps de s'adapter aux conditions de température et de pression, et sa composition ne varie pas dans le voisinage de l'objet.

$L_{ch} \simeq L$ ($t_{ch} \simeq t$) : Écoulement en déséquilibre chimique

Dans ce cas, les collisions entre particules sont suffisamment nombreuses pour que des réactions chimiques aient lieu, mais pas assez pour que l'équilibre chimique soit atteint dans le voisinage de l'objet. Des modèles de cinétique chimique doivent être utilisés pour déterminer la composition du gaz en chaque point, ce qui augmente le temps de calcul.

Ces trois types d'écoulements peuvent être rencontrés lors d'une rentrée atmosphérique de débris. Les écoulements à l'équilibre chimique correspondent aux faibles altitudes, et les écoulements en déséquilibre chimique aux altitudes élevées. La figure 2.6 indique les fractions molaires à l'équilibre des principaux composants de l'air en fonction de la température, pour une pression de 1 atm.

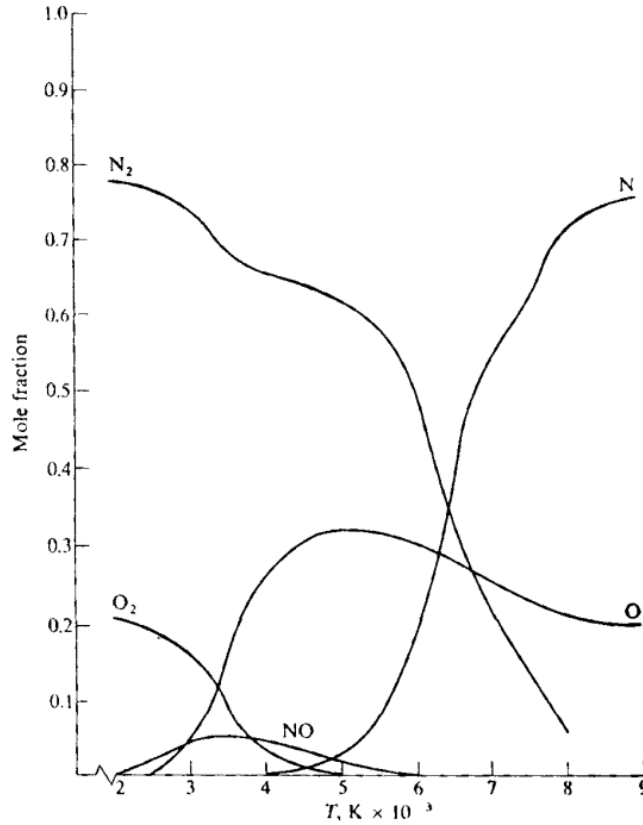


FIGURE 2.6. – Fractions molaires des principaux composants de l'air à l'équilibre chimique en fonction de la température, pour une pression de 1 atm [21]

Lors des collisions, les particules peuvent également se transmettre de l'énergie translationnelle, rotationnelle ou vibrationnelle. L'énergie peut aussi se transmettre d'un mode à l'autre. On peut donc définir le temps caractéristique t_v et la longueur caractéristique $L_v = U_\infty * t_v$ de transfert d'énergie entre modes et entre particules. Là encore, en comparant L_v avec la longueur caractéristique L de l'écoulement, on peut distinguer trois types d'écoulements :

$L_v \ll L$ ($t_v \ll t$) : Écoulement à l'équilibre thermique

Les énergies de translation, de rotation et de vibration s'équilibrent sur une distance très

courte derrière le choc. Toutes les particules sont à la température T du gaz, et la température de vibration T_v des molécules est égale à T .

$L_v \gg L$ ($t_v \gg t$) : Écoulement figé thermiquement

Les collisions sont trop rares et l'écoulement trop rapide pour qu'il y ait un transfert d'énergie entre les modes et entre les particules. Chaque particule a ses propres températures T et T_v à la sortie du choc, et les conserve à travers tout l'écoulement.

$L_v \simeq L$ ($t_v \simeq t$) : Écoulement en déséquilibre thermique

Les transferts d'énergie se font dans tout l'écoulement. Chaque particule a ses propres températures T et T_v , qui évoluent au cours du temps.

La figure 2.7 montre les différents domaines d'équilibre et de déséquilibre thermochimique pour une sphère de rayon 0,3 m en fonction de sa vitesse et de son altitude. D'après cette figure, les écoulements étudiés dans cette thèse ($V < 7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ et $40 \text{ km} < z < 80 \text{ km}$) peuvent être en équilibre ou en déséquilibre chimique, mais sont toujours en équilibre thermique. Le déséquilibre thermique ne sera donc pas pris en compte dans ce travail.

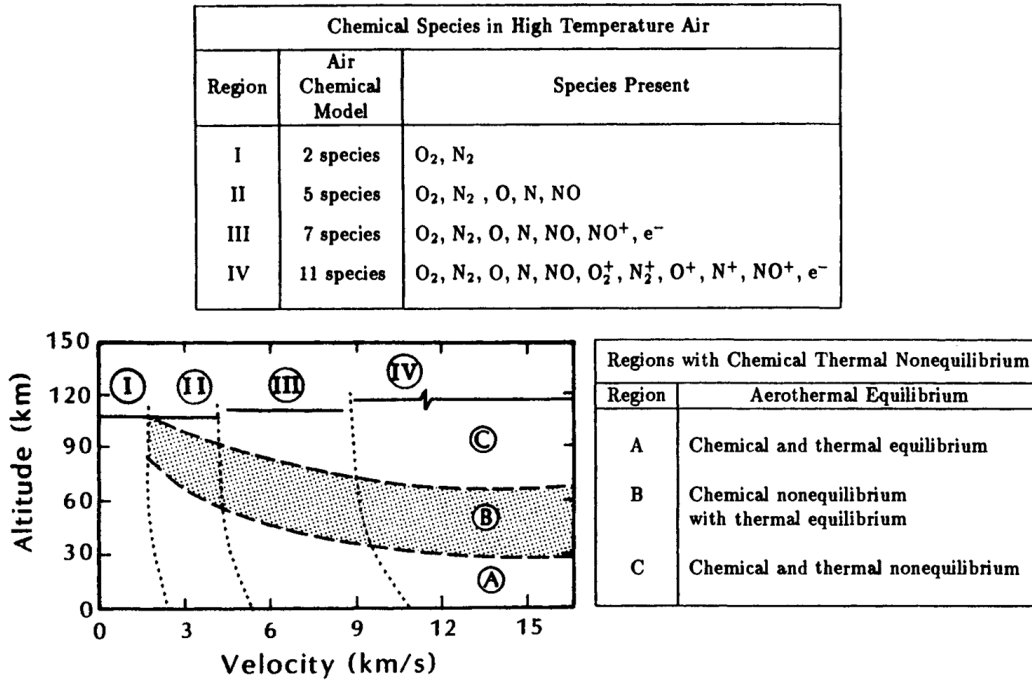


FIGURE 2.7. – Domaines d'équilibre et de déséquilibre thermochimique au point d'arrêt d'une sphère de rayon 0,3 m [3]

4.4. Flux de chaleur à la paroi et catalycité

Lors de la rentrée atmosphérique, l'écoulement, dont la température a fortement augmenté au passage du choc, va lui-même échauffer la paroi du débris. Cet échauffement peut conduire à l'ablation de la paroi et à une perte de masse pour le débris. La densité de flux de chaleur à la paroi q_{aero} [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] reçu par le débris de la part de l'air environnant se décompose en un flux convectif q_{conv} , un flux radiatif $q_{rad,in}$ et un flux diffusif q_{diff} :

$$q_{aero} = q_{conv} + q_{rad,in} + q_{diff} \quad (2.9)$$

Le flux de chaleur convectif q_{conv} est dû à la simple différence de température entre l'air et la paroi du débris : l'air chaud transmet sa chaleur à la paroi, plus froide, par convection selon l'équation :

$$q_{conv} = h \times \Delta T \quad (2.10)$$

où h [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$] est le coefficient de convection thermique de l'air, et ΔT [K] est la différence de température entre le fluide et la paroi. Le flux radiatif entrant $q_{rad,in}$ est dû au rayonnement émis par les particules dans l'air. Celles-ci reçoivent de l'énergie au passage du choc, et peuvent ensuite la réémettre sous la forme d'un rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement peut impacter la paroi du débris et lui retransmettre son énergie. Inversement, le débris émet lui aussi un rayonnement électromagnétique :

$$q_{rad,out} = \varepsilon \sigma T_w^4 \quad (2.11)$$

avec ε (sans unité) l'émissivité de la paroi du débris, $\sigma \simeq 5,67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann et T_w la température de la paroi. Ce flux de chaleur est conséquent lorsque la température T_w et l'émissivité ε sont élevées, et permet de dissiper une partie de la chaleur reçue par le débris lors de la descente, ce qui va diminuer sa température et sa perte de masse. Enfin, le flux diffusif q_{diff} est dû à la diffusion des espèces dissociées à la paroi, et aux réactions chimiques qui peuvent en découler : la paroi peut agir comme un catalyseur, en facilitant la recombinaison des particules (atomes, ions et électrons) qui se sont dissociées sous l'effet de la température. En effet, les particules qui impactent la paroi peuvent être réfléchies spéculairement, ce qui ne libère aucune énergie, ou adsorbées, *i.e.* une liaison se crée entre la particule et la paroi. Une fois la particule adsorbée, elle peut interagir avec une autre particule adsorbée (mécanisme de Langmuir-Hinshelwood) ou par collision avec une particule incidente (mécanisme de Eley-Rideal), pour se recombiner en atome ou en molécule. Cette recombinaison étant généralement exothermique, il se crée un dégagement de chaleur au niveau de la paroi du débris, qui peut augmenter sa température. L'intensité du flux diffusif est directement lié à la catalycité de la paroi, c'est-à-dire sa capacité à servir de catalyseur pour les réactions de recombinaison. En fonction du matériau, la paroi peut être totalement catalytique (toutes les particules qui atteignent la paroi se recombinent ; le flux de chaleur diffusif est élevé), totalement non catalytique (la paroi est inerte, les particules ne se recombinent pas en l'atteignant ; le flux diffusif est nul) ou partiellement catalytique (une partie des particules se recombinent ; le flux de chaleur diffusif est non nul, mais inférieur au flux d'une paroi totalement catalytique). Dans la pratique, on estime que les matériaux métalliques sont plutôt catalytiques, et que les autres matériaux sont partiellement catalytiques, à des degrés divers. De plus, la température de paroi exacerbe la catalycité de la paroi. En d'autres termes, un matériau métallique qui ne serait pas totalement catalytique pourrait le devenir pour une température de paroi élevée. Lors des rentrées atmosphériques de débris, les écoulements ne sont pas ionisés, et la catalycité de la paroi pour les ions et les électrons n'a pas d'influence sur le flux diffusif. Dans la suite de la thèse, le terme « catalycité » désigne uniquement la catalycité de la paroi pour les atomes. De plus, dans le cas d'une rentrée atmosphérique de débris, le flux de chaleur radiatif émis par le gaz $q_{rad,in}$ est négligeable devant les flux convectifs et diffusifs. Dans la suite de la thèse, le flux de chaleur total désigne uniquement la somme des flux convectif et diffusif :

$$q_{tot} = q_{conv} + q_{diff} \quad (2.12)$$

Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentés les principaux phénomènes se produisant lors d'une rentrée atmosphérique de débris orbital. Une étude simplifiée de la mécanique du vol lors d'une rentrée atmosphérique a été réalisée dans la section 2, pour en déduire la trajectoire-type de rentrée d'un débris. À partir de cette trajectoire, et des caractéristiques de l'atmosphère terrestre, présentées dans la section 3, les phénomènes aérothermodynamiques généraux de la rentrée ont été présentés dans la section 4. Après avoir décrit les différents régimes d'écoulement (moléculaire libre, de transition, glissant, continu), l'aérothermodynamique des écoulements hypersoniques continus a été abordée plus en détail, avec les effets de gaz réels et les différents types de transfert thermique aux parois. Comme indiqué dans la section 1, la simulation d'une rentrée atmosphérique doit se faire en tenant compte de ces différents phénomènes physiques et de leurs couplages éventuels, mais également du temps de calcul qui en résulte. Le chapitre 3 présente les outils existants de simulations de rentrée atmosphérique et les modèles utilisés.

Modélisation de la rentrée atmosphérique des débris orbitaux

Ce chapitre présente les outils permettant de prédire le risque au sol lié aux débris orbitaux. La section 1 présente les deux types de codes existants de prédiction du risque au sol : les codes « orientés objet » et les codes « orientés véhicule ». La section 2 détaille le fonctionnement des codes de rentrée DEBRISK, SCARAB, ARES et PAMPERO et les modèles physiques qu'ils utilisent. La section 3 met en évidence l'imprécision de ces modèles sur les parties spécifiques du débris que sont les parois « à l'ombre », et présente l'objectif de cette thèse.

Sommaire

1.	Types de codes de prévision du risque au sol	30
2.	Présentation des codes de rentrée DEBRISK, SCARAB, ARES et PAMPERO	30
2.1.	DEBRISK	30
2.2.	SCARAB	31
2.3.	ARES	34
2.4.	PAMPERO	36
3.	Objectif de la thèse	37
3.1.	Modélisation du flux de chaleur et de la pression aux parois à l'ombre .	37
3.2.	Taille et forme des débris considérés	38
	Conclusion	40

1. Types de codes de prévision du risque au sol

Pour prévoir le risque au sol posé par un débris, plusieurs outils à faible temps de réponse ont été développés par des agences spatiales, des instituts de recherche ou des opérateurs privés. Ces codes se divisent en deux catégories, les « codes orientés objet » et les « codes orientés véhicule ». Les premiers considèrent uniquement les principaux éléments du débris de manière individuelle, en partant du principe que le débris se fragmente à partir d'une altitude donnée (en général, on considère que les panneaux solaires se détachent autour de 95 km d'altitude et que le reste du satellite se fragmente à 78 km d'altitude). Les codes orientés objet réduisent donc l'analyse de la rentrée d'un engin complet à celle de ses éléments principaux, de forme simple (plaques, boîtes, cylindres...) et préalablement renseignés par l'utilisateur. Un coefficient de traînée et un flux de chaleur intégré sur toute la surface de l'objet sont associés à chacune des formes simples, afin de calculer leur trajectoire et leur dégradation thermique. La forme des éléments simples n'est pas modifiée au cours de la rentrée, l'ablation étant considérée comme uniforme. Ce type de modélisation permet de simuler rapidement une rentrée atmosphérique complète de débris, mais au prix d'hypothèses fortes, comme l'altitude de fragmentation fixée ou l'ablation uniforme, qui ne sont pas nécessairement représentatives des phénomènes physiques. Les codes DAS (NASA), ORSAT (NASA), ORSAT-J (JAXA), DRAPS (Chine), DRAMA/SESAM (ESA) et DEBRISK (CNES), entre autres, sont de type orientés objet. À l'inverse, les codes orientés véhicule modélisent le débris en entier, de la manière la plus réaliste possible. Des modèles réduits permettent de calculer les distributions de pression et de flux de chaleur à la paroi à chaque instant de la rentrée, et d'en déduire la trajectoire, la dégradation thermique et la fragmentation thermomécanique du débris de manière réaliste. SCARAB (HTG - ESA), ARPEGE (AGS), SAM (Belstead - Fluid Gravity), PAMPERO (CNES) et ARES (ONERA) sont les principaux codes orientés véhicule.

Les modèles réduits utilisés dans les codes de rentrée ne sont généralement pas décrits en détail dans la littérature. La section 2 présente les données disponibles sur 4 codes (DEBRISK, SCARAB, ARES et PAMPERO).

2. Présentation des codes de rentrée DEBRISK, SCARAB, ARES et PAMPERO

Le code orienté objet DEBRISK (section 2.1) sera le logiciel certificateur utilisé dans le cadre de la Loi d'Opération Spatiale. Le code SCARAB (section 2.2) est le précurseur des codes orientés véhicule, et est relativement bien documenté dans la littérature. Enfin, les codes orientés véhicule ARES (section 2.3) et PAMPERO (section 2.4), développés respectivement à l'ONERA et au CNES, intégreront les modèles développés dans cette thèse. La présentation de ces quatre codes se concentre sur les modèles utilisés pour le coefficient de pression et le flux de chaleur à la paroi en régime hypersonique continu, qui est celui considéré dans cette thèse.

2.1. DEBRISK

Note : les données présentées dans cette partie sont issues des références [22, 23].

DEBRISK est un code orienté objet développé par le CNES, et qui sera utilisé pour autoriser les lancements de satellites impliquant la responsabilité d'acteurs français (fabricants et opérateurs). Le code DEBRISK modélise la rentrée atmosphérique d'un débris de satellite ou de lanceur, et renvoie la liste des débris survivant à la rentrée, ainsi que leur masse, leur énergie cinétique et leur trajectoire, à partir d'un point de rentrée donné.

La géométrie du débris considéré peut être constituée de plusieurs formes prédéfinies caractéristiques des débris orbitaux (boîtes, plaques, sphères, cylindres pleins et creux, cônes creux tronqués, secteurs de sphères, de cylindres et de cônes). Ces formes peuvent être assemblées en sous-systèmes, qui se séparent à une altitude fixée par l'utilisateur (par défaut, on considère que

la séparation des panneaux solaires a lieu à 95 km d'altitude, et la séparation des autres sous-systèmes à 78 km). Des objets « enfants » peuvent également être intégrés à l'intérieur d'objets « parents » : l'objet « enfant » n'est exposé à l'écoulement incident qu'à partir de la destruction complète de l'objet « parent ».

La rentrée atmosphérique est discrétisée en temps et pour chaque objet, le coefficient de traînée C_D et le flux de chaleur total intégré sur toute la surface sont calculés à chaque pas de temps. Ces grandeurs sont moyennées sur toutes les orientations possibles de l'objet par rapport à l'écoulement incident, pour tenir compte du phénomène de *tumbling*, *i.e.* la rotation aléatoire de l'objet sur lui-même pendant la rentrée. Dans les premières versions du code, le C_D et le flux de chaleur pour chaque forme étaient calculés à partir de formules analytiques, mais celles-ci surestimaient le C_D et sous-estimaient le flux. Les versions récentes de DEBRISK intègrent des modèles réduits mis au point à partir de bases de données de simulations numériques faisant varier les formes, orientations et points de vol des objets.

La température de chaque objet, considérée comme uniforme, est obtenue à chaque pas de temps à partir du flux de chaleur intégré. Le température des objets « enfants » non soumis à l'écoulement est calculée en tenant compte de la conduction thermique depuis l'objet « parent ». Lorsque la température d'ablation d'un objet est atteinte, la matière ablatée est enlevée de manière uniforme sur toute la géométrie, en conservant le type de la forme d'origine. En effet, le flux de chaleur étant intégré sur toute la surface de l'objet, il n'est pas possible de déterminer les endroits où l'ablation de la paroi se produit, et de modifier la géométrie en conséquence. La trajectoire des objets est calculée à partir du C_D à chaque pas de temps, avec 3 degrés de liberté. Les débris dont l'énergie cinétique est inférieure à 14 J en atteignant le sol sont considérés comme détruits, et ne sont pas pris en compte dans le calcul du risque au sol.

2.2. SCARAB

Note : les données présentées dans cette partie sont issues des références [24, 25, 26, 27].

Le code orienté véhicule SCARAB (SpaceCraft Atmospheric Reentry and Aerothermal Breakup), développé par l'ESA et l'entreprise HTG, permet de modéliser rapidement la rentrée atmosphérique d'un débris en utilisant des modèles réduits pour déterminer le coefficient de pression C_p et le flux de chaleur en tout point de la paroi. Il est également adapté pour simuler la rentrée atmosphérique martienne. Ce code est décomposé en 5 modules :

- un module de CAO, permettant de définir la géométrie de l'objet
- un module d'aérothermodynamique, qui modélise les distributions de C_p et de flux de chaleur à la paroi de l'objet
- un module de dynamique du vol, à 6 degrés de liberté
- un module thermique, qui modélise la destruction thermique des parois
- un module d'analyse structurelle, qui calcule les contraintes mécaniques locales et gère la fragmentation

La géométrie de l'objet peut être définie grâce au module CAO, en assemblant des formes simples (sphères, cylindres, boîtes, cônes...) (voir figure 3.1). La géométrie est maillée avec un maillage triangulaire surfacique, qui peut être découpé en plusieurs couches dans le sens de l'épaisseur pour former des éléments volumiques, ou « voxels ». Les propriétés thermiques et mécaniques de l'objet, sa masse, sa matrice d'inertie et la position de son centre de gravité sont calculées à partir de l'épaisseur et du matériau renseigné par l'utilisateur pour chaque forme simple. Une géométrie de satellite typique comporte environ 300 formes simples et 10^5 triangles (ou « panels »).

La rentrée atmosphérique est discrétisée en temps, et divisée en 4 régimes d'écoulement : le régime moléculaire libre ($Kn > 10$), le régime raréfié/transitionnel ($0,01 < Kn < 10$), le régime hypersonique continu ($Kn < 0,01$ et $M_\infty > 5$) et le régime super-, trans- et subsonique ($M_\infty < 5$). Pour les 3 premiers régimes, le flux de chaleur et les coefficients de pression et de cisaillement C_p et

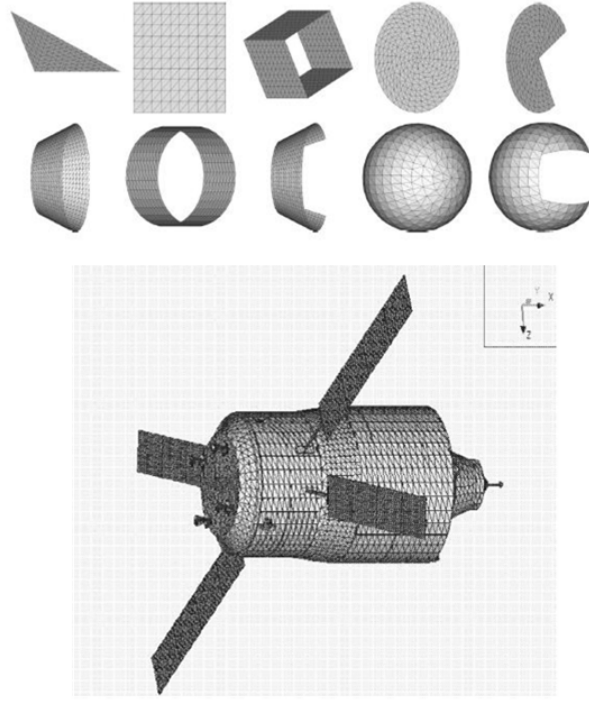


FIGURE 3.1. – Exemples de formes simples disponibles dans SCARAB (en haut) [26] et modélisation de la géométrie de l’ATV dans SCARAB (en bas) [25]

C_τ sont calculés sur chaque triangle du maillage surfacique. Les coefficients de force et de moment aérodynamiques $C_{\vec{F}}$ et $C_{\vec{M}}$ sont obtenus en intégrant C_p et C_τ sur toute la surface de l’objet, et sont utilisés par le module de dynamique du vol pour calculer la trajectoire et l’orientation de l’objet. Pour le régime subsonique, les coefficients de portance et de trainée C_L et C_D sont calculés à partir d’approximations théoriques, et le flux de chaleur pariétal est considéré nul. En régime hypersonique continu ($Kn < 0,01$ et $M_\infty > 5$), le C_τ local est négligé, et le C_p local est calculé par la méthode de Newton modifiée, qui s’écrit sous la forme :

$$C_p = fct(M_\infty, \theta_w, \gamma) \quad (3.1)$$

avec θ_w [°] l’inclinaison locale de la paroi par rapport à l’écoulement incident et γ le coefficient adiabatique du gaz. Pour tous les régimes, le flux de chaleur local vaut :

$$q_{aero} = C_H \frac{\rho_\infty V_\infty^3}{2} \left(1 - \frac{c_{p,stag}(T_w - T_\infty)}{V_\infty^2/2} \right) \quad (3.2)$$

avec T_w [K] la température de la paroi, $c_{p,stag}$ [J · kg⁻¹ · K⁻¹] la capacité thermique massique du gaz au point d’arrêt, et C_H est un coefficient de transfert thermique qui dépend du régime considéré. En régime hypersonique continu, sa valeur locale dépend de l’inclinaison de la paroi θ_w et de sa valeur au point d’arrêt $C_{H,stag}$, celle-ci étant déduite de la formule de Lees [28] :

$$St_{stag} = \frac{q_{stag}}{(\rho_\infty/2)V_\infty^3} = const \times \left(\frac{\rho_\infty V_\infty R_N}{\mu(T_{0,stag})} \right)^{0.5} \quad (3.3)$$

où R_N [m] est le rayon de courbure de la paroi au point d’arrêt et $\mu(T_{0,stag})$ [Pa · s] est la viscosité dynamique correspondant à la température totale au point d’arrêt $T_{0,stag}$ [K]. Le calcul de C_p et de flux étant calculés par la méthode de Newton, ils ne sont pas valables sur les parois « à l’ombre », *i.e.* les parois qui ne sont pas directement impactées par l’écoulement incident (voir figure 3.2). Des résultats de simulations effectuées avec SCARAB semblent indiquer que le C_p des parois à l’ombre serait fixé à 0, et qu’un flux de chaleur constant non nul serait appliqué sur ces

parois [29]. Cependant, aucune description du modèle de flux de chaleur appliqué sur les parois à l'ombre n'a été trouvée dans la littérature.

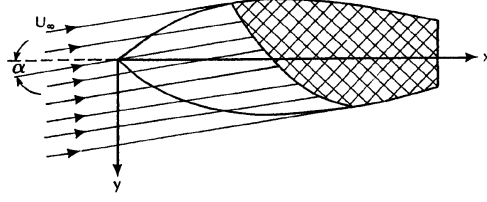


FIGURE 3.2. – Définition des parois « au vent » (en clair) et « à l'ombre » (en hachuré) [3]

Le module thermique permet, à partir des flux de chaleur locaux, de calculer la température locale de la paroi et éventuellement la quantité de matière ablatée. La température T_v [K] de chaque voxel est calculée à partir de l'équation :

$$Q_{stored} = q_{aero} \times S_{v,aero} + q_{rad,in} \times S_{v,rad,in} + q_{cond,in} \times S_{v,cond,in} - q_{rad,out} \times S_{v,rad,out} - q_{cond,out} \times S_{v,cond,out} \quad (3.4)$$

où Q_{stored} [W] est la quantité de chaleur stockée par le voxel durant l'intervalle de temps considéré Δt [s].

q_{aero} [$W \cdot m^{-2}$] représente le flux de chaleur transmis au voxel par l'air environnant. Il est nul pour les voxels situés à l'intérieur de la paroi, et pour les voxels situés sur la surface extérieure de l'objet, elle vaut :

$$q_{aero} = q_{conv} + q_{diff} + q_{rad,air} \quad (3.5)$$

où q_{conv} est le flux de chaleur convectif reçu par le voxel, q_{diff} est le flux de chaleur diffusif, dû à la recombinaison des espèces à la paroi, et $q_{rad,air}$ est le flux radiatif dû à l'air environnant. $S_{v,aero}$ [m^2] représente la surface sur laquelle s'applique ce flux de chaleur, qui correspond à la surface du voxel au contact de l'air.

$q_{cond,in}$ et $q_{cond,out}$ représentent les flux de chaleur entrant et sortant du voxel par conduction 3D dans le matériau. $S_{v,cond,in}$ et $S_{v,cond,out}$ sont les surfaces sur lesquelles s'appliquent les flux, et correspondent aux surfaces de contact entre le voxel considéré et ses voisins.

$q_{rad,out}$ est le flux de chaleur radiatif réémis par le voxel, selon la loi de Stefan-Boltzmann :

$$q_{rad} = \varepsilon \sigma T_v^4 \quad (3.6)$$

avec ε l'émissivité du matériau et $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann. Ce flux de chaleur est non-nul pour les voxels situés sur la surface extérieure de l'objet, et ceux situés sur la surface interne si l'objet est creux. $S_{v,rad,out}$ est la surface à travers laquelle ce flux est émis, et correspond à la surface du voxel qui n'est pas en contact avec d'autres voxels.

$q_{rad,in}$ représente le flux de chaleur reçu par rayonnement depuis les autres voxels de l'objet, et $S_{v,rad,in}$ est la surface du voxel exposée au rayonnement des autres voxels.

La variation de température δT_v du voxel est calculée à partir de Q_{stored} par l'équation :

$$Q_{stored} = c_p \rho_v V_v \frac{\Delta T_v}{\Delta t} \quad (3.7)$$

avec c_p [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$] la capacité thermique massique du voxel, ρ_v [$kg \cdot m^{-3}$] sa masse volumique et V_v [m^3] son volume. Il est également possible de faire l'hypothèse simplificatrice de l'équilibre radiatif de la paroi, en considérant que l'augmentation de température de la paroi est quasi-instantanée, et que T_v atteint sa valeur d'équilibre à chaque pas de temps. Dans ce cas, on impose $Q_{stored} = 0$. Les flux q_{conv} , q_{diff} , $q_{cond,in}$, $q_{cond,out}$ et $q_{rad,out}$ dépendant de manière non linéaire

de la température du voxel T_v , celle-ci est obtenue par un processus itératif à partir de l'équation 3.4.

Dans tous les cas, T_v ne peut pas excéder la température de fusion ou de sublimation, et l'énergie en excès détermine la quantité de matière fondue au pas de temps considéré, selon l'équation :

$$Q_{stored} = \rho_v h_{melt} \frac{\Delta V_v}{\Delta t} = \rho_v h_{melt} S_v \frac{\Delta e_v}{\Delta t} \quad (3.8)$$

avec h_{melt} [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$] l'enthalpie massique de fusion du matériau. La perte de matière du voxel est modélisée par une diminution de son épaisseur e_v , sa surface S_v restant constante. Lorsque l'épaisseur de matière fondue est égale à l'épaisseur initiale de la paroi, le panel est détruit et retiré du maillage. En cas de destruction d'un panel, la masse et la matrice d'inertie sont recalculés, et les parois internes de l'objet peuvent être exposées à l'écoulement.

Enfin, le module d'analyse structurelle permet de modéliser la fragmentation de l'objet de manière dynamique à partir des liaisons entre les éléments simples : si ces liaisons fondent ou que les contraintes aérodynamiques sont trop grandes. Les fragments sont alors analysés séparément, et leur trajectoire respective est modélisée jusqu'au sol ou jusqu'à leur destruction éventuelle. Pour accélérer le calcul, l'orientation des petits fragments par rapport à l'écoulement peut être négligée, et la trajectoire peut être calculée avec uniquement 3 degrés de liberté. Cependant, cette modélisation ne permet pas de prévoir les fragmentations qui ne se produisent pas au niveau des liaisons entre les éléments.

2.3. ARES

Note : les données présentées dans cette partie sont issues de la référence [30].

Le logiciel ARES (Atmospheric Re-Entry Software), initialement nommé MUSIC/FAST, est développé par l'ONERA depuis 2006. Ce code orienté véhicule permet de modéliser la rentrée atmosphérique terrestre et martienne de débris orbitaux, de capsules et de véhicules spatiaux. Il regroupe 4 modules :

- **MUSIC** est un code de mécanique du vol permettant de modéliser le vol orbital, le rendez-vous en orbite et la phase de rentrée atmosphérique. La trajectoire à 3 ou 6 degrés de libertés peut être, ou non, contrôlée via des lois de commande (Guidage Navigation Controle).
- **FAST** rassemble les modèles aérodynamiques et aérothermodynamiques.
- **MODETHEC** [31] modélise les transferts de masse et de chaleur ainsi que la dégradation thermique 3D des matériaux.
- **ATMOS** contient différents modèles d'atmosphère, terrestre et martienne.

Dans le cadre de cette thèse, seul le module FAST sera présenté, en particulier les modèles pour la rentrée atmosphérique terrestre.

Contrairement à SCARAB, ARES ne nécessite pas de construire la géométrie de l'objet étudié en assemblant des formes simples. Il suffit de fournir un maillage de la forme géométrique complète. En contrepartie, ARES ne permet pas pour l'instant de modéliser la fragmentation mécanique de l'objet au cours de la rentrée. La masse de l'objet, sa matrice d'inertie et la position de son centre de symétrie sont calculés automatiquement, de même que le rayon de courbure local en chaque point du maillage.

La rentrée atmosphérique est également discrétisée en temps, et séparée en 4 phases, qui diffèrent légèrement de celles définies dans SCARAB : le régime moléculaire libre ($Kn > 100$), le régime raréfié/transitionnel ($1 \times 10^{-3} < Kn < 100$) et le régime hypersonique et supersonique continu ($Kn < 1 \times 10^{-3}$ et $M_\infty > 2$). Pour les 3 premiers régimes, les coefficients de force et de moment aérodynamiques $C_{\vec{F}}$ et $C_{\vec{M}}$ sont calculés à partir des distributions de coefficient de pression et de cisaillement C_p et C_τ sur chaque face du maillage. Pour le régime transsonique, un modèle pour le calcul du coefficient de traînée C_D est en cours de développement, et a été validé pour une sphère, un cylindre et un cube en rotation.

En régime hypersonique continu, le C_τ est considéré nul, et la distribution de C_p est déduite de la valeur $C_{p,stag}$ au point d'arrêt. Celle-ci est calculée de manière itérative :

- une valeur initiale est choisie pour le taux de compression à travers le choc de tête : $\varepsilon = \frac{\rho_\infty}{\rho_1} = 0,1$
- la pression P_1 [Pa] et l'enthalpie massique h_1 [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$] derrière le choc sont calculées avec les équations de Rankine-Hugoniot :

$$P_1 = P_\infty + \rho_\infty V_\infty^2 \times (1 - \varepsilon) \quad (3.9)$$

$$h_1 = h_\infty + \frac{1}{2} V_\infty^2 [1 - \varepsilon^2] \quad (3.10)$$

- une seconde valeur de l'enthalpie h'_1 est obtenue à partir de la table de Mollier issue de la référence [32] (valable uniquement pour une rentrée atmosphérique terrestre)
- en remplaçant h_1 par h'_1 dans l'équation 3.10, une nouvelle valeur ε' du taux de compression est obtenue

Ces étapes sont répétées jusqu'à convergence de la valeur ε . Le coefficient de pression au point d'arrêt $C_{p,stag}$ est ensuite obtenu par la relation de compression isentropique le long de la ligne d'arrêt :

$$C_{p,stag} = \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2} \left(\frac{P_{stag}}{P_1} [1 + \gamma_\infty M_\infty^2 (1 - \varepsilon)] - 1 \right) \quad (3.11)$$

$$\frac{P_{stag}}{P_1} = \left(1 + \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \quad (3.12)$$

avec γ le coefficient adiabatique de l'air. Les indices ∞ , 1 et *stag* désignent respectivement les grandeurs en amont du choc, juste en aval du choc, et au point d'arrêt (voir figure 3.3). La distribution de C_p sur toute la paroi de l'objet est alors obtenue par la méthode de Newton modifiée :

$$C_p = C_{p,stag} \sin^2 \theta_w \quad (3.13)$$

avec θ_w [°] l'inclinaison locale de la paroi par rapport à l'écoulement incident. La méthode de Newton modifiée est valable pour des valeurs de M_∞ supérieures à 2 environ. Des modèles supplémentaires additionnels existent pour des configurations spécifiques comme les plaques planes et les surfaces concaves. Dans le cas des parois à l'ombre, la méthode de Newton n'est plus valable, et le C_p est choisi nul.

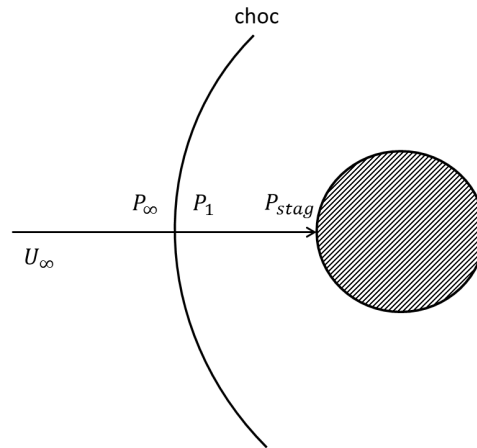


FIGURE 3.3. – Exemple de notation des grandeurs (ici, la pression) de part et d'autre du choc et au point d'arrêt

La distribution de flux de chaleur est elle aussi calculée à partir de la valeur $q_{tot,stag}$ du flux de chaleur total au point d'arrêt, en utilisant le modèle Vérant-Lefrançois [30] :

$$q_{tot}(x, y, z) = q_{tot,stag} \left(\frac{P(x, y, z)}{P_{stag}} \right)^a \left(\frac{R_{n,stag}}{R_n(x, y, z)} \right)^b \quad (3.14)$$

avec $a = 0,8$ et $b = fct(R_{n,stag}/R_n(x, y, z))$. $P(x, y, z)$ et $R_n(x, y, z)$ sont respectivement la pression et le rayon de courbure de la paroi au point considéré, et P_{stag} et $R_{n,stag}$ sont respectivement la pression et le rayon de courbure au point d'arrêt. Ce modèle peut être appliqué aux parois à l'ombre mais retourne une valeur de $q_{tot}(x, y, z)$ très faible, car $C_{p,ombre} = 0$, et $P_{ombre} = P_\infty \ll P_{stag}$. Ce modèle n'est également pas valable pour les parois concaves et les plaques planes, toutefois des modèles spécifiques sont disponibles.

Le flux $q_{tot,stag}$ est la somme du flux convectif et diffusif $q_{c+d,stag}$ et du flux radiatif de la couche de choc reçu par l'objet $q_{rad,stag}$ au point d'arrêt. $q_{c+d,stag}$ peut être calculé à l'aide d'un des modèles suivants, le choix étant laissé à l'utilisateur :

- l'équation de Detra [33]
- l'équation de Vérant-Lepage, qui est une amélioration de la formulation de Kemp [34]
- l'équation de Vérant-Sagnier [35]
- l'équation de Fay-Riddell [36]
- l'équation de Sutton-Graves [37]

À l'exception du modèle de Detra, ces équations permettent de tenir compte de la catalyse partielle de la paroi. En d'autres termes, le flux de chaleur pariétal peut être calculé pour une paroi totalement catalytique, partiellement catalytique ou non catalytique. Dans le cas de la rentrée atmosphérique martienne, le seul modèle disponible est l'équation de Vérant-Sagnier, pour une paroi totalement catalytique. Le flux radiatif $q_{rad,stag}$ peut être déterminé à l'aide des formules de Tauber [38] ou de Martin [39], mais est généralement négligeable devant $q_{c+d,stag}$ pour les rentrées atmosphériques de débris. Les transferts thermiques et la dégradation de la paroi sont modélisés dans MODETHEC à partir des flux de chaleur fournis par FAST. Il est également possible de considérer une paroi à l'équilibre radiatif ou à température fixée.

2.4. PAMPERO

Note : les données présentées dans cette partie sont issues des références [29, 40].

Le logiciel orienté objet PAMPERO est développé au CNES depuis 2013, et est principalement utilisé pour améliorer les modèles de trainée et de flux intégré de DEBRISK. Dans le cadre de la LOS, il sera également utilisé pour étudier la rentrée atmosphérique des géométries complexes et pour aider à déterminer l'altitude de fragmentation des débris. Dans les cas où l'énergie cinétique d'un objet est proche de 14J en atteignant le sol (limite fixée dans DEBRISK entre les objets considérés détruits et ceux pris en compte dans le calcul du risque), PAMPERO sera utilisé pour obtenir un résultat plus précis et confirmer ou non la destruction de l'objet. Du fait de son caractère confidentiel, il y a peu d'informations disponibles dans la littérature sur les modèles utilisés dans PAMPERO. Toutefois, ce code a été initialement développé à partir de FAST.

Comme dans ARES, la géométrie dans PAMPERO est définie d'un bloc avec un maillage de la forme géométrique complète. La rentrée atmosphérique est discrétisée en temps et divisée en 3 régimes (moléculaire libre, transitionnel, continu), et la trajectoire est modélisée avec 6 degrés de liberté. En régime hypersonique continu, les coefficients de trainée et de portance C_D et C_L sont déterminés à partir du coefficient de pression local C_p . Celui-ci est calculé à l'aide de la méthode de Newton modifiée :

$$C_p = C_{p,stag} \times \sin^2 \theta_w \quad (3.15)$$

avec θ_w l'inclinaison locale de la paroi. Le flux de chaleur local est calculé à l'aide d'une corrélation empirique faisant intervenir l'angle θ_w et le coefficient de pression C_p au point considéré. Le flux

radiatif provenant du fluide n'est pas pris en compte. Pour les parois à l'ombre, le C_p et le flux de chaleur sont choisis nuls.

La perte de chaleur de l'objet par rayonnement est modélisée, ainsi que la conduction thermique en 3 dimensions à la surface et à l'intérieur de l'objet. Le calcul des contraintes thermiques et mécaniques permettent de déterminer l'ablation et la fragmentation du débris.

3. Objectif de la thèse

3.1. Modélisation du flux de chaleur et de la pression aux parois à l'ombre

Les codes orientés véhicule SCARAB, ARES et PAMPERO utilisent des modèles de C_p et de flux de chaleurs à la paroi dérivés de la méthode de Newton modifiée. Sur les parois à l'ombre, cette méthode n'est plus valable, et le C_p est choisi nul. Dans PAMPERO et ARES, comme le flux de chaleur découle directement de la pression, cette hypothèse conduit à des valeurs du flux très faibles dans les zones à l'ombre. Dans SCARAB, une valeur constante du flux de chaleur est fixée pour les parois à l'ombre, mais cette valeur est éloignée de celle des résultats CFD sur le même cas [29]. Enfin, d'autres modèles pour le C_p et le flux de chaleur à l'ombre sont disponibles dans la littérature, mais nécessitent d'avoir accès aux grandeurs caractéristiques de l'écoulement derrière le choc, à l'extérieur de la couche limite, qui sont inaccessibles avec l'approche choisie dans les codes de rentrée. Ces modèles ne peuvent donc pas être intégrés dans les codes orientés véhicule, mais apportent tout de même des informations sur les grandeurs pariétales à l'ombre, et sont donc présentés plus en détail dans le chapitre 4.

Le manque de modèles précis et rapides de C_p et de flux de chaleur aux parois à l'ombre n'est généralement pas un problème dans le cas des capsules de rentrée atmosphérique, pour lesquelles la majorité du flux de chaleur est reçue par la face au vent. Cependant, pour certaines formes de débris, le flux de chaleur des parois à l'ombre est du même ordre que celui des parois au vent, et influence fortement le risque au sol posé par le débris. Ainsi, la figure 3.4 (a) montre la répartition du flux de chaleur total (convectif et diffusif) à la paroi d'un cylindre ouvert à fond plat, adimensionné par le flux maximal, obtenu par le logiciel ARES et par un calcul Navier-Stokes laminaire, réalisé avec le code CEDRE. L'écoulement incident correspond à un point de vol à 70 km, $6000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et à incidence nulle. Sur ce graphique, les courbes en trait plein correspondent aux parois à l'ombre, et les courbes en pointillés correspondent aux parois au vent. Le flux de chaleur calculé par ARES sur la face avant n'a pas été représenté par souci de lisibilité. Le schéma en haut à droite présente la définition des abscisses curvilignes s sur chacune des faces, en trait plein pour les parois à l'ombre et en pointillés pour les parois au vent.

Sur cette figure, on constate qu'ARES sous-estime le flux de chaleur sur les parois à l'ombre, aussi bien sur les parois parallèles à l'écoulement incident (face avant, $0,02 \leq s \leq 0,35$, et face arrière, $0 \leq s \leq 0,35$) que sur le culot (face arrière, $0,35 \leq s \leq 1$). Or, le résultat du calcul CEDRE montre que pour cette géométrie, le flux de chaleur à l'ombre est du même ordre que le flux au vent. La sous-estimation par ARES du flux de chaleur à l'ombre conduit donc à sous-estimer la destruction de ce débris au cours de la rentrée atmosphérique, et à surestimer le risque au sol qu'il pose. De plus, pour cette configuration, le flux de chaleur intégré sur les parois à l'ombre représente plus de 80 % du flux global intégré sur la totalité de la géométrie. Pour mieux prédire le risque au sol, il est donc nécessaire de correctement modéliser le flux de chaleur sur la totalité des parois à l'ombre, même en dehors des pics de flux de chaleur.

Concernant le coefficient de pression C_p , celui-ci joue un rôle prépondérant dans le calcul des forces et des moments aérodynamiques. Le fait de négliger le C_p aux parois à l'ombre introduit une incertitude dans la prévision de la trajectoire du débris, de sa vitesse et de son orientation, tous ces paramètres ayant un impact sur le flux de chaleur à la paroi. Si cette surestimation du risque et cette incertitude se retrouvent dans le logiciel DEBRISK, l'application de la LOS sera plus contraignante que nécessaire pour les industriels français, ce qui pourrait se traduire par une perte de compétitivité au niveau international. Il est donc nécessaire d'affiner les modèles de flux de chaleur et de coefficient de pression aux parois à l'ombre.

La complexité des écoulements autour des parties à l'ombre d'un objet, notamment sur l'arrière-corps, rend difficile la modélisation du flux de chaleur et de la pression sur ces parois. Par exemple, pour la configuration du cylindre ouvert en amont, l'écoulement se détache au passage de l'arête aval, et une zone de recirculation se forme sur l'arrière-corps, comme le montre la figure 3.4 (b). L'écoulement incident étant hypersonique et hyperenthalpique, des effets thermochimiques peuvent également influencer les grandeurs pariétales. **L'objectif de cette thèse est donc de concevoir des modèles aérothermodynamiques pour ARES et PAMPERO permettant de déterminer la distribution de flux de chaleur et de pression aux parois situées à l'ombre.**

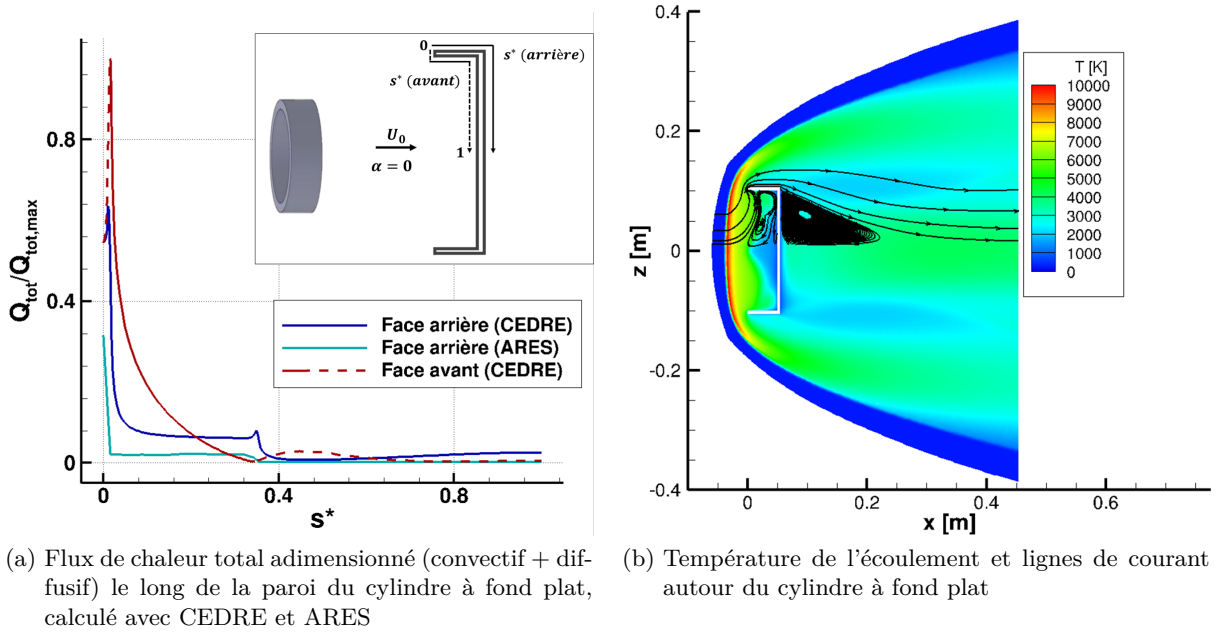


FIGURE 3.4. – Flux de chaleur total adimensionné (a), température de l'écoulement et lignes de courant (b), obtenus avec le code Navier-Stokes CEDRE de l'ONERA pour un cylindre ouvert à fond plat en déséquilibre chimique à 70 km d'altitude et 6000 m/s, pour une paroi totalement catalytique

3.2. Taille et forme des débris considérés

La taille et la forme des satellites et des lanceurs peuvent beaucoup varier selon la mission pour laquelle ils sont conçus. Par exemple, le télescope spatial Hubble est un « tube » de 13,2 m de long et de 2,4 m de diamètre, alors que les nanosatellites de la classe CubeSat sont des cubes de 10 cm de côté. De même, la surface de panneaux solaires déployée peut être très différente selon les satellites et leur besoin en énergie. En pratique, lors d'une rentrée atmosphérique, les liaisons entre les différents éléments cèdent sous l'effet des contraintes aérothermodynamiques : on considère généralement que les panneaux solaires se détachent vers 95 km d'altitude, et que le reste du satellite se fragmente vers 78 km. Les fragments qui en résultent ont généralement une forme géométrique simple : la figure 3.5 montre que le télescope spatial Hubble est composé d'éléments géométriques simples, comme des cylindres, des tubes ou des plaques planes. La figure 3.6 montre un élément du lanceur Ariane 5, servant de support aux satellites lors des lancements, qui est composé de plusieurs anneaux et d'une section conique. Les formes concaves, comme le cylindre à fond plat de la figure 3.4 sont particulièrement intéressantes pour cette thèse, car elles présentent souvent des flux de chaleur significatifs aux parois à l'ombre. Ce type de forme se retrouve par exemple pour la coiffe de la fusée Ariane 5 (figure 3.7), ou pour des réservoirs percés durant la rentrée sous l'effet du flux de chaleur.

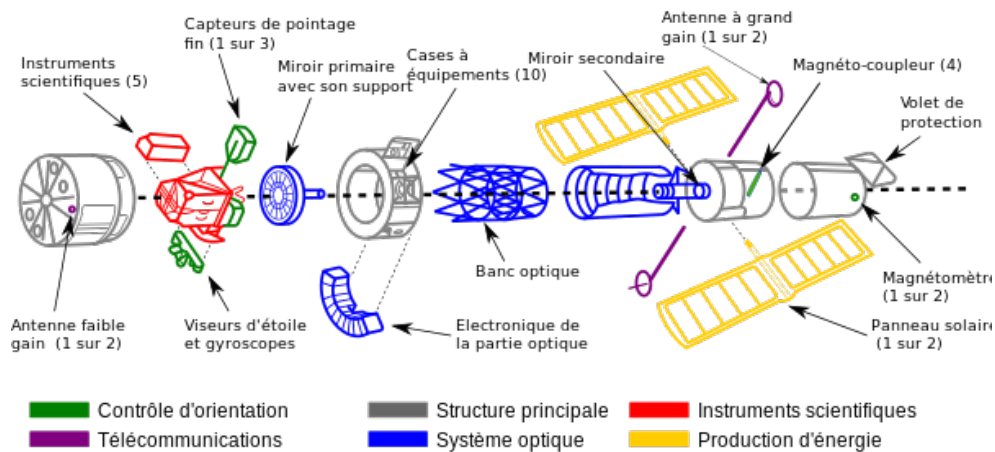


FIGURE 3.5. – Représentation éclatée du télescope spatial Hubble

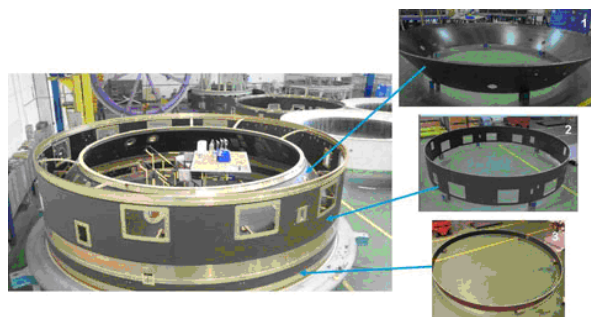


FIGURE 3.6. – Structure supportant la charge utile dans le lanceur Ariane 5

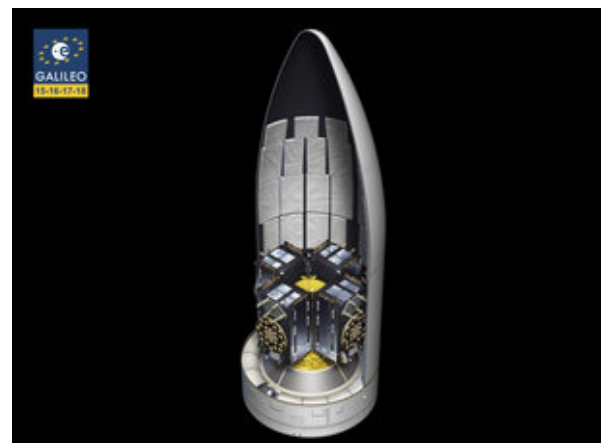


FIGURE 3.7. – Coiffe d'Ariane 5 protégeant des satellites Galileo

Concernant la taille des débris considérés, Klinkrad [4] a estimé grossièrement, pour des débris en titane, la masse relative à l'impact, *i.e.* le rapport de la masse atteignant le sol et de la masse totale au début de la rentrée (figure 3.8). Il ressort de cette étude rapide que les objets de dimensions comprises entre 2 mm et 3 cm seraient entièrement détruits lors de la rentrée atmosphérique. Les objets plus petits survivraient à la rentrée grâce à leur rapport surface/volume élevé, qui leur permettrait de réémettre, par rayonnement, une partie de la chaleur reçue vers le milieu environnant. Les objets les plus gros, eux, survivraient grâce à leur masse initiale trop élevée pour être entièrement détruite durant la rentrée. La taille des débris étudiés durant cette thèse sera donc supérieure à 5 cm et pourra atteindre plusieurs mètres pour les plus grands, ce qui correspond à la taille des panneaux solaires ou des coiffes de lanceur.

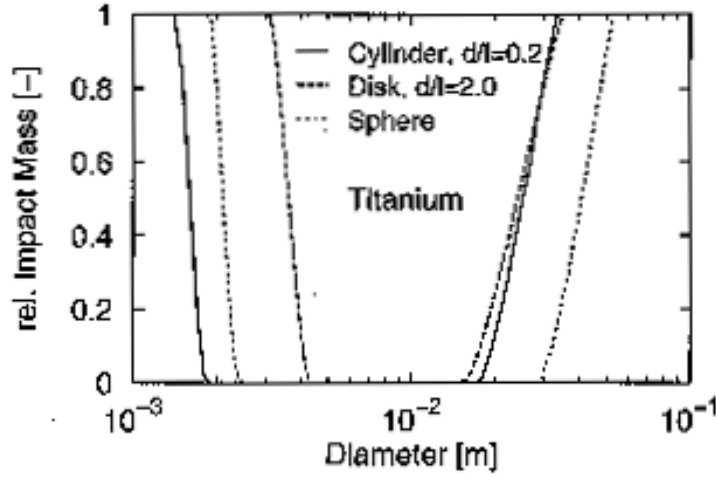


FIGURE 3.8. – Masse relative des débris survivant à la rentrée atmosphérique en fonction du diamètre, pour des objets en titane [4]

Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentés les outils permettant de déterminer le risque au sol posé par un débris. Ces codes modélisent l'ensemble de la rentrée atmosphérique du débris à l'aide de modèles aérothermodynamiques réduits. Ils sont répartis en deux catégories, détaillées dans la section 1 : les codes orientés objet, plus simples et plus rapides, font l'hypothèse que le débris, au début de la rentrée atmosphérique, se fragmente en formes simples, pour lesquelles les forces aérodynamiques et le flux de chaleur global sont connus. Les codes orientés véhicules sont plus précis, car ils permettent de modéliser n'importe quelle géométrie et de prendre en compte l'orientation du débris. Les forces et moments aérodynamiques sont calculés à partir des valeurs locales des coefficients de pression C_p et de cisaillement C_τ . Le flux de chaleur reçu par la paroi est également calculé de manière locale, ce qui permet de modéliser précisément l'ablation de la paroi. Toutefois, en régime hypersonique continu, les modèles réduits utilisés pour le C_p et le flux de chaleur ne sont plus valables aux parois à l'ombre. Or, comme le montre l'exemple de la section 3, le C_p et le flux de chaleur à l'ombre peuvent fortement influencer le risque au sol posé par un débris. L'objectif de cette thèse est donc de mettre au point des modèles réduits de C_p et de flux de chaleur locaux aux parois à l'ombre des débris. Ces modèles s'appuient sur une étude poussée des phénomènes physiques se produisant aux parois à l'ombre dans des écoulements hypersoniques continus. Cette étude est présentée dans le chapitre 4.

Deuxième partie

**Aérodynamique des écoulements
à l'ombre en régime hypersonique
continu**

Analyse des écoulement à l'ombre et de leur impact sur les grandeurs pariétales

Ce chapitre constitue une synthèse des connaissances sur les écoulements à l'ombre en régime continu hypersonique. Les résultats issus de la littérature sont comparés entre eux, et avec des simulations numériques réalisées avec le solveur Navier-Stokes MISTRAL et fournies par le CNES, afin d'identifier les phénomènes à l'origine de niveaux de coefficient de pression et de flux de chaleur élevés aux parois à l'ombre. Trois topologies d'écoulements ont été identifiées : les écoulements attachés (section 1), les écoulements décollés avec recollement fluide ou solide (section 2) et les interactions choc-choc (section 3). Pour chacune de ces topologies, l'influence de différents paramètres de la géométrie ou de l'écoulement a été étudiée.

Sommaire

Introduction	44
1. Caractéristiques des écoulements à l'ombre attachés	44
1.1. Coefficient de pression et flux de chaleur pariétaux dus aux écoulements à l'ombre attachés	44
1.2. Influence du point de vol et de la turbulence sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché	50
1.3. Influence de l'angle d'attaque sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché	53
1.4. Influence de la géométrie sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché	54
2. Caractéristiques des écoulements à l'ombre décollés	57
2.1. Topologies des écoulements à l'ombre décollés et grandeurs pariétales associées	58
2.2. Influence de la turbulence sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	66
2.3. Influence du point de vol sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	73
2.4. Influence de l'angle d'attaque sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	86
2.5. Influence de la géométrie sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées	89
3. Interactions choc-choc	98
3.1. Généralités	98
3.2. Topologie de l'écoulement et grandeurs pariétales dans le cas d'interactions choc-choc	98
3.3. Influence du point de vol	100
Conclusion	104

Introduction

Une étude préliminaire des écoulements hypersoniques d'arrière-corps a pu être menée à partir des résultats de la littérature et d'une base de données de résultats de simulations numériques fournie par le CNES. Ces simulations portent sur plusieurs géométries caractéristiques des débris (cônes, cylindres, secteurs de sphères...) et sur 5 points de vol, correspondant à 2 trajectoires de rentrée génériques (tableau 4.1). Les simulations ont été réalisées avec le code MISTRAL de la société R.Tech. Un modèle de cinétique chimique de Dunn et Kang à 5 espèces (N_2 , O_2 , N , O et NO) et 17 réactions a été utilisés. Les simulations sont réalisées sans modèle de turbulence. Les maillages sont structurés avec une taille de maille à la paroi de 10^{-6} m. Les mailles sont parfois relativement grandes dans certaines régions importantes de l'écoulement (zones de recirculation, arêtes de la géométrie...), c'est pourquoi ces résultats doivent être analysés avec précautions. Ils ont toutefois permis de mettre en évidence trois types d'écoulement à l'origine de niveaux élevés de pression et de flux de chaleur aux parois à l'ombre : les écoulements à l'ombre attachés (section 1), les écoulements décollés (section 2), qui peuvent être à recollement fluide ou solide, et les interactions choc-choc (section 3). L'étude des résultats de la littérature et de la base de données MISTRAL a permis de quantifier les niveaux de pression et de flux de chaleur à la paroi correspondant à chacune de ces trois topologies d'écoulement, et d'évaluer l'influence des paramètres de la géométrie, du point de vol et de l'angle d'incidence sur les grandeurs pariétales.

	PVC1	PVC2	A1	A2	A3
Altitude Z [km]	67,7	69,8	40	58	70
Vitesse U_∞ [$m \cdot s^{-1}$]	3013	4463	2888,7	4769,7	5959,4
Température T_∞ [K]	225,85	220,25	256,26	250,61	220,1
Pression P_∞ [Pa]	7,38	5,42	272,72	26,3	6,02
Masse volumique ρ_∞ [$kg \cdot m^{-3}$]	$1,14 \times 10^{-4}$	$8,57 \times 10^{-5}$	$3,71 \times 10^{-3}$	$3,64 \times 10^{-4}$	$9,49 \times 10^{-5}$
M_∞	10	15	9	15	20
Re/m [m^{-1}]	$2,33 \times 10^4$	$2,66 \times 10^4$	$6,56 \times 10^5$	$9,86 \times 10^4$	$3,46 \times 10^4$
Température de paroi T_w [K]	1597	1095	700	700	700

TABLEAU 4.1. – Points de vol étudiés

1. Caractéristiques des écoulements à l'ombre attachés

1.1. Coefficient de pression et flux de chaleur pariétaux dus aux écoulements à l'ombre attachés

Les écoulements d'arrière-corps sont généralement caractérisés par la présence de décollements. Toutefois, sur des parois parallèles à l'écoulement incident ou légèrement convexes, l'écoulement peut rester attaché. Les flux de chaleur et la pression à ces parois sont généralement négligés dans les calculs de rentrée atmosphérique, mais peuvent devenir du même ordre que le flux au point d'arrêt pour certaines géométries particulières, comme les formes concaves. Cette section met en évidence les niveaux de C_p et de flux de chaleur aux parois à l'ombre où l'écoulement est attaché, pour différentes configurations géométriques.

En 1972, Zappa et Reinecke [41] ont mesuré le flux de chaleur à la paroi de différentes formes soumises à un écoulement incident hypersonique à $M_\infty = 11,5$, $Re_\infty = 10^5$ ou $Re_\infty = 8,3 \times 10^5$ et un angle d'attaque α compris entre -15° et 15° . Les formes étudiées comprennent cinq cônes émoussés, représentant des boucliers thermiques, et représentés sur la figure 4.1. Les points blancs sur les parois indiquent la position des capteurs de flux. Les configurations 1 à 4 sont constituées à l'avant d'un cône émoussé de rayon de nez 1,27 cm et de demi-angle au sommet 60° , et à l'arrière d'un cône tronqué de demi-angle $13^\circ 31'$, de longueur 2,31 cm (configurations 1 et 2) ou 1,15 cm (configurations 3 et 4). De plus, le culot de la configuration 2 est creusé (en pointillés sur la figure

4.1), et celui de la configuration 4 comporte un dard cylindrique court. La configuration 5 est composée à l'avant d'un cône émoussé de rayon de nez 2,54 cm et de demi-angle 70° , et à l'arrière de deux cônes tronqués, le premier ayant un demi-angle de 40° , suivis d'un dard. Pour ces cinq configurations, seul le cône émoussé est « au vent ». Les autres parties de la géométrie sont à l'ombre.

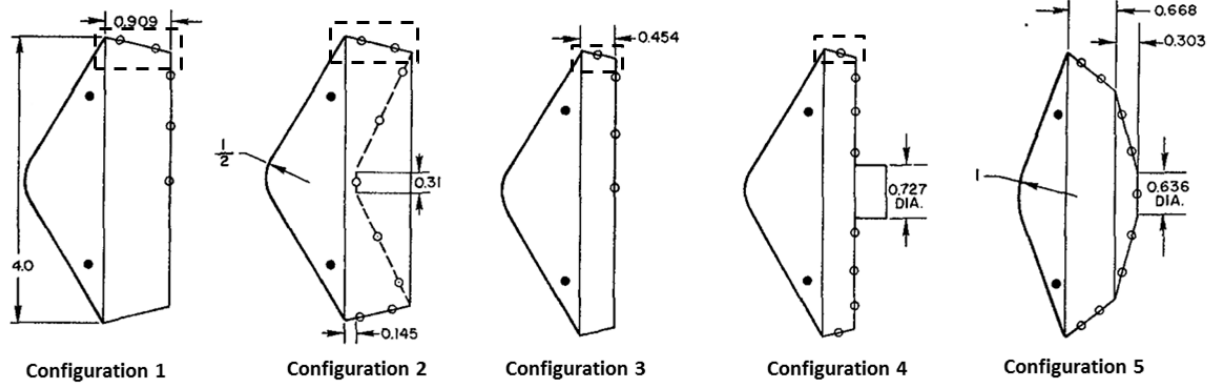


FIGURE 4.1. – Configurations de cônes émoussées étudiées en souffleries dans [41] (dimensions en pouce)

Les résultats de cette expérience ont montré que, sur les parties coniques des arrière-corps des configurations 1 à 4 (encadrées en pointillés noirs sur la figure 4.1), l'écoulement reste attaché pour toutes les valeurs de Re_∞ et de α étudiées. Le flux de chaleur mesuré dans ces zones est le même pour ces quatre premières formes. La figure 4.2 montre l'évolution du flux de chaleur dans cette zone pour la configuration 2, en fonction de Re_∞ et de α . L'intensité du flux de chaleur mesuré (\dot{q}) est exprimée en fonction du flux de chaleur mesuré au point d'arrêt d'une sphère de rayon égal au rayon de nez du cône émoussé (\dot{q}_0). La partie droite du graphique ($\alpha > 0^\circ$) présente les résultats du capteur situé côté « intrados » (*windward*) et la partie gauche ($\alpha < 0^\circ$) ceux du côté « extrados » (*leeward*). Il faut noter que pour le côté *windward*, l'augmentation de l'angle α tend à aligner l'écoulement avec la paroi à l'ombre, et doit donc être considéré comme une diminution de l'angle d'attaque effectivement vu par cette paroi. De plus, pour des angles α supérieurs à $13^\circ 31'$, le côté *windward* n'est plus situé à l'ombre, et les résultats ne doivent pas être pris en compte dans notre étude. Le graphique comprend également des résultats pour des compositions de gaz différentes (du CO_2 et un mélange $\text{CO}_2\text{-N}_2$), correspondant à l'atmosphère martienne.

D'après les résultats présentés dans la figure 4.2, pour $\alpha = 0^\circ$, le flux de chaleur aux parois à l'ombre est faible quand l'écoulement est attaché. Il vaut entre 1 % et 5 % de la valeur au point d'arrêt pour les écoulements d'air, selon les valeurs de Re_∞ . Ce flux de chaleur augmente avec l'angle α , pour le côté *windward* (ce qui correspond à une diminution de l'angle d'attaque effectivement vu par la paroi *windward*). On constate également une augmentation globale du flux de chaleur à la paroi lorsque Re_∞ diminue. Ainsi, pour $\alpha = 5^\circ$, le flux de chaleur pariétal passe de 1,7 % à 4 % de la valeur du flux au point d'arrêt, pour une diminution de Re_∞ de 90 %. Ce comportement, ainsi que les valeurs relativement faibles de Re_∞ , semblent indiquer que l'écoulement est laminaire sur les parois considérées. Enfin, l'évolution du flux de chaleur en fonction de α est la même lorsque l'écoulement incident est composé de CO_2 ou d'un mélange $\text{CO}_2\text{-N}_2$. On constate toutefois que les valeurs du flux ont diminué d'environ 75 % par rapport aux écoulements d'air.

En 2003, Wright *et al.* [42] ont réalisé des simulations RANS 2D axisymétriques de la rentrée atmosphérique terrestre de la capsule Fire II. Cette capsule est de type sphère-cône, avec un demi-angle au sommet de 33° (figure 4.3). La paroi du bouclier thermique, entre les points (0) et (2) sur la figure 4.3, est considérée comme totalement non-catalytique pour les atomes et totalement catalytique pour les ions. Pour la paroi de l'arrière-corps, entre les points (2) et (3)

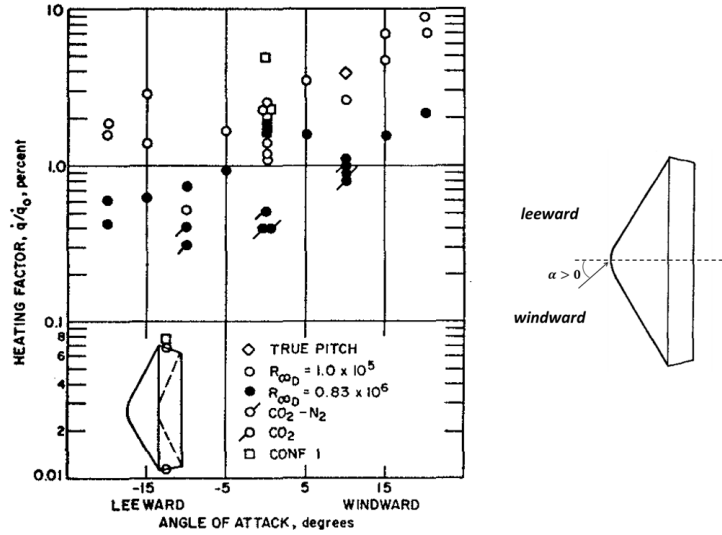


FIGURE 4.2. – Flux de chaleur à la paroi mesuré sur la partie conique de l'arrière-corps de la configuration 2 (parois à l'ombre, écoulement attaché) [41]

sur la figure 4.3, les auteurs ont réalisé trois calculs avec des niveaux de catalycité différents : totalement catalytique, totalement non-catalytique, et partiellement catalytique. Dans ce dernier cas, le taux de recombinaison à la paroi γ_I a été estimé en connaissant les matériaux utilisés.

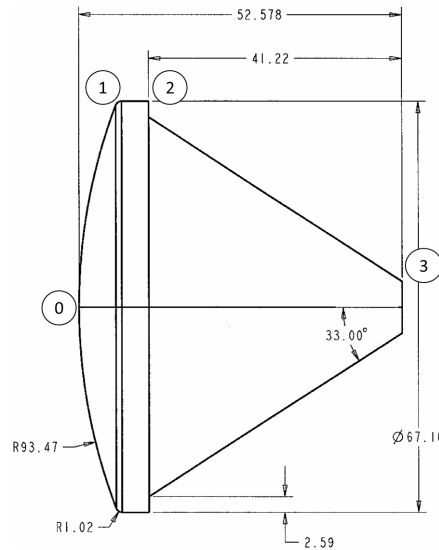


FIGURE 4.3. – Géométrie de la capsule de rentrée terrestre Fire II (dimensions en cm) [42]

Les calculs portent sur la première phase de la rentrée, avant l'éjection du bouclier thermique. Les points de vols considérés correspondent à des altitudes entre 77 et 59 km. La capsule a une incidence inférieure à 1° (ce qui permet de faire des calculs axisymétriques) et une vitesse de l'ordre de $11 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à des nombres de Mach M_∞ entre 34 et 40, des valeurs supérieures à celles généralement rencontrées lors d'une rentrée atmosphérique de débris. À ces vitesses, l'écoulement est en déséquilibre thermochimique, les espèces chimiques sont totalement dissociées et commencent à se ioniser. Toutefois, Wright *et al.* [42] précisent que le déséquilibre thermique n'a que très peu d'influence sur l'écoulement, du fait de la très faible concentration de molécules dans l'écoulement (moins de 3 %), qui ne peuvent donc pas stocker d'énergie vibrationnelle. Les auteurs ont réalisé une simulation en équilibre thermique afin de vérifier leur analyse. Les résultats obtenus sont en effet très similaires à ceux obtenus en déséquilibre thermique. La topologie de l'écoulement à l'arrière-corps de la capsule est visible sur la figure 4.4, pour un temps de référence $t = 1639 \text{ s}$

après le lancement, correspondant à une altitude de 63,11 km et une vitesse de $11,14 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Sur la paroi parallèle à l'écoulement incident (entre les points (1) et (2)), les lignes de courant restent attachées, et décollent à partir de la marche descendante (2) qui sépare la paroi parallèle à l'écoulement et le cône d'arrière-corps. L'écoulement reste ensuite décollé sur tout l'arrière-corps, avant de recoller sur l'axe de symétrie au point R.

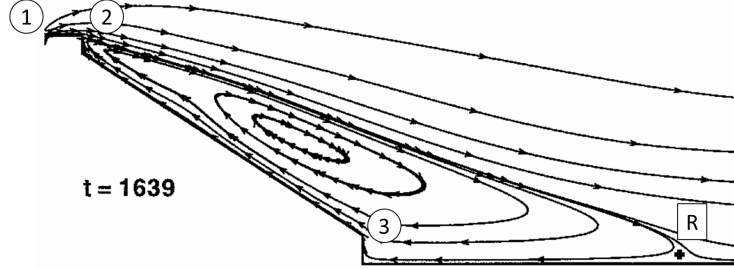


FIGURE 4.4. – Lignes de courant sur l'arrière-corps de la capsule Fire II, obtenues par simulation numérique à $t = 1639 \text{ s}$ [42]

La figure 4.5 présente le flux de chaleur diffusif q_{cat} et le flux total q_{tot} le long de la paroi du Fire II au temps $t = 1639 \text{ s}$. Pour ce calcul, la paroi de l'arrière-corps est considérée comme étant non-catalytique pour les atomes mais totalement catalytique pour les ions. On observe donc un flux diffusif très faible mais non nul dû à la recombinaison des ions et des électrons à la paroi. Le flux total est maximal au point d'arrêt (le point (0) sur la figure 4.5), puis diminue légèrement le long du bouclier. Il diminue ensuite très fortement sur la partie parallèle à l'écoulement, entre les points (1) et (2), pour atteindre environ 7 % du flux de chaleur au point d'arrêt en (2). Des pics de flux sont également visibles au niveau des points (1), (2) et (3) : en ces points, les arêtes de la géométrie causent des zones de détentes qui accélèrent localement le fluide, ce qui diminue l'épaisseur de la couche limite et augmente le flux de chaleur convectif. Enfin, dans ce calcul, la paroi est considérée non-catalytique pour les atomes, mais totalement catalytique pour les ions. Aux conditions de vol considérées, l'écoulement commence à se ioniser, et le flux diffusif est non nul, quoique très faible, sur la paroi du bouclier (traits pointillés sur la figure 4.5). On note également un niveau élevé de flux au niveau du point (1), qui est dû lui aussi à l'amincissement de la couche limite en cet endroit.

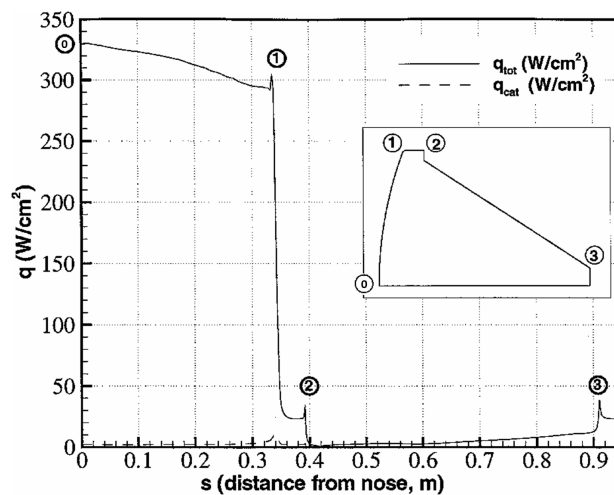


FIGURE 4.5. – Flux de chaleur diffusif q_{cat} et total q_{tot} le long de la paroi de la capsule Fire II, obtenues par simulations numériques à $t = 1639 \text{ s}$ [42]

Une étude de Walpot *et al.* [43] fait également apparaître des niveaux de flux de chaleur significatifs sur une paroi à l'ombre où l'écoulement est attaché. Cette étude réalisée en 2012 porte sur les mesures de flux de chaleur réalisées lors de la rentrée atmosphérique de la capsule

Apollo AS-202, et les compare avec des résultats d'expérience en soufflerie et de simulations numériques. Les résultats de l'expérience en soufflerie et des simulations numériques montre que pour les angles d'attaque α supérieurs à 19° environ, l'écoulement reste attaché sur l'intrados de la capsule (*windward* sur la figure 4.6). Pour les valeurs de α comprises entre 14° et 19° , l'écoulement décolle au passage de l'arête *windward* et recolte sur l'intrados. Enfin, l'écoulement est entièrement décollé sur l'intrados pour les valeurs de α inférieures à 14° . Les résultats des expériences et des simulations ont également montré que l'écoulement était décollé sur l'extrados (*leeward* sur la figure 4.6) et attaché sur l'arête (*shoulder region* sur la figure 4.6) quel que soit l'angle d'attaque. Enfin, sur les 4 calorimètres en vert sur la figure 4.6, situés entre l'intrados et l'extrados, l'écoulement était successivement attaché et décollé au cours de la rentrée, la taille de la zone d'écoulement décollé étant liée au Reynolds incident Re_∞ (voir section 1.2). Pour chaque calorimètre, les auteurs ont comparé le flux de chaleur total mesuré lors de la rentrée atmosphérique au flux de chaleur total au point d'arrêt, estimé avec la formule de Fay-Riddell à partir du flux de chaleur total calculé au temps de référence $t = 4800$ s de la rentrée :

$$Q(t) / Q(4800 \text{ s}) = \sqrt{(\rho(t) / \rho(4800 \text{ s})) \times [V(t) / V(4800 \text{ s})]^3} \quad (4.1)$$

L'évolution du flux de chaleur adimensionné pour chaque capteur au cours de la rentrée est visible sur la figure 4.7. Pour les capteurs situés dans la zone d'écoulement attaché (a,b,c,d,f,g), le flux de chaleur total est supérieur à 2,5 % du flux de chaleur total au point d'arrêt, et atteint 10 % pour le capteur (f) et 7 % pour le capteur (a) au temps $t = 4700$ s. À ce moment de la rentrée, le Mach incident vaut $M_\infty = 22,5$ et l'angle d'attaque $\alpha = 18,5^\circ$, tandis que le flux de chaleur total au point d'arrêt est minimal, ce qui se traduit par des valeurs comparativement plus élevées sur l'arrière-corps. Ces résultats doivent toutefois être considérées avec prudence, car la valeur du flux de chaleur au point d'arrêt, qui sert pour l'adimensionnement, n'a pas été mesurée mais approchée par la formule de Fay-Riddell.

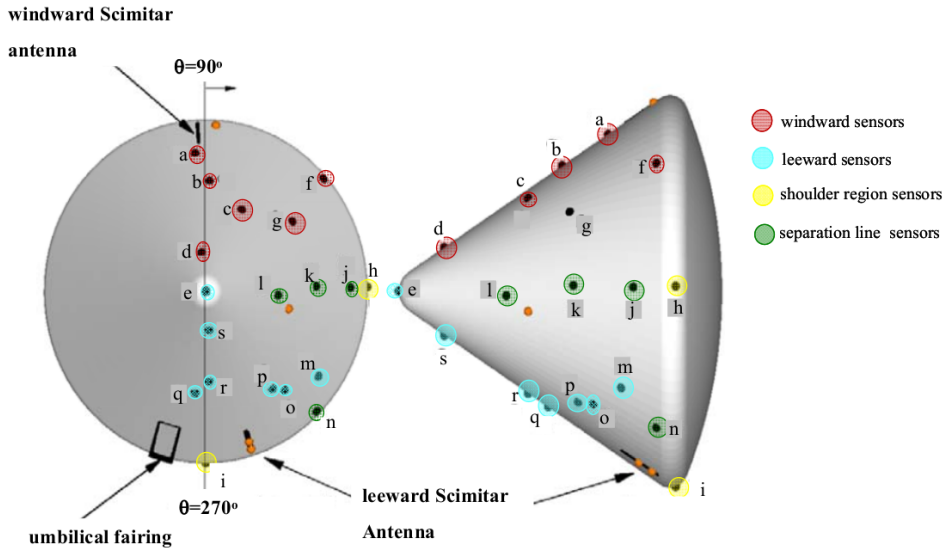


FIGURE 4.6. – Position des calorimètres sur l'arrière-corps de la capsule AS-202 (les points oranges indiquent des calorimètres défectueux)

Dans la base de données de résultats de simulations Navier-Stokes laminaire fournie par le CNES, des écoulements à l'ombre attachés ont été observés notamment dans le cas des cylindres et des parallélépipèdes rectangles (ou « boîtes »). Ces simulations ont été réalisées pour les points de vol A1, A2 et A3, avec des angles d'attaque compris entre 0° et 90° , avec un pas de 15° . La figure 4.8 présente la topologie d'un écoulement attaché autour d'un cylindre plein à incidence nulle. Le coefficient de pression C_p et le flux de chaleur le long de la paroi de ce cylindre selon l'abscisse curviligne adimensionnée s^* (voir figure 4.9) sont tracés sur la figure 4.10. La paroi

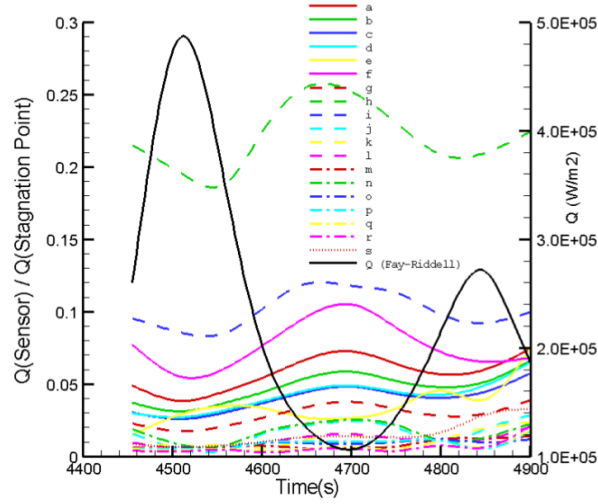


FIGURE 4.7. – Flux de chaleur total mesuré sur l'arrière-corps de la capsule AS-202 (échelle de gauche), adimensionné par le flux de chaleur total calculé au point d'arrêt avec la formule de Fay-Riddell (échelle de droite)

parallèle à l'écoulement, entre $s^* = 0,125$ et $s^* = 0,875$, correspond à la zone à l'ombre où l'écoulement est attaché. Sur cette paroi, C_p est presque nul derrière l'arête amont, du fait de la détente qui se produit à cet endroit. C_p augmente vers l'amont, mais ne dépasse pas 4 % du coefficient de pression au point d'arrêt environ. Le flux de chaleur dans la zone où l'écoulement est attaché suit la même évolution : il vaut environ 7 % du flux au point d'arrêt juste derrière l'arête amont, ce qui correspond aux valeurs trouvées dans la littérature. Ce flux assez faible correspond à la zone où l'écoulement est refroidi par la détente au passage de l'arête. Cependant, plus loin en aval, le flux augmente jusqu'à 15 % du flux de chaleur au point d'arrêt, avant de redescendre progressivement jusqu'à 5 % du flux au point d'arrêt, au niveau de l'arête aval (s^* proche de 1). Ce maximum local de flux très aplati est dû à la fois à une faible épaisseur de la couche limite derrière la détente et à l'arrivée d'air chaud issu de la couche de choc au contact de la paroi. De plus, le logiciel DEBRISK, qui est utilisé dans le cadre de l'application de la LOS pour prédire le risque au sol lié aux débris, se base sur le flux de chaleur intégré sur la totalité de la paroi. Dans le cas de géométries très longues à faible angle d'attaque, comme le cylindre présenté ici, le flux de chaleur intégré sur les parois à l'ombre où l'écoulement est attaché représente jusqu'à 50 % du flux de chaleur intégré sur la totalité de la paroi du débris. Il est donc nécessaire de correctement modéliser le flux de chaleur dû aux écoulements attachés sur les parois à l'ombre, même en dehors des pics de flux de chaleur.

La suite de cette section détaille les effets du point de vol (section 1.2), de la géométrie (section 1.4) et de l'angle d'attaque (section 1.3) sur les distributions de flux de chaleur et de pression dues aux écoulements à l'ombre attachés.

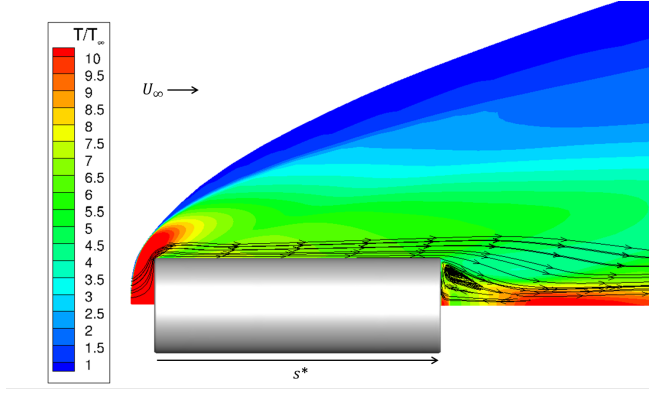


FIGURE 4.8. – Température adimensionnée et lignes de courant autour d'un cylindre plein ($L = 3$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, $Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)

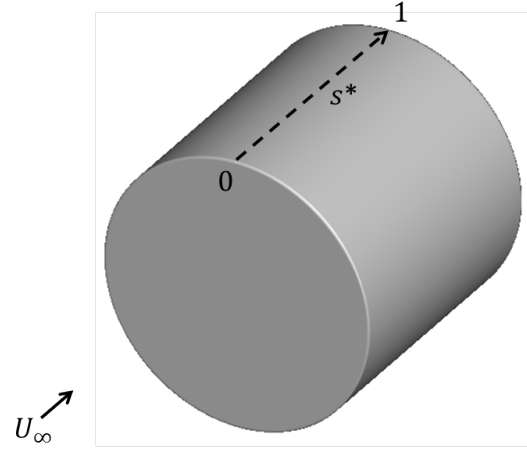
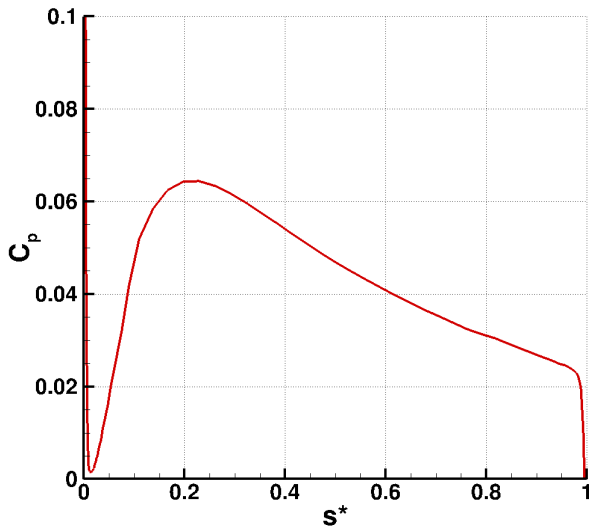
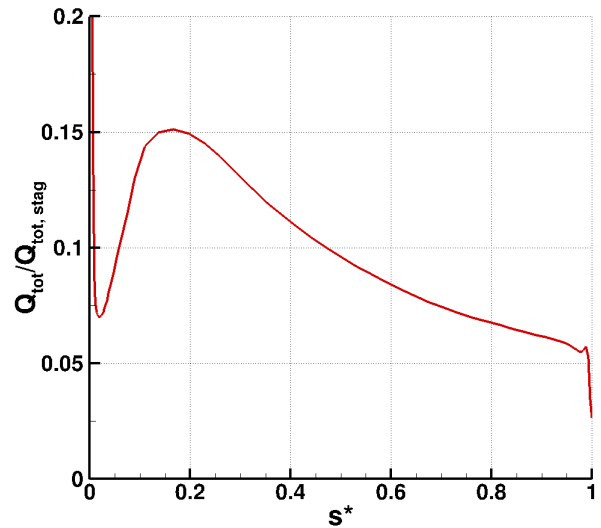


FIGURE 4.9. – Exemple de géométrie étudiée, et définition de l'abscisse curviligne utilisée



(a) Coefficient de pression le long de la paroi



(b) Flux de chaleur total adimensionné le long de la paroi

FIGURE 4.10. – Coefficient de pression (a) et flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long de la paroi d'un cylindre plein ($L = 3$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, $Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)

1.2. Influence du point de vol et de la turbulence sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché

Les points de vol disponibles dans la base de données (tableau 4.1) ont été choisis par le CNES pour correspondre à une rentrée typique de débris atmosphérique. Les nombres de Mach et de Reynolds incidents sont donc corrélés (M_∞ diminue au cours de la rentrée, tandis que Re_∞ augmente). Or ces deux nombres adimensionnés représentent des caractéristiques différentes de l'écoulement : M_∞ décrit les effets de compressibilité du gaz, et éventuellement les effets de haute température qui peuvent en découler, et Re_∞ est lié aux phénomènes visqueux ainsi qu'à la transition laminaire-turbulent. Toutefois, certaines études de la littérature font varier ces deux nombres indépendamment, et permettent de les décorrélérer. Ainsi, dans les expériences en soufflerie

réalisées par Zappa et Reinecke [41], Re_∞ prend les valeurs $9,8 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ et $8,2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, pour M_∞ fixé à 11,5. Comme le montre la figure 4.2, l'augmentation de Re_∞ entraîne une diminution du flux de chaleur adimensionné à la paroi à l'ombre où l'écoulement est attaché, jusqu'à un facteur 4 pour certaines incidences. Toutefois, ce résultat est difficile à interpréter, du fait que le flux de chaleur au point d'arrêt, qui sert à adimensionner le flux de chaleur mesuré à l'ombre, est probablement affecté lui aussi par l'augmentation de Re_∞ .

L'influence du point de vol sur le flux de chaleur dû aux écoulements à l'ombre attachés est également observable dans les résultats des simulations MISTRAL. La figure 4.11 présente la distribution de coefficient de pression C_p (a) et de flux de chaleur total adimensionné par le flux total au point d'arrêt (b), le long du cylindre de paramètres $L = 3 \text{ m}$ et $\alpha = 0^\circ$, pour les points de vol A1, A2 et A3. Concernant le C_p , les trois distributions présentent la même allure globale : une chute de pression au passage de l'arête, due à la détente, puis un pic suivi d'une lente décroissance. Des écarts sont toutefois visibles entre les points de vol, au niveau du minimum local dû la détente et du maximum local qui le suit. Plus l'altitude du point de vol est faible, plus la chute de pression due à la détente est prononcée, et plus le pic de pression qui suit est faible et aplati. Ces différences pourraient s'expliquer par le nombre de Reynolds : d'après Gorshkov [44], pour un Reynolds amont Re_∞ supérieur à 800, ce qui est le cas pour les 3 points de vol, une augmentation de Re_∞ se traduit par une augmentation du nombre de Mach dans la couche limite, et donc par une détente plus forte. La distribution de C_p pour le point de vol A3 pose cependant question, le pic de flux étant plus aplati et plus bas que celui du point A2, alors que la détente est censée être moins forte au point A3. Cette anomalie ne semble pas provenir du maillage au niveau de l'arête, celui-ci étant de bonne qualité pour la géométrie et les deux points de vol considérés. On peut également remarquer un décalage vers l'amont du maximum de C_p en passant du point A3 au point A1. Ce décalage peut également s'expliquer par une détente plus intense au point A1 qu'au point A3, ce qui recule d'autant la remontée en pression. Plus loin vers l'aval du cylindre, hors de la zone de détente, les trois courbes se superposent pratiquement, comme attendu en utilisant la grandeur adimensionnée C_p .

Concernant les distributions de flux de chaleur correspondant aux points de vol A1 et A2, les mêmes remarques que pour le C_p peuvent être faites : le creux est plus marqué, le pic est plus bas et plus vers l'aval lorsque Re_∞ est plus élevé. Le maximum local de flux du point A1 correspond à environ 15 % du flux au point d'arrêt, et celui du point A2 à environ 25 %. Cette valeur relativement élevée pour le point A2 peut s'expliquer par la recombinaison des atomes en molécules à la paroi. En effet, au point A2, l'écoulement se dissocie assez fortement au passage du choc, notamment en atomes d'oxygène dont la concentration atteint 22 % derrière le choc. Le point de vol A1 est considéré trop bas pour que les molécules se dissocient au passage du choc, et le calcul a été réalisé en considérant l'air comme un gaz parfait. Concernant le point de vol A3, la distribution de flux présente un plateau au passage de l'arête, et reste toujours comprise entre celle de A1 et A2. Le maximum de flux pour ce point de vol représente 19 % du flux total au point d'arrêt, ce qui est plus faible que pour le point A2. Le flux de chaleur total non adimensionné est également plus faible pour A3 que pour A2 (voir 4.12). Le fait que le flux de chaleur ne présente pas de minimum au niveau de la détente pourrait s'expliquer par une forte recombinaison à la paroi dans cette zone, qui viendrait masquer l'effet refroidissant de la détente.

Le point de vol influence également le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement. Un écoulement avec un nombre de Reynolds élevé aura plus tendance à devenir turbulent, mais un nombre de Mach élevé aura tendance à stabiliser un écoulement laminaire et à retarder l'apparition de la turbulence [20, 45]. C'est pourquoi on considère généralement que durant la majeure partie de la rentrée atmosphérique de débris, l'écoulement reste laminaire. De plus, même si la transition laminaire-turbulent peut se produire pour les points de vol les plus bas, elle apparaîtra en premier dans le sillage, avant de remonter jusqu'au culot de l'objet et éventuellement jusqu'aux parois où l'écoulement est attaché, à mesure que la pression environnante augmente [45]. La présence d'un défaut de surface peut également provoquer l'apparition de la turbulence dans une zone où l'écoulement est attaché, mais il s'agit d'un cas particulier difficilement généralisable. Pour ces raisons, la plupart des études s'intéressant à la turbulence dans les écoulements hypersoniques

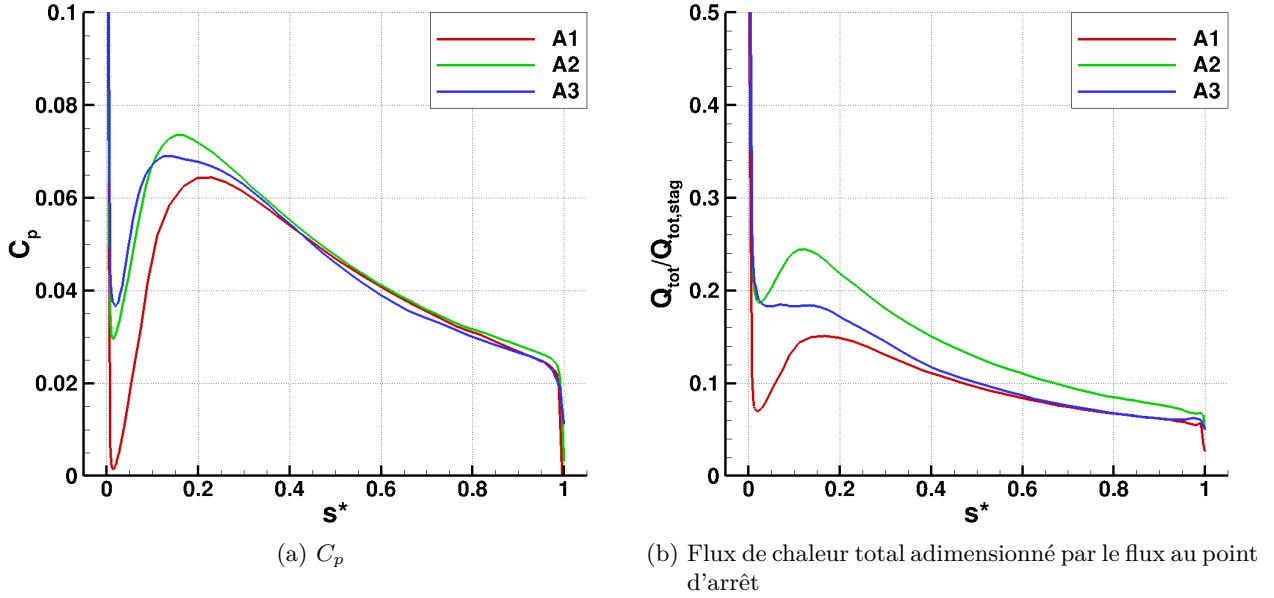


FIGURE 4.11. – C_p (a) et flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), en fonction du point de vol

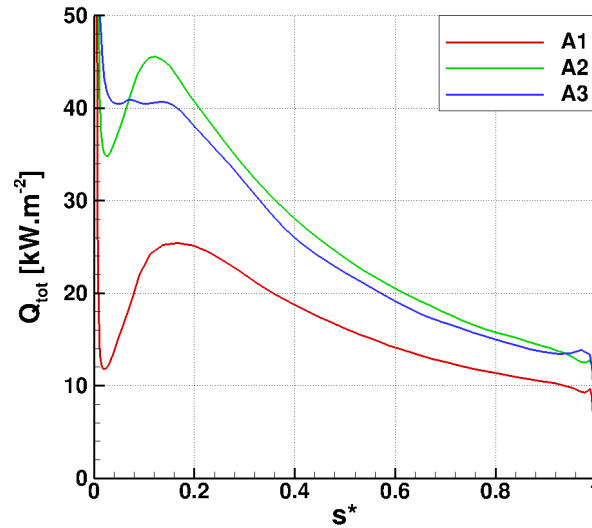


FIGURE 4.12. – Flux de chaleur total le long du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), en fonction du point de vol

portent sur le sillage et les zones décollées (voir section 2.2). De plus, les résultats de la base de données fournie par le CNES ont été obtenus par des simulations Navier-Stokes laminaire, et ne permettent pas d'étudier l'influence de la turbulence sur les grandeurs pariétales.

Concernant les écoulements attachés, l'un des effets communément admis de la turbulence est de rendre l'écoulement moins propice au décollement : un écoulement turbulent décollera plus en aval qu'un écoulement laminaire, et recollera plus facilement. Un autre effet de la turbulence est de favoriser les échanges thermiques entre la paroi et le fluide, ce qui aura tendance à faire augmenter le flux de chaleur pour un écoulement hypersonique, où la température de l'air peut atteindre plusieurs milliers de Kelvin derrière le choc. Ainsi, Holden et Chadwick [46] ont étudié le flux de chaleur total sur une paroi inclinée, où l'écoulement reste attaché, pour $M_\infty = 11$ et $Re_\infty = 3,55 \times 10^6$. Les auteurs ont observé que la transition laminaire-turbulent causait une

augmentation d'un facteur 5 du flux de chaleur à la paroi. Toutefois, la paroi considérée était « au vent », et il n'est pas sûr que ce résultat puisse être généralisé aux parois à l'ombre.

1.3. Influence de l'angle d'attaque sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché

Dans leur expériences, Zappa et Reinecke [41] ont fait varier l'angle d'attaque α pour déterminer son impact sur le flux de chaleur pariétal d'arrière-corps. Dans cette étude, la mesure de flux de chaleur se fait grâce à cinq capteurs : un au centre du culot, deux décentrés sur le culot, placés de manière symétrique, et deux placés symétriquement sur la partie conique de l'arrière-corps, partie située à l'ombre mais où l'écoulement est attaché. Ce placement symétrique des capteurs permet d'obtenir en une seule mesure le flux de chaleur pour deux angles d'attaque différents, un positif et un négatif, selon le capteur considéré. Les mesures de flux de chaleur sur la partie conique pour des angles d'attaques compris entre -15° et 15° sont tracées dans la figure 4.13. Le flux de chaleur présente l'évolution typique d'un écoulement attaché : il augmente avec α côté *windward*, lorsque l'écoulement se rapproche de la perpendiculaire à la paroi, et diminue côté *leeward*. De plus, comme précisé auparavant, le côté *windward* n'est plus situé à l'ombre pour des valeurs de α supérieures à $13^\circ 31'$, et les résultats ne doivent pas être pris en compte.

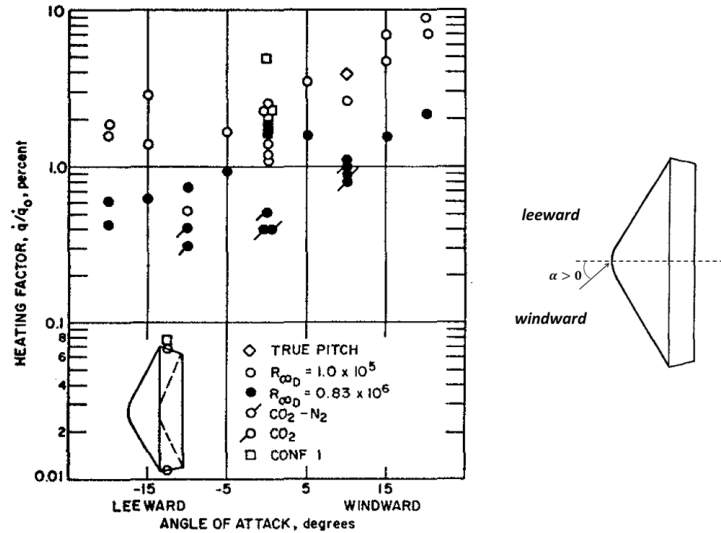


FIGURE 4.13. – Flux de chaleur à la paroi mesuré sur la partie conique de l'arrière-corps de la configuration 2 (parois à l'ombre, écoulement attaché) pour des angles d'attaque α entre -15° et 15° [41]

Dans la base de données de calculs MISTRAL, pour les géométries de cylindre pleins, l'angle d'attaque varie entre 0° et 90° par pas de 15° . La figure 4.14 présente les distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long de l'extrados du cylindre de longueur $L = 1$ m pour le point de vol A3, pour des angles d'attaque allant de 0° à 60° . Pour $\alpha = 15^\circ$, la distribution de C_p a la même allure que pour $\alpha = 0^\circ$, mais le maximum est plus bas, et est atteint plus en aval. Pour les valeurs de α supérieures à 30° , des décollements commencent à apparaître sur la paroi supérieure du cylindre, et les valeurs de C_p sont trop faibles pour être significatives.

À partir de $\alpha = 15^\circ$, le flux de chaleur ne présente même plus de maximum, et ne fait que décroître. Le flux intégré le long de la paroi est également beaucoup plus bas (2,7 % du flux total au point d'arrêt pour $\alpha = 15^\circ$, contre 38 % du flux au point d'arrêt pour $\alpha = 0^\circ$). Il faut signaler que la diminution du flux de chaleur adimensionné est due à la fois à une baisse du flux réel, mais également à une forte augmentation du flux de chaleur au point d'arrêt avec l'angle d'attaque. La diminution du flux quand α augmente avait également été observée par Zappa et Reinecke pour des parois à l'ombre où l'écoulement est attaché [41]. Par conséquent, il conviendra de se

limiter aux angles d'attaque inférieurs à 15° pour la réalisation des modèles réduits de pression et de flux de chaleur aux parois à l'ombre où l'écoulement est attaché.

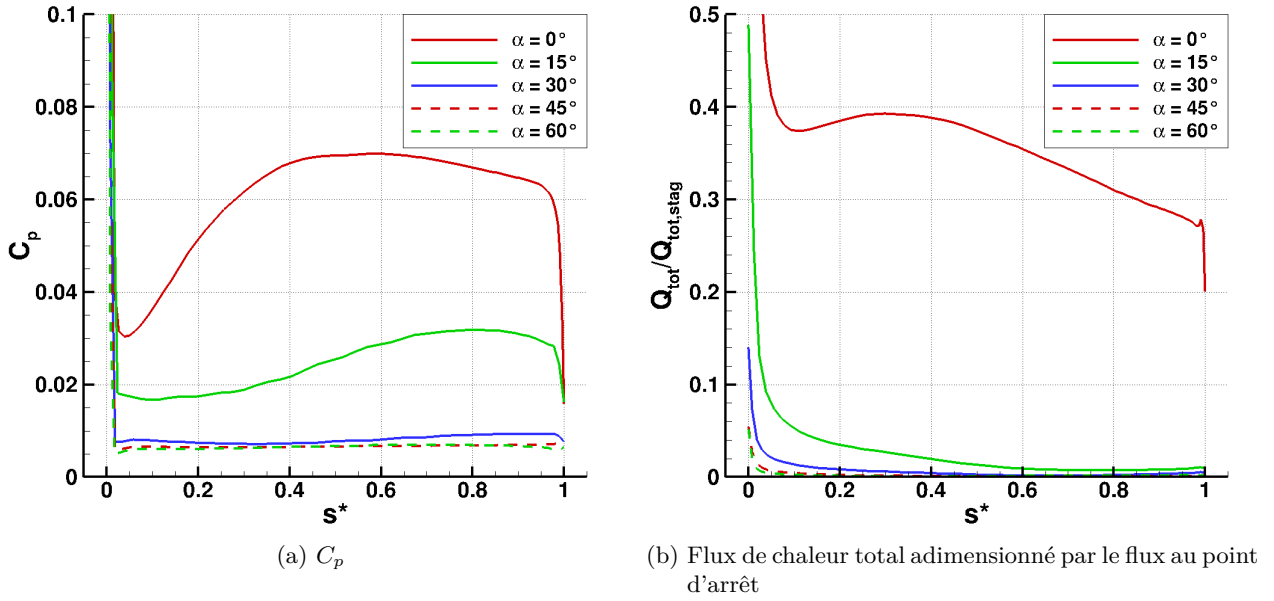


FIGURE 4.14. – Effet de l'angle d'attaque α sur le C_p (a) et le flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

1.4. Influence de la géométrie sur les grandeurs pariétales dues à un écoulement à l'ombre attaché

Les résultats de la littérature ont permis de mettre en évidence l'influence générale du rayon de nez de l'objet R_n sur les écoulements attachés. Celui-ci influence directement la forme du choc en amont de l'objet : pour un objet pointu ($R_n = 0$), le choc de tête est droit et attaché à la pointe, alors que pour un objet émoussé ($R_n > 0$), le choc se courbe et se détache de l'objet, et une zone subsonique se forme à proximité du point d'arrêt. Sur certaines géométries, comme les cylindres, les boîtes ou les sphère-cônes très ouverts, cette zone subsonique peut englober toute la face avant. Lorsque R_n augmente, l'épaisseur de la couche de choc, c'est-à-dire la distance entre la paroi de l'objet et le choc, augmente. La courbure du choc entraîne la formation d'une « couche d'entropie » près de la paroi. Cette couche d'entropie est constituée des lignes de courant qui sont passées par la partie courbée du choc, c'est-à-dire pour lesquelles l'angle du choc varie selon la ligne de courant considérée. La variation d'entropie au passage du choc étant liée à l'angle entre la ligne de courant incidente et le choc, la couche d'entropie est constituée de lignes de courant dont l'entropie est différente. L'entropie d'une ligne de courant est d'autant plus élevée que celle-ci est proche de la paroi. À mesure que le fluide se déplace vers l'aval, l'épaisseur de la couche limite augmente, et celle-ci finit par englober la couche d'entropie, on parle alors d'avalement d'entropie. En progressant vers l'aval, la ligne de courant à l'extérieur de la couche limite est de plus en plus loin de la paroi, et a donc une entropie de plus en plus faible. D'après Zappa et Reinecke [41], ce gradient d'entropie résulte en une vitesse et une densité, et donc un flux de chaleur à la paroi, plus élevés que dans le cas d'un choc droit ($R_n = 0$). Ce résultat est *a priori* valable pour toutes les parois sur lesquelles la couche limite ne décolle pas, même si ces parois sont situées à l'ombre.

La base de données de résultats MISTRAL fait apparaître des écoulements à l'ombre attachés pour deux types de géométries en particulier, les cylindres pleins et les boîtes. Les figures 4.15 et 4.16 (a) présentent respectivement le C_p et le flux de chaleur adimensionné par la valeur au

point d'arrêt le long de la paroi du cylindre de longueur $L = 1$ m et d'un cube de côté $H = 1$ m, au point de vol A3 et pour un angle d'attaque $\alpha = 0^\circ$. Les courbes des C_p se superposent presque parfaitement, et les courbes de flux ont une forme semblable, même si les niveaux sont différents. Cette différence vient de l'adimensionnement par la valeur du flux de chaleur total au point d'arrêt, qui est le double pour le cube que pour le cylindre. Aucune explication n'a été trouvée concernant ces différences de flux de chaleur au point d'arrêt. La figure 4.16 (b) présente le flux de chaleur total sans adimensionnement, et on peut constater que les distributions sont effectivement très semblables. A incidence nulle, la forme générale de l'objet ne semble donc pas fortement impacter les niveaux de C_p et de flux de chaleur aux parois à l'ombre où l'écoulement est attaché.

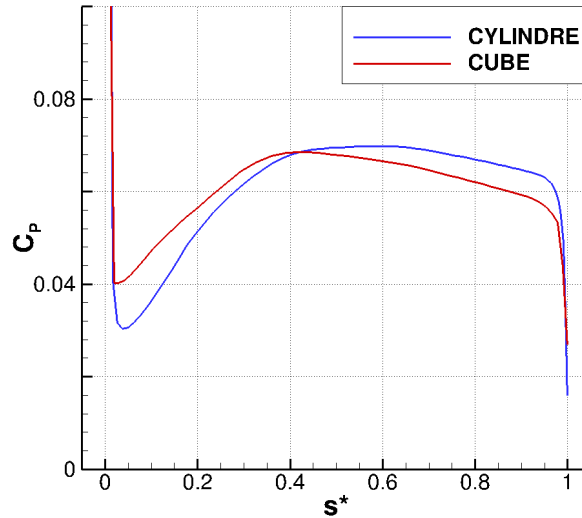


FIGURE 4.15. – C_p le long du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m (en bleu) et du cube de côté $H = 1$ m (en rouge), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$

Toutefois, pour des valeurs de α non-nulles, le niveau de C_p est plus élevé le long du cylindre que de la boîte. Cette différence peut s'expliquer par le fait que pour le cylindre, des lignes de courant partent de l'intrados et se rejoignent sur l'extrados. Ces lignes de courant n'ont pas contourné l'arête amont et n'ont donc pas subi de détente, et ont donc une pression et une température plus élevées. Pour la boîte d'1 m de côté, les lignes de courant de l'intrados ne peuvent pas rejoindre l'extrados, hormis près des bords. Il en résulte une distribution de C_p plus faible sur la ligne médiane de l'extrados que pour le cylindre. Concernant le flux de chaleur sur l'extrados, celui-ci est légèrement plus élevé pour la boîte que pour le cylindre, ce qui est contraire au résultat attendu. En effet, les lignes de courant rejoignant l'extrados du cylindre sont plus chaudes que celles ayant subi la détente au passage de l'arête, et devraient résulter en un flux de chaleur plus élevé que celui calculé sur l'extrados de la boîte. Toutefois, la paroi étant totalement catalytique, ce résultat peut s'expliquer par le fait que les lignes de courant venant de l'intrados du cylindre ont parcouru une grande distance au contact de la paroi, et les atomes correspondant ont pu se recombiner à la paroi. Il en résulte une concentration d'atomes plus faibles sur l'intrados du cylindre que sur celui de la boîte, et donc des flux de chaleurs diffusif et total plus faible sur l'extrados du cylindre. Les résultats des simulations MISTRAL font effectivement apparaître un flux de chaleur diffusif plus élevé sur l'extrados de la boîte que sur celui du cylindre.

Les cylindres pleins de la base de données MISTRAL sont tous du même diamètre $D = 1$ m, mais ont 3 longueurs différentes : $L = 0,1$ m, $L = 1$ m et $L = 3$ m. La figure 4.18 présente les distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long de 3 cylindres de longueur $L = 0,1$ m, $L = 1$ m et $L = 3$ m. Pour les 3 cylindres, on observe une chute de C_p due à la détente au passage de l'arête. Après ce minimum local, pour le cylindre de longueur $L = 0,1$ m, le C_p croît jusqu'à l'arête aval. Pour les cylindres de longueur

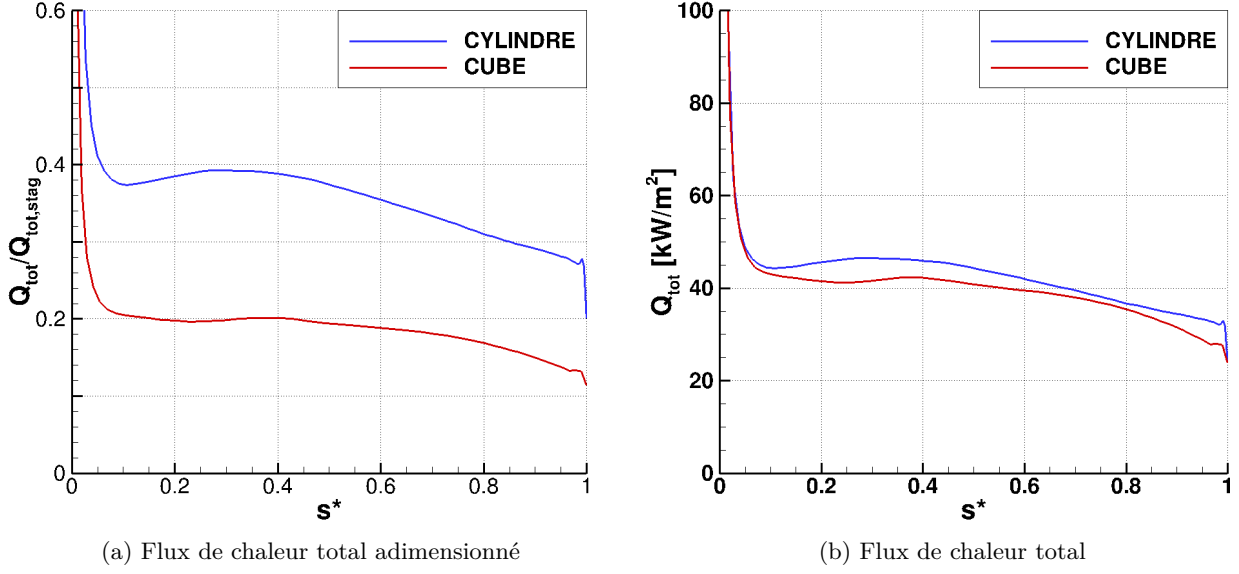


FIGURE 4.16. – Flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (a) et non adimensionné (b) le long du cylindre de longueur $L = 1 \text{ m}$, de diamètre $D = 1 \text{ m}$ (en bleu) et du cube de côté $H = 1 \text{ m}$ (en rouge), pour le point de vol A3 ($Z = 70 \text{ km}$, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$

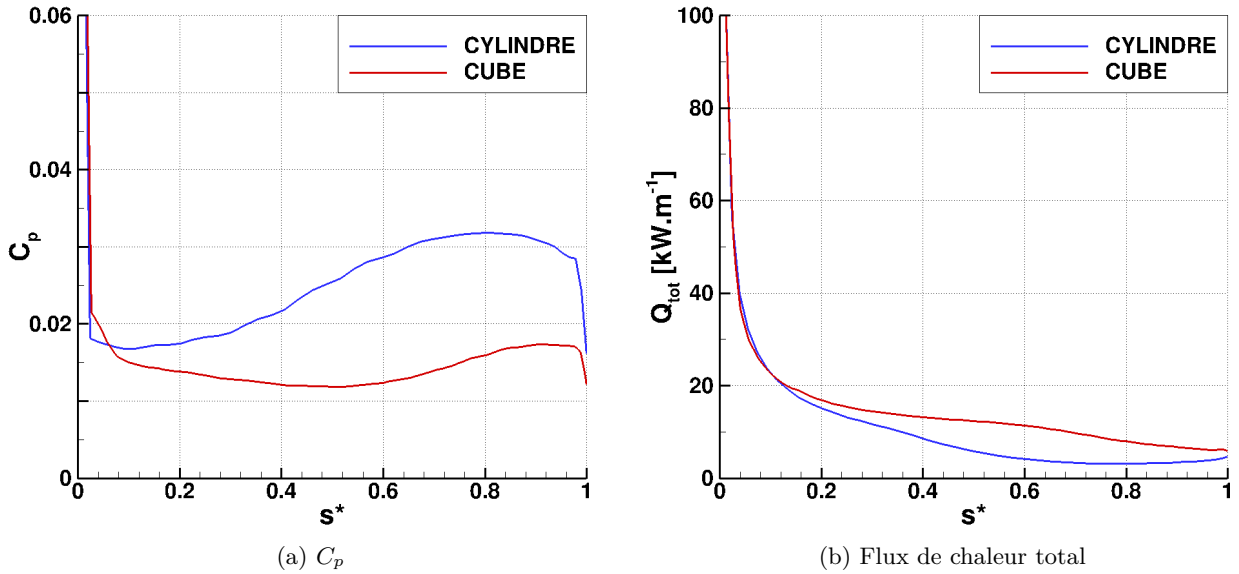


FIGURE 4.17. – C_p (a) et flux de chaleur total non adimensionné (b) le long du cylindre de longueur $L = 1 \text{ m}$, de diamètre $D = 1 \text{ m}$ (en bleu) et du cube de côté $H = 1 \text{ m}$ (en rouge), pour le point de vol A3 ($Z = 70 \text{ km}$, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 15^\circ$

$L = 1 \text{ m}$ et $L = 3 \text{ m}$, le C_p croît jusqu'à un maximum et diminue ensuite jusqu'à l'arête aval. Sur le cylindre de longueur $L = 1 \text{ m}$, la longueur adimensionnée du creux de C_p est d'environ 0,5, ce qui correspond à une longueur réelle de 0,5 m. Sur le cylindre de longueur $L = 3 \text{ m}$, cette longueur adimensionnée est d'environ 0,15, ce qui correspond à une longueur réelle de 0,45 m. De plus, le C_p a quasiment la même valeur maximale pour les cylindres $L = 1 \text{ m}$ et $L = 3 \text{ m}$. On peut donc estimer que le C_p le long d'un cylindre est indépendant de la longueur, et que la distribution

est juste « tronquée » pour s'adapter à la longueur du cylindre. Ceci explique pourquoi le C_p le long du cylindre de longueur $L = 0,1$ m ne fait que croître : le cylindre est plus court que la longueur du creux de C_p , estimée entre 0,45 et 0,5 m, et le maximum n'est pas atteint. L'idée d'une distribution de pression indépendante de la longueur du cylindre est cohérente avec le fait que l'écoulement soit supersonique à cet endroit : l'information sur la longueur du cylindre ne peut pas remonter l'écoulement (sauf éventuellement dans la couche limite, qui est forcément en partie subsonique, mais ne semble pas avoir d'influence dans ce cas).

Pour les cylindres de longueur $L = 1$ m et $L = 3$ m, la distribution de flux de chaleur présente également un minimum local au passage de l'arête avant de remonter jusqu'à un maximum, puis de décroître jusqu'à l'arête aval. Pour le cylindre $L = 1$ m, la largeur du creux de la distribution de flux est d'environ 0,3 m, ce qui est inférieur à la largeur du creux de C_p . Le maximum de flux de chaleur est en amont du maximum de pression d'environ 0,2 m. Ce décalage peut être dû à l'effet de la recombinaison des atomes et molécules à la paroi, qui se produit majoritairement sur la partie amont et augmente le flux de chaleur. Pour le cylindre de longueur $L = 3$ m, la distribution ne présente pas clairement de maximum, ce qui peut être dû à une erreur dans le calcul à cet endroit. Toutefois, le reste de la distribution semble cohérent avec les résultats obtenus pour les deux autres cylindres. On peut donc, en se basant sur ce résultat, estimer que la largeur adimensionnée du creux dans la distribution de flux est comprise entre 0,05 et 0,1, ce qui correspondrait à une largeur réelle entre 0,15 et 0,3 m. Là encore, cette distance semble indépendante de la longueur totale du cylindre.

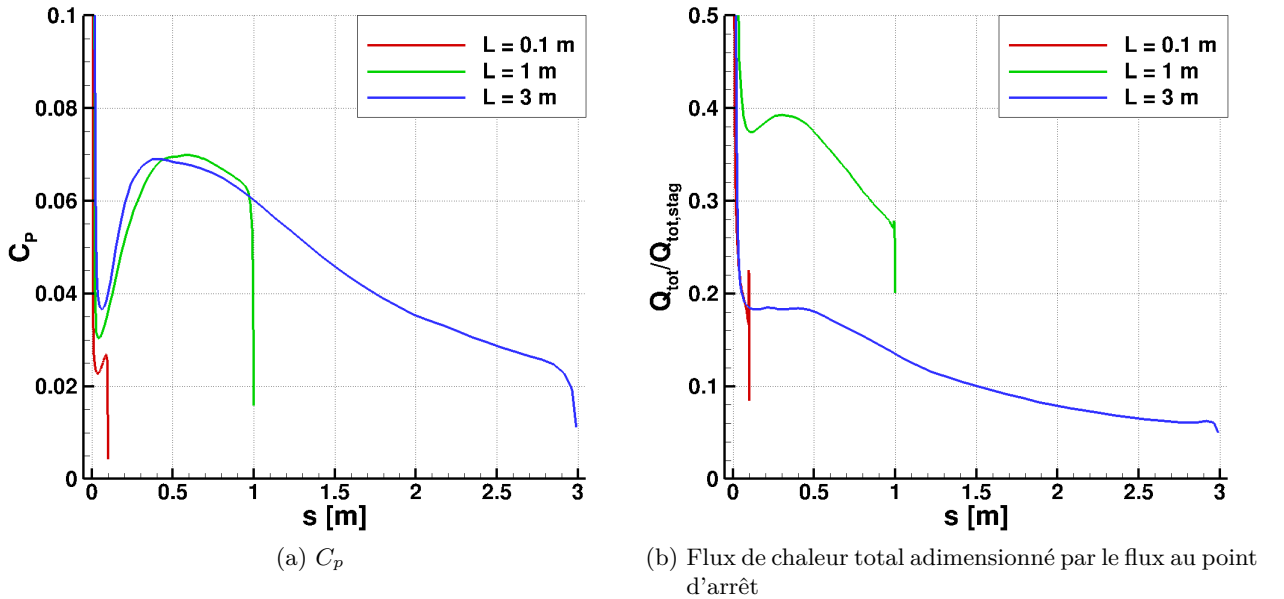


FIGURE 4.18. – Effet de la longueur L sur le C_p (a) et le flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long des cylindres de diamètre $D = 1$ m, pour $\alpha = 0^\circ$ et le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

2. Caractéristiques des écoulements à l'ombre décollés

Les écoulements décollés apparaissent lorsque la couche limite est soumise à un gradient de pression positif, qui peut être dû à la géométrie de la paroi ou à une interaction choc/couche limite. Cette partie présente la topologie des écoulements hypersoniques décollés dont le recollement peut être un « recollement fluide » ou un « recollement solide ». Le décollement affectera différemment la pression et le flux de chaleur à la paroi selon que le recollement sera de type fluide ou solide.

2.1. Topologies des écoulements à l'ombre décollés et grandeurs pariétales associées

2.1.1. Topologies des écoulements à l'ombre décollés

Un écoulement d'arrière-corps décollé se développe lorsque la couche limite se détache de la paroi sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Les figures 4.19 et 4.20 présentent les principaux phénomènes apparaissant dans un écoulement hypersonique d'arrière-corps, dans le cas d'un écoulement avec (figure 4.20) et sans surface en aval (figure 4.19). Dans les deux configurations, la convexité de la paroi provoque une détente de l'écoulement et l'apparition d'une zone de faible pression, sensible aux gradients de pression adverse. Cette convexité peut être soudaine, au passage d'une arête (comme c'est le cas dans les figures 4.19 et 4.20), ou progressive, par exemple sur l'arrière-corps d'une sphère.

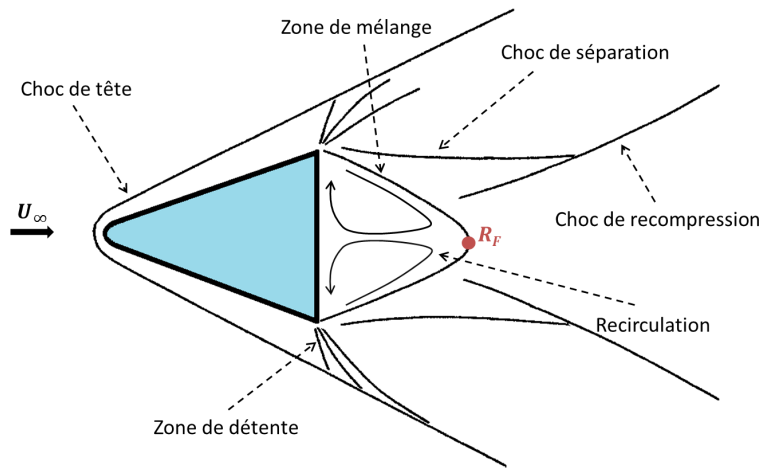


FIGURE 4.19. – Topologie d'un écoulement hypersonique d'arrière-corps avec recollement fluide, d'après [3]

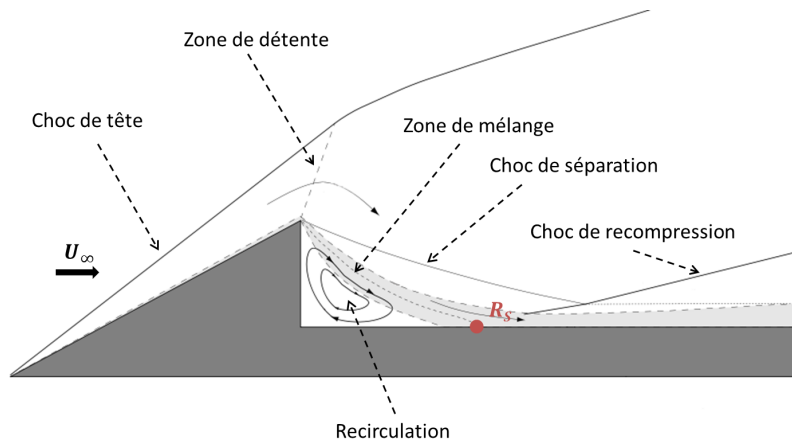


FIGURE 4.20. – Topologie d'un écoulement hypersonique d'arrière-corps avec recollement solide, d'après [47]

En se détachant de la paroi, la couche limite forme une zone de mélange, qui s'épaissit et s'infléchit en s'écoulant vers l'aval. Dans le cas sans surface en aval, cette zone de mélange atteint l'axe ou le plan de symétrie de l'écoulement incident en un point appelé « point de recollement fluide » (noté R_F sur la figure 4.19). Dans le cas où une surface solide se trouve en aval, on parle de « recollement solide » (noté R_S sur la figure 4.20). Dans les deux configurations, l'écoulement

reprend sa direction initiale au niveau du point de recollement. Ce changement de direction s'effectue par une recompression graduelle de l'écoulement dans sa partie visqueuse, et par un choc de recompression dans sa partie non-visqueuse. Le sillage atteint sa largeur minimale dans cette zone, appelée « col ».

Toutefois, une partie du fluide de la zone de mélange ne dispose pas de la quantité de mouvement nécessaire pour passer cette recompression. En atteignant le point de recollement, ce fluide est donc repoussé vers l'amont, et forme une zone de recirculation derrière l'objet.

Dans certains cas, la déviation de l'écoulement au passage de l'arête, et la détente qui s'ensuit, sont trop fortes et résultent en une pression trop basse par rapport à celle dans la zone de recirculation. Dans ce cas, l'équilibre des pressions entre la zone après la détente et la zone de recirculation est assuré par un choc de compression, appelé « choc de séparation » et visible sur les figures 4.19 et 4.20.

Les écoulements hypersoniques décollés peuvent conduire à des pics de flux de chaleur et de pression aux parois. La position et l'intensité de ces pics seront différentes selon que le recollement est de type fluide ou solide.

2.1.2. Grandeurs pariétales dans le cas d'écoulements décollés avec recollement fluide

Plusieurs auteurs se sont intéressés au flux de chaleur à la paroi arrière de corps de rentrée atmosphérique, principalement dans le but de protéger la charge utile, située derrière un bouclier thermique, lors de la rentrée. Dans un écoulement hypersonique d'arrière-corps, le fluide subit une recompression en aval du point de recollement et voit sa température augmenter, causant l'apparition d'un « point chaud » aux environs du col du sillage. La recirculation amène l'air de ce point chaud directement vers le centre du culot, causant une augmentation du flux de chaleur à cet endroit. Meng [48], dans son étude analytique d'une zone de recirculation à l'arrière d'un corps non profilé, utilise d'ailleurs l'écoulement de point d'arrêt bidimensionnel comme approximation de l'écoulement décollé derrière un culot plat.

Rabinowicz [49] a mesuré le flux de chaleur sur un arrière-corps cylindrique parallèle à l'écoulement (figure 4.21), pour un Mach incident M_∞ entre 3,5 et 4 et des Reynolds incidents Re_∞ variant entre $3,5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $3 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Dans cette expérience, le flux de chaleur à la paroi mesuré par la jauge 1, au centre du culot, est 2 à 3 fois plus élevé que celui mesuré par la jauge 3. Ce maximum de flux de chaleur traduit la présence d'une recirculation, et son rôle dans l'échauffement au culot.

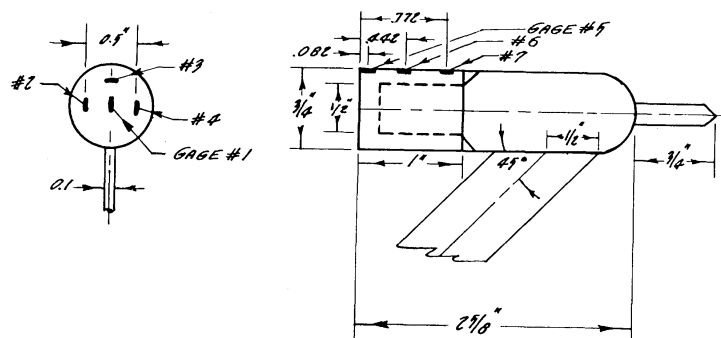


FIGURE 4.21. – Géométrie et position des capteurs utilisés par Rabinowicz pour les mesures de flux de chaleur sur un arrière-corps cylindrique (dimensions en pouces) [49]

Dans l'étude de Zappa et Reinecke [41] citée précédemment (figure 4.1 et 4.2), les maquettes sont suspendues dans la veine d'essai par des câbles et non par un mât. Ce système permet d'observer une zone de recirculation avec recollement fluide derrière les maquettes. La recirculation a pour effet d'augmenter le flux de chaleur à la paroi arrière, jusqu'à 2,5 % de la valeur au point d'arrêt. Les auteurs précisent également que la forme de l'arrière-corps n'influence pas significativement le flux de chaleur.

Dans l'étude de Wright *et al.* [42] sur Fire II (figure 4.3), l'écoulement est décollé sur l'arrière-corps de la capsule (figure 4.4), et la géométrie ne comprend pas de dard en aval. L'écoulement présente donc un point de recollement fluide, et l'air chaud issu de la recompression dans l'axe vient directement impacter le culot droit de la capsule. La figure 4.22 présente les flux de chaleur diffusif et total sur les parois de l'arrière-corps de la capsule obtenus par une simulation numérique, et comparés au flux de chaleur total mesuré durant la rentrée de Fire II. Pour cette simulation, la paroi de l'arrière-corps, en aval du point (2), est considérée comme partiellement catalytique pour les atomes. Les mesures en vol ont été effectuées par douze capteurs, répartis selon quatre positions axiales et trois positions radiales ($\Phi = 0^\circ$, $\Phi = 120^\circ$ et $\Phi = 240^\circ$).

Durant la phase de rentrée étudiée dans cet article, la capsule a un angle d'attaque très faible, et les valeurs mesurées ne dépendent pratiquement pas de la position radiale des capteurs, comme le montre la figure 4.22. Les résultats numériques coïncident avec les mesures expérimentales au niveau du premier capteur, mais surestiment le flux sur le reste de l'arrière-corps, avec jusqu'à 50 % d'écart entre la simulation et les mesures. Cette erreur est sans doute due à une surestimation de la catalycité de la paroi de l'arrière-corps pour les calculs numériques.

Le flux de chaleur sur la partie conique de l'arrière-corps, entre les points (2) et (3), représente entre 4 et 8 % du flux de chaleur au point d'arrêt. Il est donc du même ordre de grandeur que le flux calculé sur la partie à l'ombre du bouclier, entre les points (1) et (2) (figure 4.5). Le flux atteint 24 % du flux au point d'arrêt sur le culot droit, en aval du point (3) sur le graphique, au niveau du « point d'arrêt » de la recirculation. Ces résultats mettent en évidence l'importance de la recirculation et du recollement fluide dans l'échauffement de l'arrière-corps d'objets effectuant une rentrée. Ce phénomène est d'autant plus important à prendre en compte qu'il se produit derrière tout objet ayant un bord aval non profilé, ce qui est généralement le cas pour les débris orbitaux, contrairement au recollement solide qui n'est observé que pour des géométries particulières.

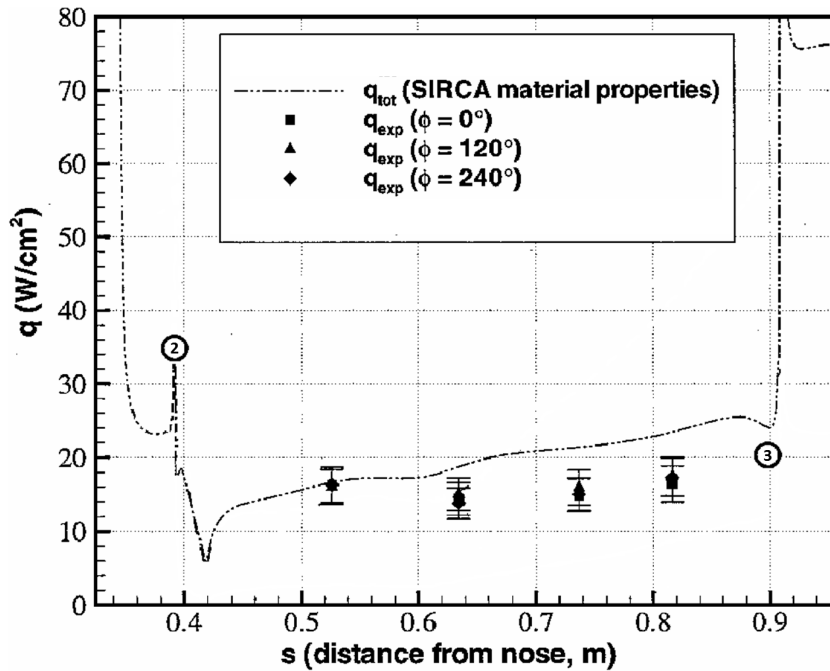


FIGURE 4.22. – Flux de chaleur total sur l'arrière-corps de la capsule Fire II, obtenu par simulations numériques à $t = 1639$ s, et comparaison avec les données de vol [42]

Dans la base de donnée MISTRAL, les écoulements décollés avec recollement fluides sont visibles notamment au culot des cylindres pleins. La figure 4.23 présente la température et les lignes de courant au culot du cylindre de longueur $L = 1$ m et de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$). Sur cette figure apparaissent clairement la zone de recirculation (A), ainsi que la chute de température due à la détente au passage de l'arête (B), et la zone de température élevée due au recollement fluide (C).

Les figure 4.24 (a) et (b) illustrent respectivement les distributions de C_p et le flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt au culot, selon l'abscisse curviligne adimensionnée s^* représentée sur la figure 4.23, le long d'un plan de coupe passant par le centre du culot ($y = 0$). Pour le cas considéré, les distributions de C_p et de flux de chaleur au culot sont axisymétriques.

La distribution de C_p présente un maximum principal au centre du culot et deux maxima secondaires, répartis de manière symétrique par rapport au centre. Le maximum principal est directement dû à la recirculation, qui envoie l'air chaud depuis le point de recollement vers le culot. Les maxima secondaires peuvent indiquer la présence de tourbillons secondaires dans la zone de recirculation.

La distribution du flux fait clairement apparaître un pic, qui atteint au centre du culot 20 % du flux de chaleur au point d'arrêt. Ce pic de flux est lui aussi dû à la présence d'un point de recollement fluide en aval de la zone de recirculation, comme illustré sur la figure 4.23 : en ce point, l'air est chauffé par la recompression due au changement de direction. Cet air chaud est ensuite redirigé vers le culot par la recirculation, et cause le pic de flux de chaleur à la paroi. On distingue également deux petits pics secondaires, qui peuvent eux aussi indiquer la présence de tourbillons secondaires.

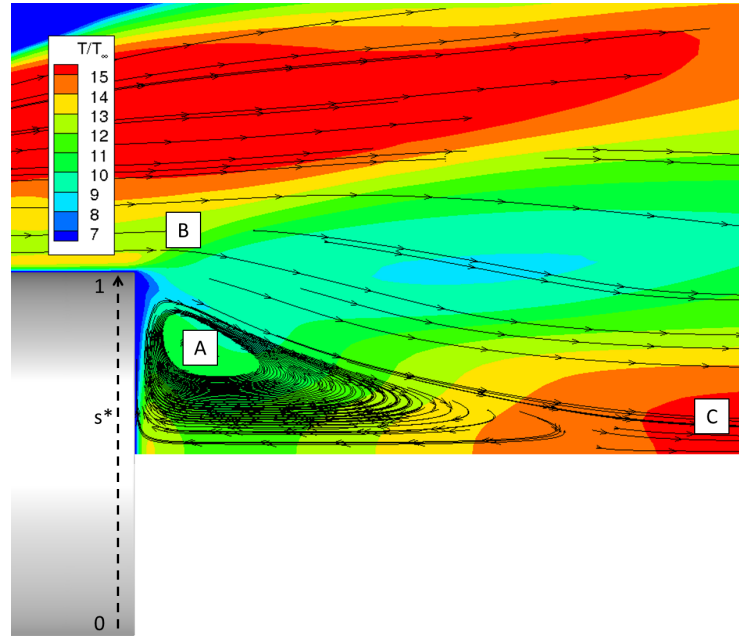


FIGURE 4.23. – Température adimensionnée et lignes de courant autour d'un cylindre plein ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$))

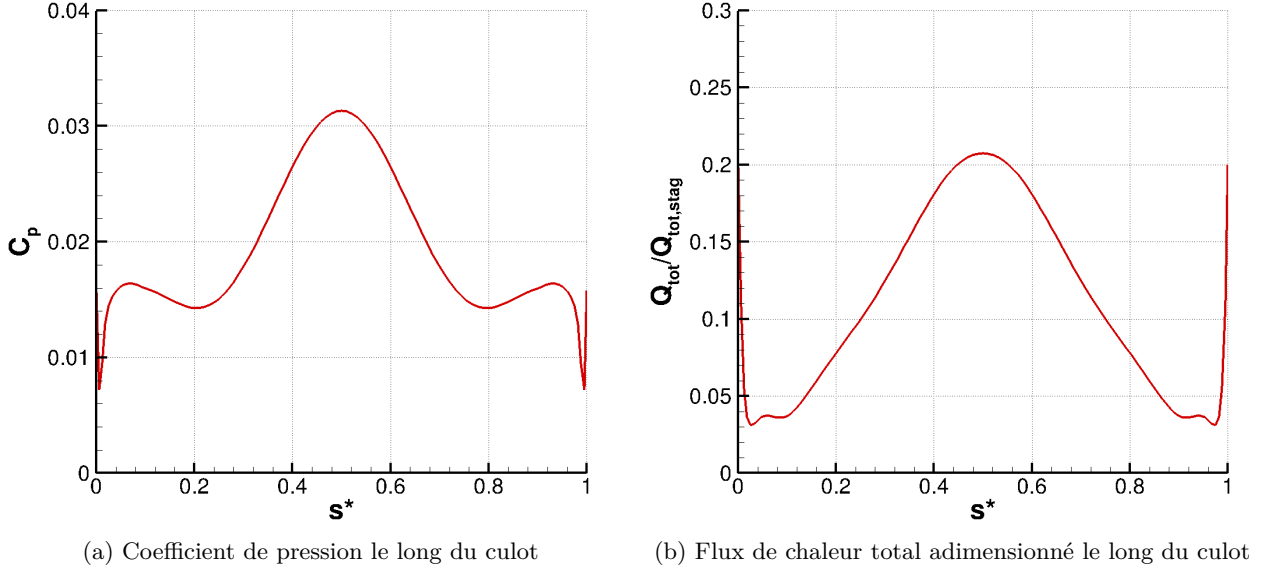


FIGURE 4.24. – Coefficient de pression (a), et flux de chaleur total adimensionné à la paroi (b) au culot d'un cylindre plein ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$, point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$))

2.1.3. Grandeurs pariétales dans le cas d'écoulements décollés avec recollement solide

À l'inverse du recollement fluide, le recollement solide ne peut se produire que dans les cas où une paroi se situe en aval du point de décollement, ce qui n'est pas toujours vrai pour les formes caractéristiques des débris. Toutefois, quand il se produit, le recollement solide a un impact non négligeable sur le flux de chaleur et la pression à la paroi.

La figure 4.25 présente un exemple de recollement solide, à l'arrière d'une plaque plane 2D (de longueur $L = 3$ m et d'épaisseur $e = 0,1$ m) dans un écoulement incident correspondant à une altitude de 70 km dans l'atmosphère terrestre, à une vitesse de $6000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et à une incidence de 15° . Dans ce cas, le point de recollement se situe sur la surface du solide (vers $x = 1,5$ m et $z = 0,05$ m sur la figure 4.25). À cet endroit, le fluide vient impacter la paroi directement. Il se produit donc une brusque décélération de l'écoulement, qui se traduit par une augmentation de la température et du flux de chaleur à la paroi.

Rom *et al.* [50] ont également étudié le flux de chaleur et la pression dans des écoulements décollés derrière des marches descendantes, qui présentent donc un recollement solide. Les auteurs ont observé que la valeur du flux de chaleur à cet endroit était inversement proportionnelle à la distance entre les points de décollement et de recollement, sans toutefois proposer d'explication. Hollis et Perkins [51] ont mesuré expérimentalement le flux de chaleur dans les zones décollées derrière un cône émoussé, pour des écoulements incidents à $M_\infty = 10$ et Re_∞ entre $8,23 \times 10^4$ et $3,15 \times 10^5$. Le cône émoussé à l'avant est de demi-angle au sommet 70° et de rayon de nez 2,54 cm, et l'arrière-corps est formé d'un cône tronqué de demi-angle au sommet 40° , tenu par un dard cylindrique (voir figure 4.26). Horvath et Hannemann [52] ont effectué le même type de mesures sur une géométrie similaire, mais dont l'arrière-corps est droit (voir figure 4.27), pour des écoulements incidents à $M_\infty = 10$ et Re_∞ entre $2,5 \times 10^5$ et 10^6 . Cette géométrie correspond à celle de la capsule Mars Pathfinder, un atterrisseur martien, et est également tenue par un dard.

Dans l'étude de Hollis et Perkins [51], l'écoulement possède un point de recollement solide sur le dard cylindrique derrière le cône (que l'on observe sur la figure 4.28). Ce point de recollement correspond aux valeurs maximales visibles sur la figure 4.29 ($S/R_b = 4.2$), où le flux de chaleur à la paroi atteint jusqu'à 15 % de la valeur au point d'arrêt. Ce phénomène est également observable dans l'étude de Horvath et Hannemann [52]. Les auteurs obtiennent un flux de chaleur au point de recollement compris entre 16 et 18 % de la valeur au point d'arrêt. Ils précisent que la position du

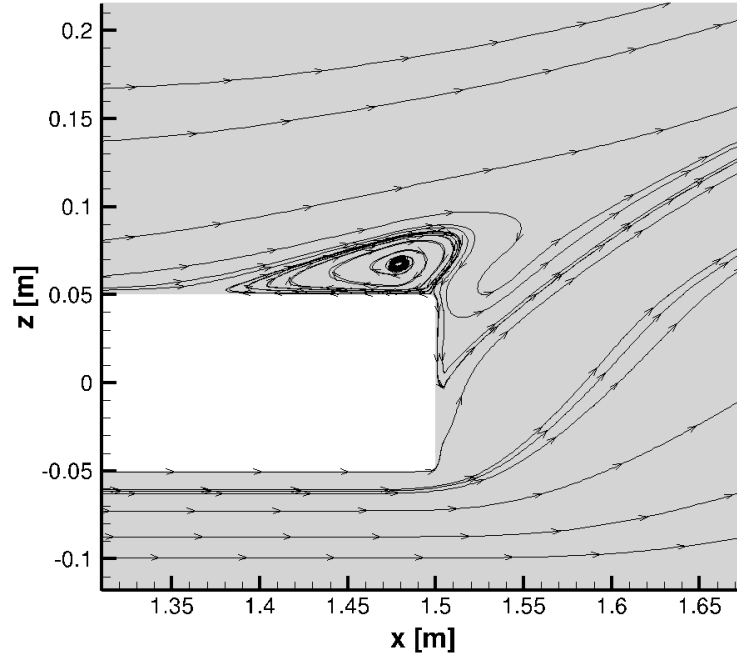


FIGURE 4.25. – Lignes de courant autour de l'arrière d'une plaque plane de longueur $L = 3$ m et d'épaisseur $e = 0,1$ m en incidence de 15° , obtenues avec le code Navier-Stokes CEDRE de l'ONERA en 2D plan, pour un point de vol à 70 km d'altitude et $6000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

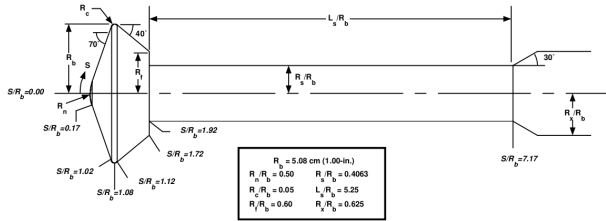


FIGURE 4.26. – Géométrie utilisée par Hollis et Perkins pour les mesures de flux de chaleur à l'arrière-corps [51]

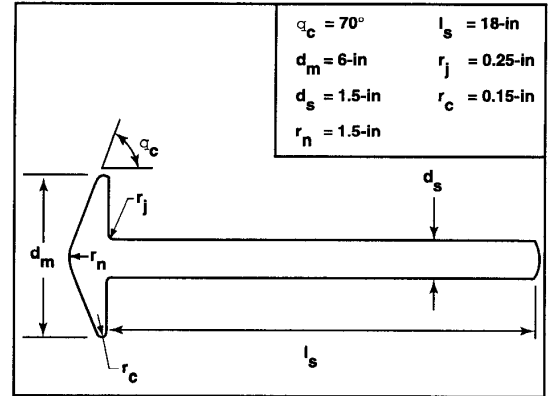


FIGURE 4.27. – Géométrie utilisée par Horvath et Hannemann pour les mesures de flux de chaleur à l'arrière-corps [52]

maximum de flux de chaleur ne correspond pas exactement à celle du point de recollement, mais n'indiquent pas la distance qui sépare ces deux points. Toutefois, ils ont remarqué que lorsque l'écoulement incident était modifié, les deux points se déplaçaient dans la même direction le long du dard, ce qui confirme le lien entre le recollement solide et le maximum de flux de chaleur. Ils ont également noté que lorsque le point de recollement se déplaçait vers l'amont, la valeur maximale du flux augmentait de 8 %. Ce résultat rejoint ceux de Rom *et al.* [50], qui ont observé que le maximum de flux de chaleur était inversement proportionnel à la distance entre les points de décollement et de recollement.

Dans le cas du recollement solide, la zone de recirculation amène l'air chaud depuis le point de recollement en direction du culot, comme dans le cas du recollement fluide. Cependant, un tourbillon secondaire se crée au niveau de la jonction entre le dard et le culot (en (3) sur la figure 4.28). Ce tourbillon dévie l'air chaud de la recirculation et l'empêche d'aller impacter directement la paroi du culot. On n'observe donc pas de pic de chaleur à cet endroit. Hollis et Perkins [51] et Horvath et Hannemann [52] ont mesuré dans la zone décollée de l'arrière-corps un flux de chaleur à la paroi de l'ordre de 1 % de celui mesuré au point d'arrêt. Dans l'étude de Hollis et Perkins [51], l'influence de la recirculation sur le flux de chaleur à la paroi de l'arrière-corps est tout de même légèrement visible (figure 4.29) : on observe une légère augmentation du flux de chaleur entre $S/R_b = 1,6$ et $S/R_b = 1,8$, ce qui correspond à l'arête aval du cône de 40° (en (2) sur la figure 4.28). En comparant avec les lignes de courant obtenues numériquement par les auteurs (figure 4.28), on constate que cette zone correspond au « point d'arrêt » de la recirculation principale, et reçoit directement de l'air issu du point chaud en aval.

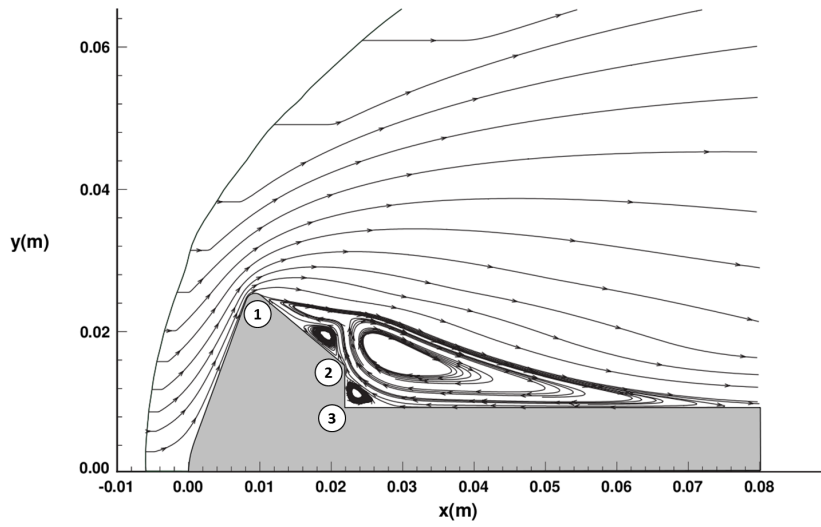


FIGURE 4.28. – Lignes de courant sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé [51]

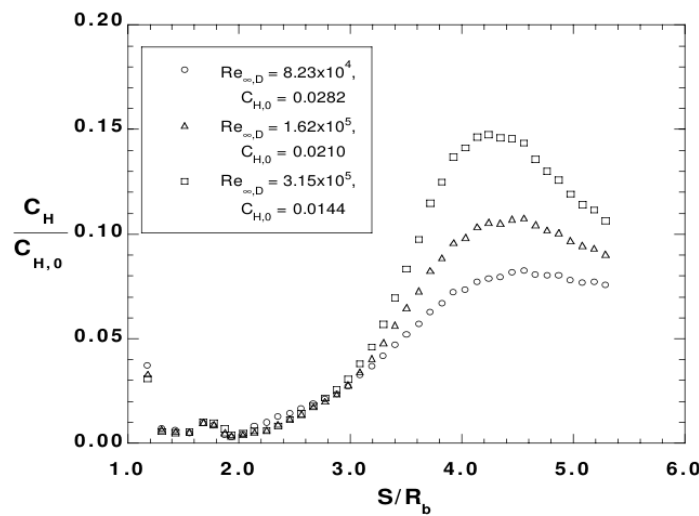


FIGURE 4.29. – Nombre de Stanton C_H mesuré sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé, adimensionné par le nombre de Stanton au point d'arrêt $C_{H,0}$ [51]

Dans la base de donnée MISTRAL, des recollements solides ont été observés sur des cônes tronqués à incidence rasante. La figure 4.30 illustre un exemple de géométrie de cône tronqué, et

la figure 4.31 montre le champ de température de l'écoulement adimensionnée par la température de l'infini amont T_∞ , ainsi les lignes de courant autour de cette géométrie, dans le plan de symétrie ($y = 0$), pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8 \text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$. L'écoulement décolle au passage de la lèvre supérieure amont du cône, puis recolte sur la lèvre supérieure aval, causant un choc de recollement et l'augmentation de la température du fluide.

Les figures 4.32 (a) et (b) présentent respectivement les distributions de C_p et de flux de chaleur adimensionné par le flux au point d'arrêt, sur la paroi interne du cône. Ces distributions présentent toutes les deux un pic caractéristique du recollement solide, avec notamment un flux de chaleur total de l'ordre de 15 % du flux au point d'arrêt. Ces maxima ne se situent pas dans le plan de symétrie $y = 0$ de la géométrie, ce qui indique la présence d'effets 3D complexes dans l'écoulement.

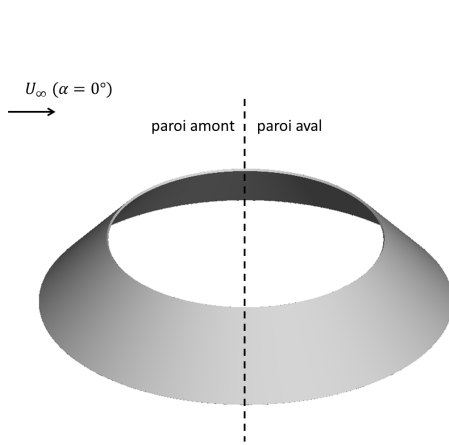


FIGURE 4.30. – Exemple de géométrie de cône tronqué (géométrie n° 1)

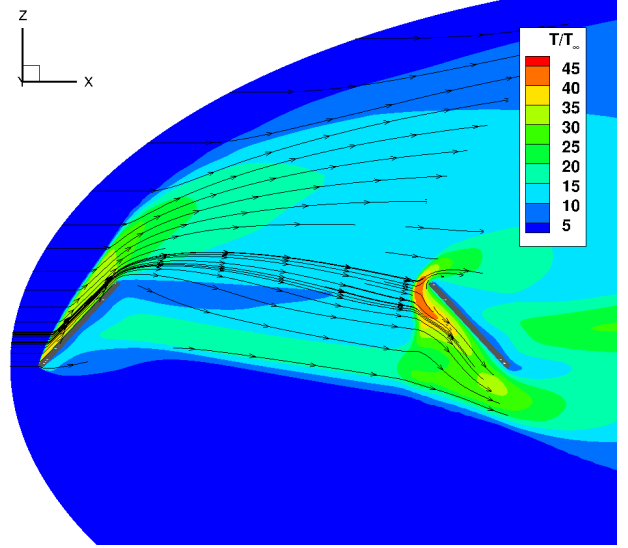


FIGURE 4.31. – Température adimensionnée et lignes de courant dans le plan $y = 0$ autour d'un cône tronqué (géométrie n° 1, PVC2 ($Z = 69,8 \text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), $\alpha = 0^\circ$)

La suite de cette partie détaille l'impact de la turbulence (section 2.2), du point de vol (section 2.3), de l'angle d'attaque (section 2.4) et de la géométrie (section 2.5) sur la topologie des écoulements décollés et sur les distributions de C_p et de flux de chaleur qui en résultent.

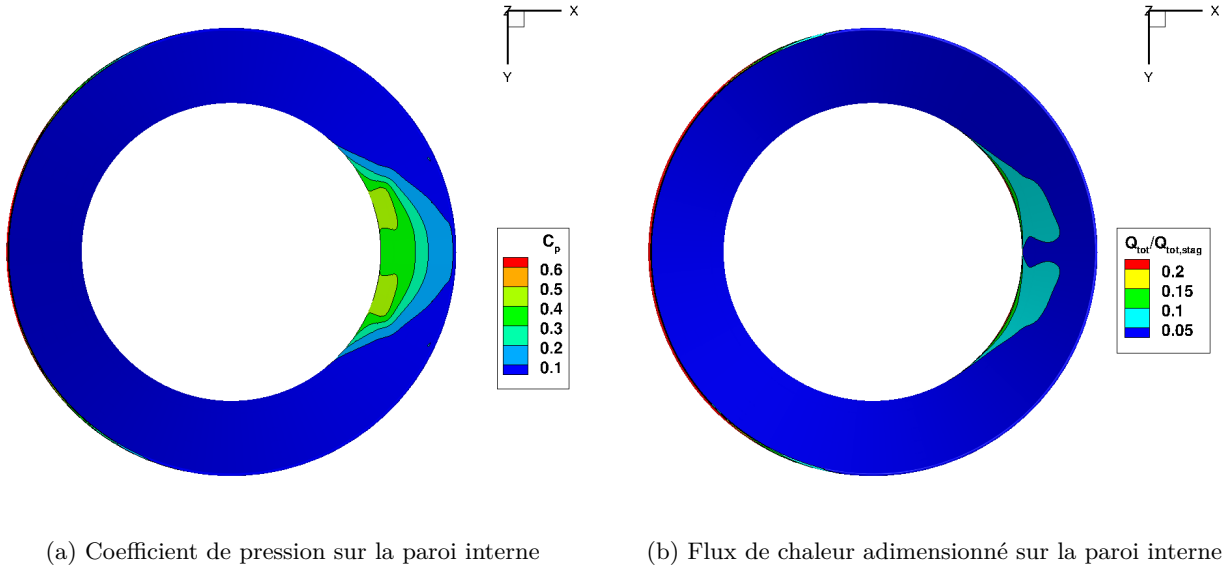


FIGURE 4.32. – Coefficient de pression (a) et flux de chaleur total adimensionné (b) sur la paroi interne d'un cône tronqué (géométrie 1, PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), $\alpha = 0^\circ$)

2.2. Influence de la turbulence sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées

On considère généralement que durant la majeure partie de la rentrée atmosphérique de débris, l'écoulement reste laminaire, du fait de la faible densité de l'air en altitude. Toutefois, plusieurs études ont montré que de la turbulence pouvait apparaître dans le sillages des objets hypersoniques, même pour des nombres de Mach relativement faibles [51, 52, 53, 54]. Le nombre de Reynolds incident Re_∞ joue un grand rôle dans le déclenchement de la transition laminaire-turbulent, et impacte donc fortement la topologie de l'écoulement, ainsi que la pression et le flux de chaleur à la paroi. Cependant, la valeur de Re_∞ à laquelle la transition se produit varie fortement en fonction de la géométrie considérés. Chapman *et al.* [20] ont remarqué qu'une augmentation du nombre de Mach stabilisait l'écoulement, qui pouvait rester laminaire jusqu'à $Re_\infty = 2 \times 10^6$ à $M_\infty = 5$ (la longueur de référence pour le calcul de Re_∞ n'étant pas précisée), tandis que Horvath et Hanneman [52] observaient déjà de la turbulence dans le sillage d'un cône émoussé à $Re_\infty = 6,6 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et $M_\infty = 10$. Lees [45] a défini un critère de transition dans le sillage d'un objet, pour un écoulement hypersonique réactif. D'après ce critère, l'endroit où la transition se produit dépend des grandeurs Me,L et $Re_{e,L}$: Me,L est le nombre de Mach à l'extérieur du sillage, à une longueur L derrière le culot, et $Re_{e,L} = U_e \times L / \nu_e$, avec U_e et ν_e la vitesse et la viscosité du fluide à l'extérieur du sillage, à une longueur L du culot. D'après Lees, la transition laminaire-turbulent se produit en premier dans le sillage lointain, à une distance d'environ $40D - 50D$ du culot (avec D le diamètre de l'objet), lorsque $Re_{e,L}$ atteint $(Re_{e,L})_{TR} = 5,6 \times 10^4$. Le point de transition se déplace ensuite vers l'amont lorsque la pression amont augmente, toujours pour un Reynolds de transition $(Re_{e,L})_{TR} = 5,6 \times 10^4$, jusqu'à atteindre le col du sillage. Le point de transition reste « bloqué » au niveau du col et $Re_{e,L}$ augmente, jusqu'à atteindre une valeur permettant l'apparition de la turbulence dans la recirculation. Les couples $((Re_{e,L})_{TR}, Me,L)$ pour lesquels la turbulence apparaît dans la recirculation sont indiqués sur le graphique de la figure 4.33, et répartis en plusieurs domaines selon la forme de l'objet considéré. Le point de transition se déplace alors dans la zone de recirculation, et continue à remonter l'écoulement quand $Re_{e,L}$ augmente, jusqu'à potentiellement atteindre la paroi et la couche limite de l'écoulement attaché.

Dans le cas des calculs MISTRAL, en analysant le sillage du cylindre $L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 0^\circ$ pour le point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), on mesure au

niveau du point de recollement $Re_{e,L} = 3,8 \times 10^5$ et $M_{e,L} = 1,3$, des valeurs pour lesquelles, selon la figure 4.33, la turbulence peut apparaître dans la zone de recirculation derrière un corps non profilé, et donc impacter les grandeurs pariétales au culot. En revanche, au point de vol A2 ($Z = 58 \text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), on mesure pour le même cylindre $Re_{e,L} = 5 \times 10^4$ et $M_{e,L} = 2,5$, des valeurs ne permettant pas l'apparition de la turbulence dans la zone de recirculation. Pour la modélisation des écoulements décollés avec recollement fluide, il faudra donc prendre en compte l'impact de la turbulence au point de vol A1, mais pas aux points A2 et A3.

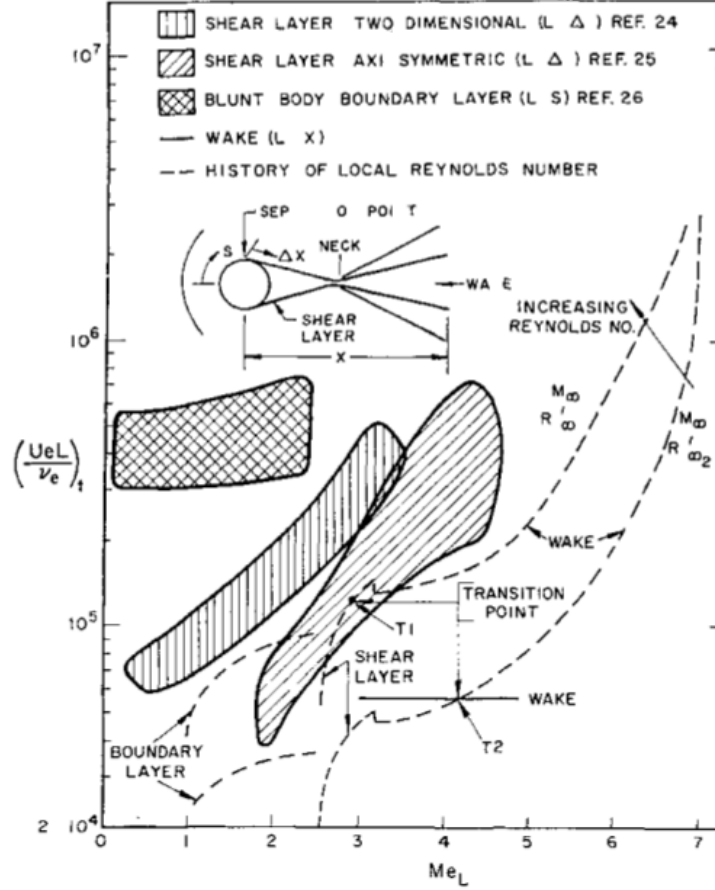


FIGURE 4.33. – Couples $((Re_{e,L})_{TR}, M_{e,L})$ pour lesquels la turbulence apparaît dans la zone de recirculation [45]

2.2.1. Influence de la turbulence sur la topologie des écoulements décollés

Un des effets connus de la turbulence est de rendre l'écoulement moins propice au décollement, et également de favoriser le recollement des écoulements décollés. Kruse [53] a étudié expérimentalement le décollement sur l'arrière-corps d'un sphère-cône de demi-angle au sommet $26,5^\circ$ dans un écoulement incident de Mach M_∞ compris entre 1 et 9, de Reynolds Re_∞ entre $0,25 \times 10^6$ et 5×10^6 , et d'angle d'attaque α entre 0° et 25° . L'expérience a été réalisée avec deux maquettes, de diamètres $d = 1 \text{ cm}$ et $d = 3 \text{ cm}$ (figure 4.34). Au passage de l'arête du cône, l'écoulement décolle et une zone de recirculation apparaît sur les côtés *windward* (en haut sur les figures) et *leeward* (en bas sur les figures). Pour certaines conditions incidentes, l'écoulement peut recoller sur la paroi du côté *windward* de l'arrière-corps, comme l'illustre la figure 4.35. Le recollement est repéré par la présence d'un choc de recompression partant de la paroi *windward* de l'arrière-corps, qui est dû à la déviation de l'écoulement au point de recollement. En aval, la couche limite du côté *leeward* décolle de nouveau au culot du sphère-cône, et un écoulement décollé d'arrière-corps se forme, avec un point de recollement fluide. La figure 4.36 distingue les écoulements incidents

pour lesquels on observe un recollement solide sur la paroi *windward* du cône (symboles blancs) de ceux pour lesquels l'écoulement ne recolle pas (symboles noirs). Selon Kruse, certains écoulements semblaient recoller au niveau du culot du sphère-cône, sans toutefois causer de choc de recollement. Ces cas sont désignés comme « marginally attached » sur la figure 4.36. Parmi les écoulements étudiés, ceux qui sont turbulents au niveau de l'arête amont et au-delà sont marqués par un trait. D'après la figure 4.36, pour des valeurs de α et M_∞ semblables, les écoulements turbulents recollent plus souvent que les écoulements laminaires. Ainsi, pour $\alpha \simeq 2^\circ$ et $M_\infty \simeq 6,8$, les deux écoulements turbulents recollent, alors que les deux écoulements laminaires restent décollés. Toutefois, cette observation ne peut pas être généralisée, puisque de nombreux écoulements turbulents restent décollés, et beaucoup d'écoulements qui recollent sont laminaires.

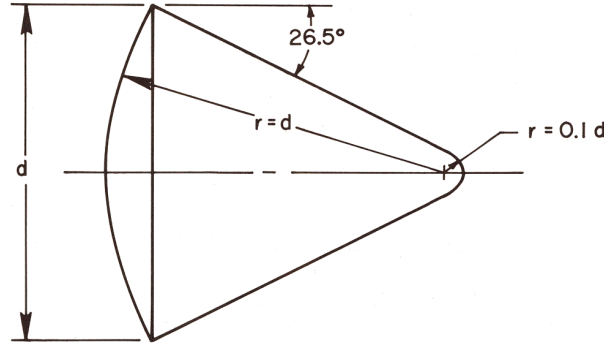


FIGURE 4.34. – Géométrie utilisée par Kruse pour les études de recollement sur l'arrière-corps [53]

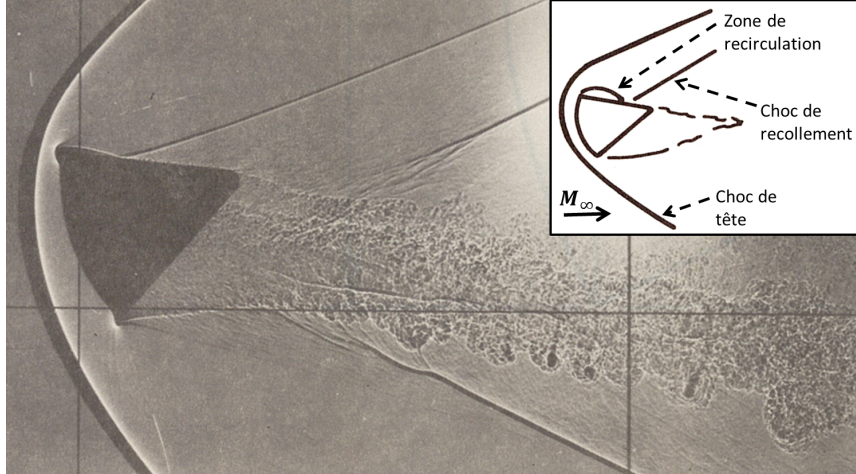


FIGURE 4.35. – Exemple de recollement sur l'arrière-corps du sphère-cône ($M_\infty = 2$, $Re_\infty = 1,4 \times 10^6$, $\alpha = 22^\circ$) [53]

Horvath et Hannemann [52] ont également observé l'influence de la turbulence sur la position du point de recollement : dans leur expérience sur la géométrie de Mars Pathfinder (figure 4.27), lorsque le nombre de Reynolds incident augmente d'un facteur 4, la longueur de la zone de recirculation diminue de 6 % environ. Ce résultat contredit les prédictions théoriques du recollement laminaire. Les auteurs en concluent donc que dans leur expérience, le décollement est turbulent, et que c'est la turbulence qui cause le déplacement vers l'amont du point de recollement. Hollis et Perkins [51] proposent une explication à ce phénomène : la présence de turbulence dans l'écoulement décollé augmente l'épaisseur de la zone de mélange qui se crée au niveau du décollement. Cette couche de mélange atteint alors la paroi du dard plus en amont que dans le cas laminaire, et le point de recollement solide est donc déplacé vers l'amont.

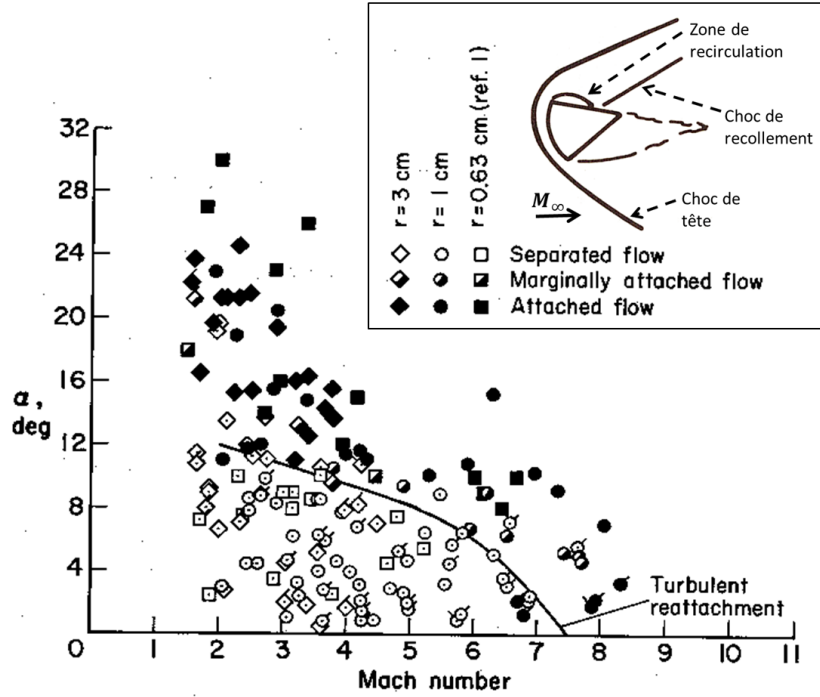


FIGURE 4.36. – Caractéristiques des écoulements incidents considérés dans l'étude de Kruse [53] ; la couleur des points indique le type d'écoulement sur le côté *windward* du sphère cône (les points marqués par un trait correspondent aux cas où l'écoulement est turbulent au niveau de l'arête *windward* et au-delà)

Enfin, Chapman *et al.* [20] ont étudié la transition laminaire-turbulent dans de nombreux types d'écoulements décollés : marche montante ou descendante, rampe montante, culot cylindrique, interaction choc/couche limite. Les Mach incidents M_∞ étudiés sont compris entre 0,4 et 5 dans une gamme de Reynolds Re_∞ allant de 4×10^3 à 4×10^6 . Cette étude a mis en évidence le fait que le régime d'écoulement influence tout d'abord le caractère stationnaire de l'écoulement : les écoulements décollés sont généralement stationnaires quand ils sont entièrement laminares ou turbulents, mais ils ont tendance à être instationnaires quand la transition laminaire-turbulent se produit dans la zone décollée.

2.2.2. Influence de la turbulence sur les grandeurs pariétales dues aux écoulements décollés

En plus d'en modifier la topologie, la présence de turbulence dans des écoulements décollés impacte les valeurs de la pression et du flux de chaleur à la paroi qui en résultent. Ainsi, toujours dans l'étude de Champan *et al.* [20], les auteurs ont montré que dans un écoulement décollé laminaire, la pression augmente d'environ 30 % par rapport à l'écoulement attaché correspondant (figure 4.37). Dans le cas où l'écoulement est turbulent, cette augmentation de la pression est plus forte (jusqu'à 80 % plus élevée que la pression de l'écoulement attaché), et survient dès l'endroit de la transition, quand celle-ci a lieu dans la zone décollée de l'écoulement.

Dans une autre étude [2], Chapman calcule analytiquement le flux de chaleur à la paroi dans une zone d'écoulement décollé laminaire 2D, dans le cas où le décollement est causé par la présence d'une cavité rasante dans la paroi (figure 4.38). L'auteur précise que le résultat est théoriquement valable pour tous les écoulements compressibles, avec un nombre de Mach incident M_∞ défini de façon arbitraire. Toutefois, le calcul du flux de chaleur fait intervenir des grandeurs locales (vitesse, enthalpie...) qui ne sont pas connues *a priori*, ce qui rend impossible l'utilisation de ces résultats dans des logiciels comme ARES ou PAMPERO. D'après cette étude, le flux de chaleur à la paroi dans une zone décollée laminaire est toujours inférieur au flux de chaleur à la paroi dans l'écoulement attaché correspondant. Ce flux de chaleur dépend du nombre de

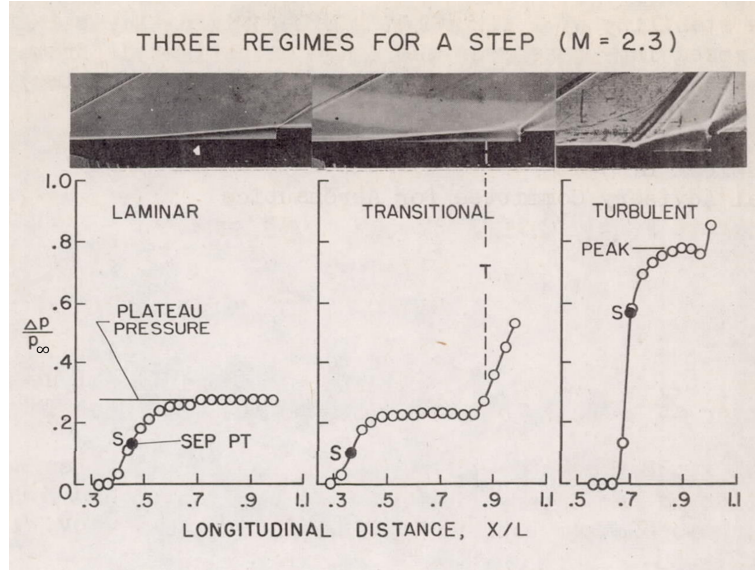


FIGURE 4.37. – Pression mesurée dans la zone décollée devant une marche à $M_\infty = 2,3$, pour des écoulements laminaires, transitoires et turbulents [20]

Prandtl $Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}$, avec μ [Pa · s] la viscosité dynamique du fluide, c_p [J · kg⁻¹ · K⁻¹] la capacité thermique massique à pression constante et λ [W · m⁻¹ · K⁻¹] la conductivité thermique du fluide. Pour $Pr = 0,72$, qui est la valeur pour l'air, Chapman obtient un flux de chaleur à la paroi égal à 56 % du flux de chaleur à la paroi dans le cas de l'écoulement attaché correspondant. Dans le cas des décollements turbulents avec $Pr = 1$, Chapman prédit un flux de chaleur à la paroi 2,8 fois supérieur au flux de chaleur à la paroi de l'écoulement turbulent attaché correspondant, pour un nombre de Mach à la frontière de la couche limite $M_e = 1,6$. Dans le cas d'un écoulement supersonique turbulent, le décollement a donc pour effet d'augmenter le flux de chaleur à la paroi. L'auteur note également que ce flux de chaleur diminue quand M_e augmente, ce qui, pour des vitesses incidentes plus élevées, pourrait conduire à un flux de chaleur plus faible que celui de l'écoulement attaché équivalent. Dans cette étude, Chapman étudie également de manière analytique le flux de chaleur à la paroi dans le cas d'une injection de gaz dans la zone décollée. Dans une rentrée atmosphérique de débris, cette injection de gaz peut représenter la dégradation d'une paroi en matériau composite, où les gaz de pyrolyse sont libérés dans l'écoulement. La figure 4.39 montre que l'injection de gaz dans une zone de décollement laminaire diminue fortement le flux de chaleur à la paroi. Dans cette figure, le débit adimensionné de l'écoulement injecté s'écrit :

$$-\zeta_i = \frac{m_i}{\rho_e u_e b^2} \sqrt{\frac{Re}{C}} \quad (4.2)$$

avec m_i [kg · s⁻¹] le débit de fluide injecté dans l'écoulement, l [m] la longueur et b [m] la largeur de la zone décollée, ρ_e [kg/m³] et u_e [m · s⁻¹] la masse volumique et la vitesse de l'écoulement à la frontière de la couche limite, et C est un coefficient de proportionnalité entre la température et la viscosité dynamique : $\frac{\mu}{\mu_e} = C \frac{T}{T_e}$.

Holloway *et al.* [54] ont mesuré le flux de chaleur aux parois situées dans des zones d'écoulement décollé, pour des écoulements incidents à Mach $M_\infty \simeq 6$ et des nombres de Reynolds allant de $Re_\infty = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ à $24 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Les décollements étudiés dans cette étude se situent en amont de marches montantes ou en aval de marches descendantes, et sur une plaque plane parallèles à l'écoulement. Comme prévu par Chapman [2], Holloway *et al.* ont observé une forte sensibilité du flux de chaleur au régime de l'écoulement. Dans le cas d'un décollement laminaire, le flux de chaleur pariétal mesuré par les auteurs est de l'ordre de 0,5 fois le flux de chaleur pariétal obtenu dans le cas de l'écoulement attaché correspondant. Il est précisé que cette valeur correspond

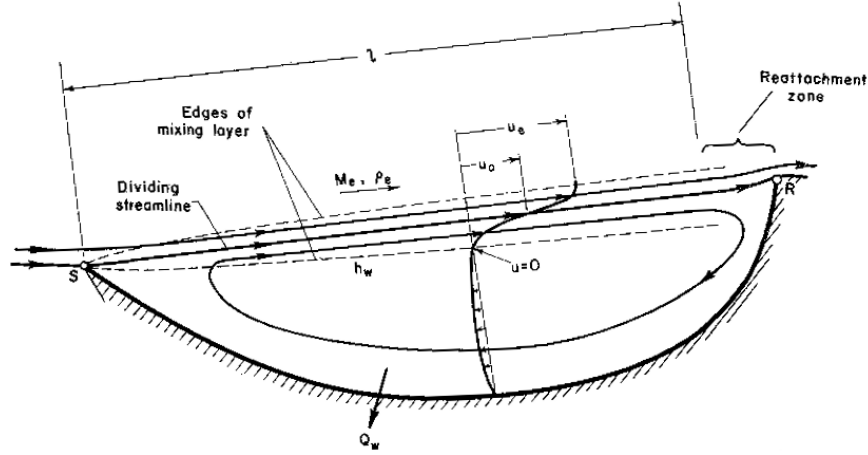


FIGURE 4.38. – Topologie d'écoulement se développant dans une cavité rasante, et étudiée par Chapman dans [2]

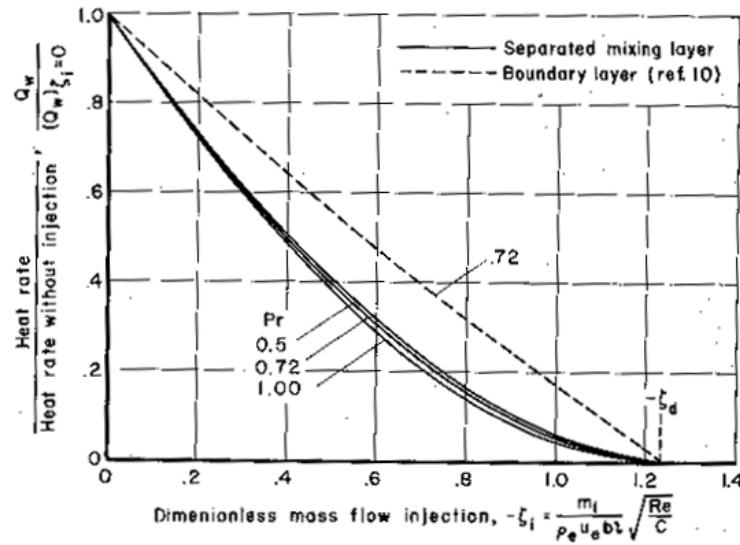


FIGURE 4.39. – Flux de chaleur pariétal Q_w , adimensionné par le flux de chaleur à la paroi sans injection $(Q_w)_{\zeta_i=0}$, en fonction de la quantité adimensionnée de matière injectée [2]

également à celle calculée par la méthode présentée par Chapman [2]. Dans le cas d'un décollement turbulent, le flux de chaleur augmente jusqu'à atteindre 3 fois celui obtenu dans le cas d'un écoulement attaché. Lorsque la transition laminaire/turbulent a lieu dans le décollement, Holloway *et al.* [54] observent d'abord une diminution du flux de chaleur, correspondant à un décollement laminaire, puis une brusque augmentation au niveau de la transition, jusqu'à atteindre le niveau de flux de l'écoulement turbulent.

Horvath et Hannemann [52] ont également constaté l'influence de la turbulence sur le flux de chaleur à la paroi. Au point de recollement solide, sur le dard de la maquette, ils mesurent un flux de chaleur de l'ordre de 16 à 18 % du flux de chaleur au point d'arrêt. Selon la théorie du décollement laminaire, cette valeur ne devrait être que de 5 % environ. Les auteurs expliquent cette différence par la présence de turbulence dans leur expérience, qui aurait pour effet d'augmenter le flux de chaleur au point de recollement d'au moins un facteur 3. Hollis et Perkins [51] ont constaté la même différence entre les résultats de leurs simulations numériques sur le cône émoussé (figures 4.26 et 4.28) et les résultats expérimentaux sur la même géométrie. Les simulations, réalisées avec un modèle laminaire, prévoient un flux de chaleur au point de recollement solide compris entre 6 et 8 % du flux au point d'arrêt, tandis que les expériences donnent un flux de chaleur compris entre

8 et 15 % en fonction des Reynolds incidents. Là encore, les auteurs expliquent cette différence par la transition laminaire-turbulent qui a lieu dans l'expérience un peu en amont du point de recollement, et qui n'est pas prise en compte dans les calculs laminaires. Ils soulignent toutefois que pour la prévision du flux de chaleur dans le reste de la zone décollée derrière le sphère-cône, leurs calculs sont en accord avec les résultats expérimentaux, malgré le caractère turbulent de la recirculation. D'après eux, dans l'expérience, l'accélération du tourbillon « lisserait » la turbulence injectée au point de recollement, ce qui diminuerait l'écart avec leurs simulations laminaires.

Le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement n'affecte pas uniquement les niveaux de pression et de flux de chaleur aux parois dans les zones décollées de l'écoulement, mais également leurs distributions. Ce phénomène est notamment visible, d'après Wright *et al.* [55], sur les résultats obtenus lors de la rentrée de la capsule Reentry F. Cette capsule était un cône pointu de demi-angle au sommet 5° avec un culot droit, sur lequel étaient placés 4 capteurs de pression et 4 calorimètres (voir figure 4.40 ; les 2 points noirs correspondent chacun à 2 capteurs de pression, de plages de sensibilité différentes). Les résultats obtenus ont montré que lors de la phase laminaire de la rentrée, la pression était plus élevée au centre du culot, comparée aux capteurs excentrés, tandis que le flux de chaleur était pratiquement constant sur l'ensemble du culot. À l'inverse, lorsque le sillage était turbulent, la pression mesurée était la même pour les 4 capteurs, tandis que le flux de chaleur était plus élevé d'environ 30 % au centre du culot que près du bord.

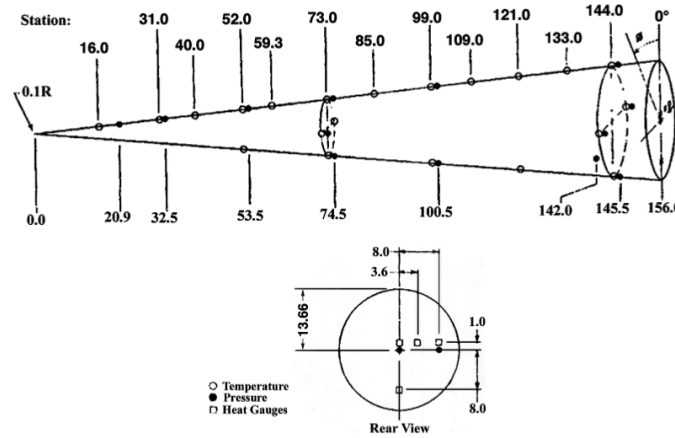


FIGURE 4.40. – Géométrie de la capsule Reentry F et position des capteurs de pression, de température et de flux [50] (d'après [56])

Rom *et al.* [50] auraient également observé l'influence de la turbulence sur la distribution de flux de chaleur sur un culot 2D plan (3e schéma sur la figure 4.41). La figure 4.42 présente le flux de chaleur à la paroi le long de ce culot, pour deux écoulements incidents différents. Dans cette étude, le flux de chaleur mesuré à la paroi est adimensionné par le flux $q_{f.p.}$ mesuré directement en aval du bord d'attaque d'une plaque plane parallèle à l'écoulement et pour les mêmes conditions incidentes. Cette méthode permet de comparer le flux de chaleur mesuré dans des zones décollées (q) avec le flux induit par l'écoulement laminaire attaché correspondant ($q_{f.p.}$). Pour un écoulement incident à $M_\infty = 2,63$ et $Re_\infty = 4,13 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ (trait pointillé), les auteurs ont relevé un maximum global de flux de chaleur au centre du culot. Pour un écoulement incident à $M_\infty = 1,1$ et $Re_\infty = 1,08 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ (trait continu), le maximum local de flux au centre du culot est toujours présent, mais deux autres maxima plus élevés apparaissent, proches des bords du culot. D'après les auteurs, ces pics seraient dus à la transition laminaire-turbulent qui aurait lieu dans la couche de mélange. Toutefois, les résultats de la base de données MISTRAL font également apparaître des maxima secondaires de flux de chaleur aux culots de cylindres pleins pour le point de vol A1 (voir figure 4.43), alors que les simulations MISTRAL ont été faites en imposant un écoulement laminaire. L'apparition de pics de flux secondaires dans des écoulements décollés avec recollement solide est peut-être uniquement due aux effets de point de vol, et non au caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement.

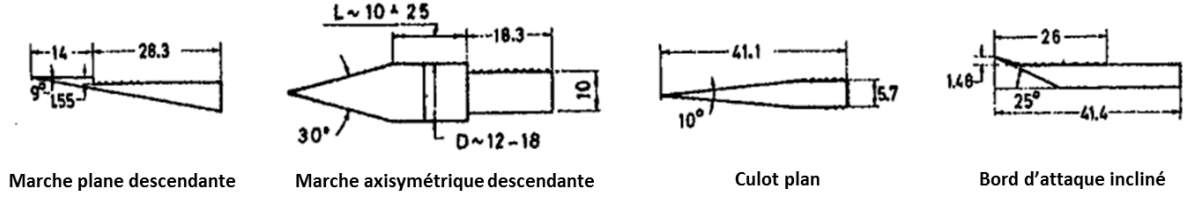


FIGURE 4.41. – Géométries utilisées par Rom *et al.* pour générer des écoulements décollés (dimensions en mm) [50]

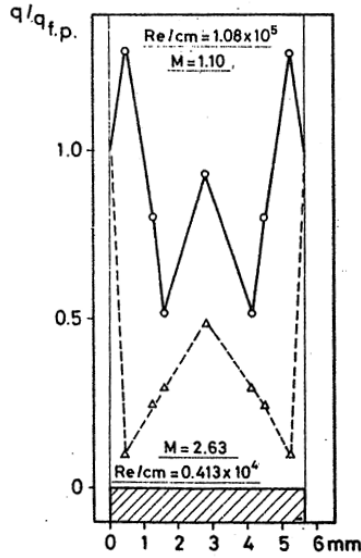


FIGURE 4.42. – Flux de chaleur pariétal mesuré sur la hauteur d'un culot plat 2D, adimensionné par le flux $q_{f.p.}$ mesuré directement en aval du bord d'attaque d'une plaque plane parallèle à l'écoulement [50]

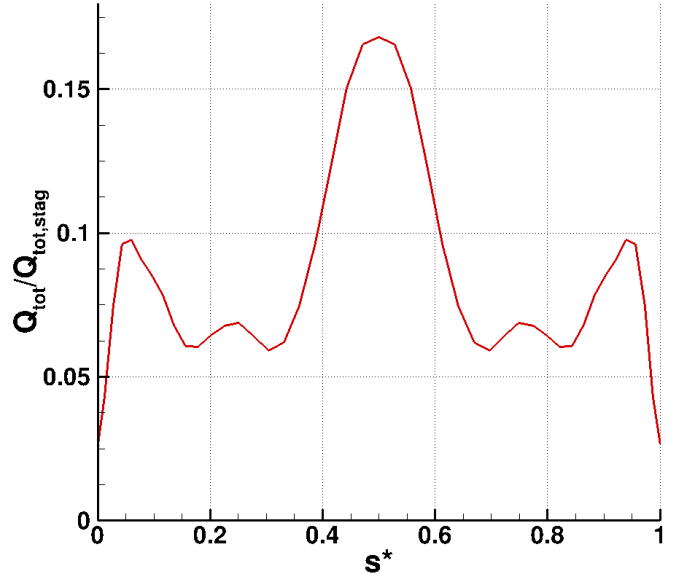


FIGURE 4.43. – Flux de chaleur total adimensionné par le flux au point d'arrêt le long du culot du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), pour le point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)

2.3. Influence du point de vol sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées

Comme indiqué dans la section 1.2, il est difficile d'étudier indépendamment les effets des nombres de Reynolds Re_∞ et de Mach M_∞ de l'écoulement incident. Les calculs de la base de données MISTRAL font varier Re_∞ et M_∞ simultanément le long d'une trajectoire typique de rentrée atmosphérique de débris. Cependant, des résultats de la littérature ont permis d'étudier l'influence de ces deux grandeurs de manière indépendante, en particulier celle de Re_∞ . En effet, les écoulements décollés étant régis principalement par des phénomènes visqueux, le nombre de Reynolds impacte fortement la topologie de ces écoulements ainsi que les grandeurs pariétales qui en résultent.

2.3.1. Influence du point de vol sur la topologie des écoulements décollés

Malgré l'importance prédominante du nombre de Reynolds dans les écoulements décollés, le nombre de Mach incident peut également influencer leur topologie. Ainsi, Walpot *et al.* [43] ont

observé, lors de leur étude CFD des écoulements d'arrière-corps de la capsule de rentrée AS-202, qu'une augmentation du nombre de Mach avait tendance à empêcher le décollement de la couche limite au passage d'une arête. Les auteurs ont pu décorréler les effets des nombres de Mach et de Reynolds du fait que la capsule AS-202 a effectué une courte remontée en altitude lors de sa rentrée atmosphérique. Le nombre de Mach diminuait durant toute la rentrée, passant de $M_\infty = 28,6$ à $M_\infty = 13,2$ pour les mesures disponibles, alors que le nombre de Reynolds a fluctué entre $Re_\infty = 4,3 \times 10^4$ et $Re_\infty = 7,6 \times 10^5$.

Concernant le nombre de Reynolds, celui-ci influence fortement les écoulements décollés, et en premier lieu la taille des zones de recirculations. Ainsi, Gorshkov [44] a étudié numériquement l'écoulement décollé derrière une rampe montante, d'angle 10° , suivie d'une marche descendante. Dans ces simulations réalisées à $M_\infty = 6$, le nombre de Reynolds $Re_{\infty,H}$ basé sur la demi-hauteur du culot ($H = 3,81 \times 10^{-3}$ m) varie entre 3×10^2 et 1×10^5 . De plus, l'écoulement est supposé laminaire. La figure 4.44 montre les lignes de courant obtenues à l'issue des calculs, pour des nombres de Reynolds $Re_{\infty,H} = 3 \times 10^2$ et 1×10^5 , et pour un nombre de Mach $M_\infty = 6$. Sur ces images, on peut noter que, suite à l'augmentation de Re_∞ , le choc de tête s'est rapproché de la paroi, alors que le nombre de Mach incident n'a pas varié. Gorshkov ne donne pas d'explication à ce sujet, mais on peut supposer que pour $Re_{\infty,H} = 3 \times 10^2$, la couche limite s'épaissit plus vite que pour $Re_{\infty,H} = 1 \times 10^5$ et repousse le choc vers le haut, en augmentant l'angle effectif du dièdre vu par l'écoulement à l'extérieur de la couche limite. On remarque également que point de décollement s'est déplacé vers le haut de la marche, et le point de recollement s'est déplacé vers l'aval, ce qui a multiplié par 12,5 la longueur L_w de la zone de recirculation. L'augmentation de Re_∞ cause également le déplacement vers l'aval du centre du tourbillon de la zone recirculation, repéré par son abscisse X_c . L'évolution de L_w et X_c en fonction de $Re_{\infty,H}$ est tracée sur la figure 4.45. Gorshkov note que le rapport L_w/X_c est pratiquement constant pour des valeurs de $Re_{\infty,H}$ allant jusqu'à 1×10^3 . Au-delà, la zone de recirculation s'aplatit, et L_w augmente plus vite que X_c . Il propose également une corrélation permettant d'estimer L_w à 10 % près dans la gamme d'écoulements considérés :

$$L_w = 0,6 \times \log(Re_{\infty,H}) - 1,38$$

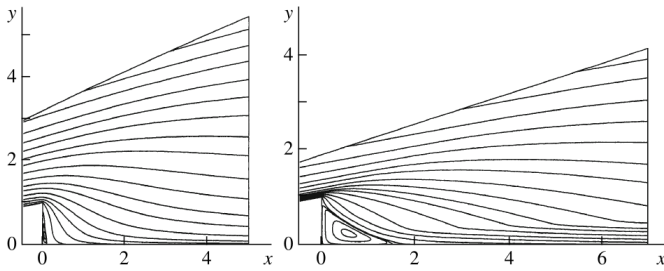


FIGURE 4.44. – Lignes de courant derrière une pente montante suivie d'une marche descendante, pour $M_\infty = 6$ et $Re_{\infty,H} = 3 \times 10^2$ (à gauche) et $Re_{\infty,H} = 1 \times 10^5$ (à droite) [44]

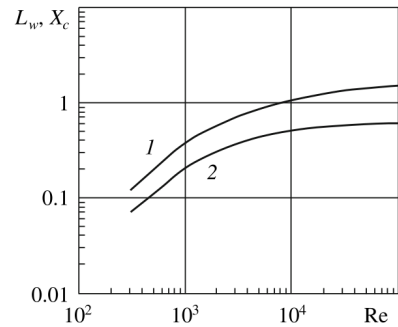


FIGURE 4.45. – Évolution de la longueur de la zone de recirculation L_w (1) et de l'abscisse du centre du tourbillon X_c (2) en fonction de $Re_{\infty,H}$ [44]

Hollis et Perkins [51] ont également constaté, dans leurs simulations numériques Navier-Stokes laminares, qu'une augmentation de Re_∞ augmentait la taille de la zone de recirculation principale de l'arrière-corps. Selon les auteurs, ce comportement s'explique par le fait qu'en écoulement laminaire, augmenter Re_∞ conduit à une augmentation de la quantité de mouvement dans la zone de mélange, ce qui déplace le point de recollement en aval. Une autre conséquence de l'augmentation de Re_∞ est la formation du tourbillon secondaire sur la partie conique de l'arrière-corps,

visible sur la figure 4.28. D'après Hollis et Perkins, celui-ci n'existe pas pour les valeurs de Re_∞ les plus faibles.

Dans l'étude de Wrigth *et al.* [42] sur la capsule Fire II, les auteurs ont simulé numériquement plusieurs instants de sa rentrée atmosphérique, et les lignes de courant obtenues sont visibles sur la figure 4.46. Les temps successifs correspondent à une diminution de l'altitude et donc à une augmentation de Re_∞ , la vitesse restant quasiment constante sur la durée considérée ($10,97 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \leq U_\infty \leq 11,36 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). Entre les temps $t = 1634 \text{ s}$ et $t = 1640,5 \text{ s}$, l'altitude varie entre 76,42 km et 59,26 km, le nombre de Reynolds incident basé sur le diamètre de la capsule $Re_{\infty,D}$ entre 2×10^4 et 2×10^5 , et le nombre de Mach incident M_∞ entre 40 et 34. D'après Wright, ces nombres de Reynolds sont un ordre de grandeur en-dessous du Reynolds de transition, et les simulations sont donc réalisées en laminaire. Au temps $t = 1634 \text{ s}$, $Re_{\infty,D} = 2 \times 10^4$, le point de décollement se situe environ au sixième de la partie conique de l'arrière-corps (indiqué par un D sur la figure 4.46). Au temps $t = 1636 \text{ s}$, $Re_{\infty,D} = 5 \times 10^4$, le point de décollement est remonté au niveau de la marche descendante. Ce déplacement vers l'amont du point de décollement est en accord avec les simulations de Gorshkov [44] pour des décollements laminaires. De plus, entre les temps $t = 1637,5 \text{ s}$ et $t = 1640,5 \text{ s}$ ($Re_{\infty,D} = 7 \times 10^4$ et $Re_{\infty,D} = 2 \times 10^5$), on observe la formation d'un tourbillon secondaire sur la partie conique de l'arrière-corps, comme dans les calculs de Hollis et Perkins [51]. Wright estime que pendant la suite de la rentrée ($t > 1640,5 \text{ s}$), ce tourbillon secondaire s'est déplacé, et l'écoulement est devenu instationnaire.

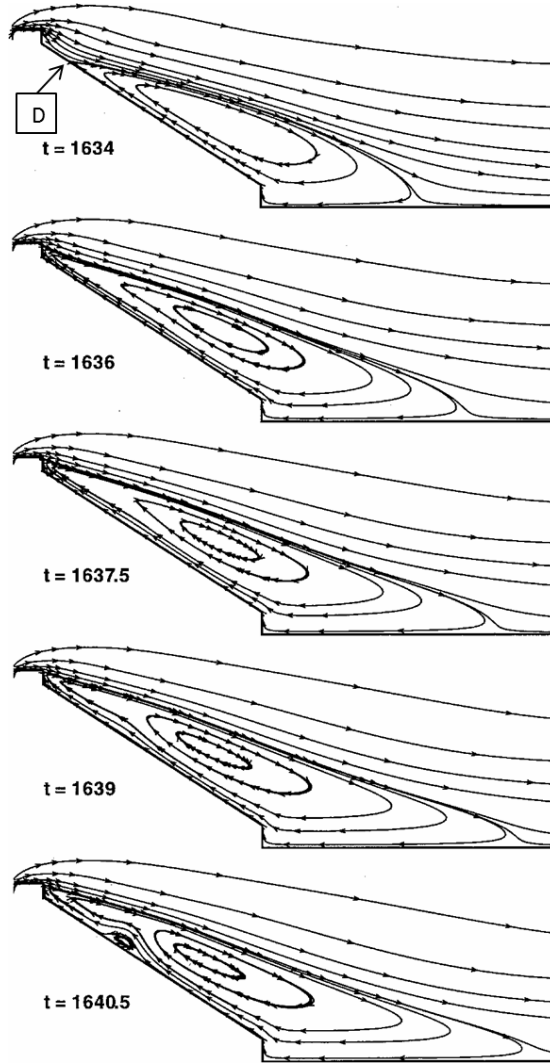


FIGURE 4.46. – Lignes de courant sur l'arrière-corps de la capsule Fire II, obtenues par simulations numériques [42]

Horvath et Hannemann [52] ont également étudié l'influence du nombre de Reynolds incident sur la structure de l'écoulement d'arrière-corps pour la capsule Mars Pathfinder. Cependant, à l'inverse des auteurs précédents, ils observent une diminution de la taille de la zone de recirculation quand Re_∞ augmente, avec un déplacement vers l'amont du point de recollement. Toutefois, l'étude de Horvath et Hannemann porte sur des valeurs de Re_∞ un peu plus élevées, entre $0,25 \times 10^6$ et 1×10^6 , et les auteurs estiment que la transition laminaire-turbulent a lieu dans la zone décollée. L'augmentation de la taille de la recirculation avec Re_∞ ne se produit donc qu'en régime laminaire, et ce comportement s'inverse en régime turbulent. En reconsidérant la figure 4.45, qui montre l'évolution de la longueur de la zone de recirculation L_w en fonction de Re_∞ , on note que la croissance de L_w est de moins en moins rapide. En prolongeant cette courbe pour des valeurs de Re_∞ plus élevées, on devrait observer une inversion de la tendance, qui coïnciderait avec la transition laminaire-turbulent.

Les résultats des calculs MISTRAL sur les cylindres pleins mettent également en évidence l'augmentation de la longueur de la zone de recirculation au culot avec le nombre de Reynolds incident pour un écoulement laminaire. Par exemple, pour le cylindre de longueur $L = 3$ m, à un angle d'attaque $\alpha = 0^\circ$, la longueur de la zone de recirculation est de 0,96 m pour le point A3 ($Re_{\infty,L} = 1,04 \times 10^5$), 1,05 m pour le point A2 ($Re_{\infty,L} = 2,96 \times 10^5$), et 1,1 m pour le point A1 ($Re_{\infty,L} = 1,97 \times 10^6$).

2.3.2. Influence du point de vol sur la pression pariétale due à un écoulement décollé

Chapman *et al.* [20] ont constaté que dans un écoulement laminaire, l'augmentation de pression causée par le décollement était proportionnelle au coefficient de frottement c_f , lui-même proportionnel à $Re_\infty^{-1/4}$ (voir figure 4.47).

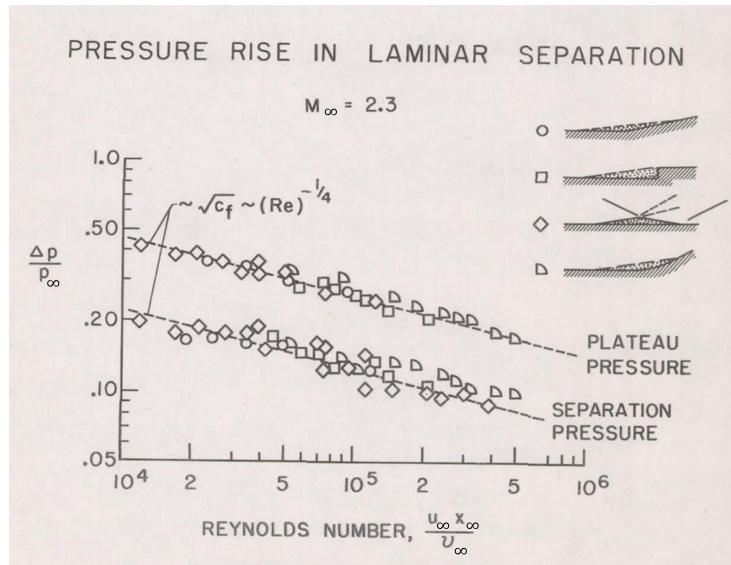


FIGURE 4.47. – Évolution de l'augmentation de pression $\Delta P/P_\infty$ dans un écoulement décollé laminaire, en fonction du nombre de Reynolds incident Re_∞ [20]

Concernant les écoulements de culot, la figure 4.48, tirée du livre de Bertin [3], présente l'évolution théorique de la pression au culot P_b d'un corps de rentrée en fonction du nombre de Reynolds incident Re_∞ . Ce graphique est séparé en quatre régions, qui correspondent d'après Bertin à quatre régimes d'écoulements différents : dans la région 1, l'écoulement serait laminaire le long de l'objet et dans le sillage. Dans la région 2, l'apparition de turbulence dans le sillage cause une diminution de pression au culot. Quand Re_∞ augmente, le point de transition laminaire-turbulent remonte le sillage jusqu'à atteindre l'arête. Une fois que l'écoulement en amont de l'arête est turbulent, la pression au culot augmente avec Re_∞ (région 3). Enfin, pour des valeurs de Re_∞ suffisamment grandes, le point de transition se situe loin en amont de l'arête, et l'augmentation

de Re_∞ cause une diminution de l'épaisseur de la couche limite au niveau de l'arête, donc une diminution de la quantité de fluide dans la zone de recirculation et de la pression au culot P_b .

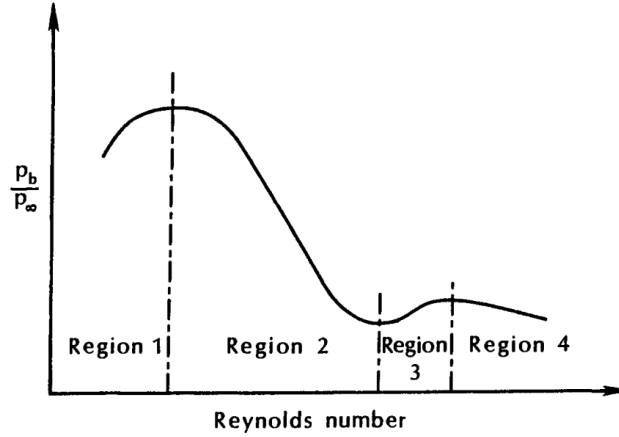


FIGURE 4.48. – Évolution théorique de la pression au culot d'un corps de rentrée en fonction de Re_∞ [3]

Cette évolution de P_b en fonction de Re_∞ est retrouvée dans l'études de Bulmer [57], qui porte sur le culot droit de quatre cônes émoussés lors de rentrées atmosphériques terrestres. Les géométries des différents cônes sont indiquées sur la figure 4.49. Dans cette expérience, le Mach incident M_∞ varie entre 16 et 20, et le Reynolds incident $Re_{\infty L}$, basé sur la longueur L du cône (non précisée par les auteurs), varie entre 2×10^5 et 5×10^7 . L'écoulement reste laminaire le long de la paroi du cône, mais compte tenu des valeurs de Re_∞ élevées, la transition vers le régime turbulent pourrait se produire dans le sillage. Toutes les pressions dans cette expérience ont été mesurées près du centre du culot, à une distance $R/R_b = 0,1$, avec R_b le rayon du culot. La figure 4.50 montre que les pressions obtenues diminuent lorsque $Re_{\infty L}$ augmente. Ce résultat pourrait correspondre à la région 2 du diagramme de la figure 4.48, ce qui confirmerait la présence de turbulence dans la zone de recirculation. Ces pressions vérifient une autre corrélation basée sur le nombre de Reynolds réduit Re_c issu des travaux de Wu *et al.* [58] :

$$Re_c = Re_{\infty, R_B}^{0,9} \left(\frac{s}{R_b} \right)^{0,1}$$

avec Re_{∞, R_B} le Reynolds basé sur le rayon R_B du culot du cône, et s la longueur mouillée du cône (figure 4.49). Sur la figure 4.51, le rapport $(P_b/P_\infty)/Re_c$ est tracé en fonction de Re_c , avec P_b la pression mesurée au culot et P_∞ la pression amont. La corrélation semble là encore très bien fonctionner, et ne fait intervenir que des paramètres connus *a priori*.

L'étude numérique faite par Gorshkov [44] d'un culot plan 2D donne des résultats supplémentaires, dans le domaine des bas Reynolds. La figure 4.52 montre l'évolution de la pression calculée au centre du culot 2D et au point de recollement fluide, en fonction du nombre de Reynolds $Re_{\infty, H}$ basé sur la demi-hauteur du culot ($H = 3,81 \times 10^{-3}$ m). Les deux pressions sont directement liées, puisque l'écoulement au centre du culot vient du point de recollement fluide. L'écart entre les deux pressions augmente avec $Re_{\infty, H}$, *i.e.* avec la longueur de la zone de recirculation. Pour des valeurs de $Re_{\infty, H}$ supérieures à 800, la pression au culot diminue quand $Re_{\infty, H}$ augmente, ce qui rejoint les résultats de Bulmer [57]. Pour des valeurs de $Re_{\infty, H}$ inférieures à 800, la pression au culot augmente avec $Re_{\infty, H}$, et l'écoulement semble correspondre à la région 1 du graphique de la figure 4.48. Toutefois, les simulations étant réalisées avec un modèle laminaire, cette inversion de l'évolution de la pression ne peut pas s'expliquer par la présence de turbulence dans le sillage. Selon Gorshkov [44], au-delà de $Re_{\infty, H} = 800$, lorsque $Re_{\infty, H}$ augmente, le nombre de Mach dans la couche limite devant l'arête augmente, ce qui produit une détente plus forte et une pression plus faible dans la recirculation. Pour des valeurs de $Re_{\infty, H}$ inférieures à 800, les phénomènes visqueux

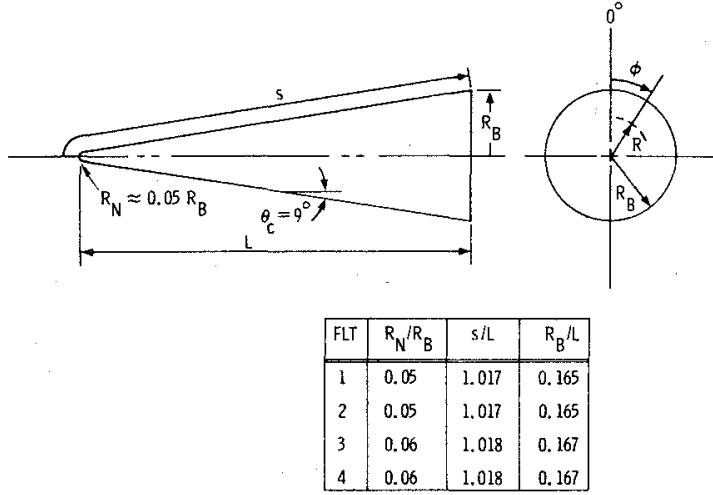
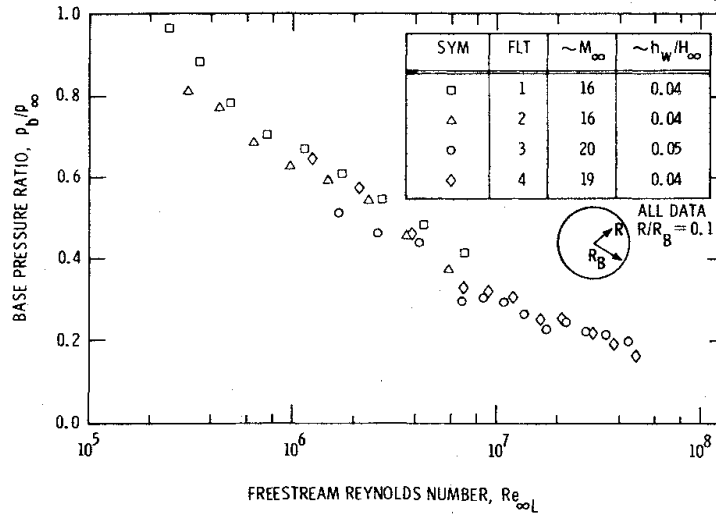


FIGURE 4.49. – Géométrie des cônes émoussés étudiés dans l'étude de Bulmer [57]


 FIGURE 4.50. – Evolution de la pression au culot d'un cône émoussé en fonction du nombre de Reynolds incident $Re_{\infty L}$, basé sur la longueur L du cône [57]

prédomineraient dans la région arrière, et la détente au passage de l'arête ne se produirait pas, ce qui expliquerait l'augmentation de la pression au culot avec $Re_{\infty, H}$.

Dans leur expérience sur la géométrie de Mars Pathfinder, Horvath et Hannemann [52] mesurent, à la surface du cône émoussé et du dard, un coefficient de pression C_p constant quelle que soit la valeur du Reynolds $Re_{\infty, d}$, basé sur le diamètre $d = 15,2 \times 10^{-4}$ m du cône. Sur la figure 4.53, qui montre cette évolution, les points aux abscisses $S/R_n = 3$ et $S/R_n = 9,5$ correspondent aux parties décollées de l'écoulement. L'augmentation de Reynolds à Mach constant ne peut se faire qu'en augmentant la vitesse ; ainsi, un C_p constant implique une augmentation de la pression avec $Re_{\infty, d}$. Ce résultat semble correspondre à la région 3 du graphique de la figure 4.48, ce qui est en accord avec les observations de Horvath et Hannemann [52], selon lesquelles l'écoulement est turbulent sur l'arrière du cône.

Les calculs de la base de donnée MISTRAL mettent également en évidence l'impact du point de vol sur la distribution de pression dans le cas d'écoulement décollés avec recollement fluide et avec recollement solide. Ainsi, sur la figure 4.54, on constate une augmentation de la pression au culot entre les points de vol A3 ($M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), A2 ($M_\infty = 15$, $Re_\infty = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et A1 ($M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$). Cette augmentation de la pression avec

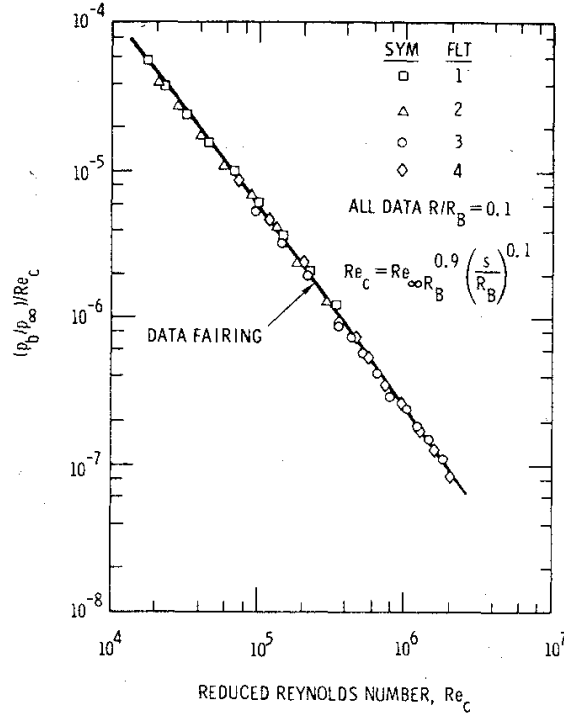


FIGURE 4.51. – Corrélation entre la pression mesurée au culot P_b , adimensionnée par la pression amont P_∞ , et le nombre de Reynolds réduit Re_c [57, 58]

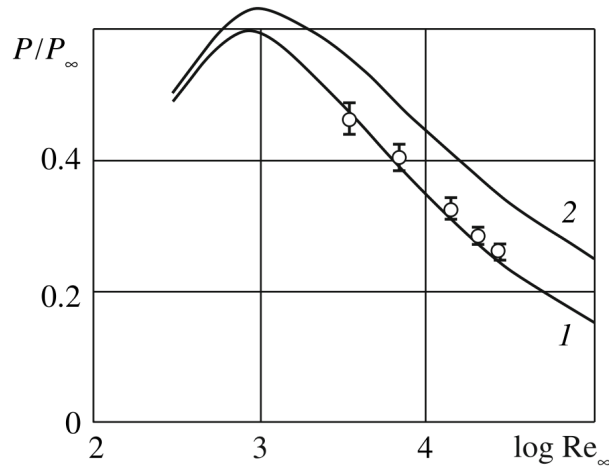


FIGURE 4.52. – Évolution de la pression au centre d'un culot plat 2D (1) et au point de recollement fluide (2) en fonction de $Re_{\infty,H}$ [44]

le Reynolds incident est conforme aux prévisions de Bertin dans le cas d'un écoulement laminaire (région 1 sur la figure 4.48).

Enfin, le lien entre point de vol et pression dans le cas du recollement solide a été étudié uniquement par Horvath et Hannemann sur l'arrière-corps de Mars Pathfinder [52]. Cette étude conclut à l'indépendance du C_p par rapport au Re_∞ . Dans la base de données MISTRAL, des écoulements décollés avec recollement solides ont été observés pour deux points de vol, PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) (voir tableau 4.1), sur des géométries de cône tronqué (voir figure 4.30). La figure 4.55 montre la distribution de C_p au point de recollement sur la paroi interne d'un cône tronqué, pour les deux points de vol. Le niveau de C_p au point de recollement est plus élevé pour le point de vol PVC1 que PVC2, ce qui indique une dépendance du C_p au point de vol. Comme le Re_∞ varie très peu

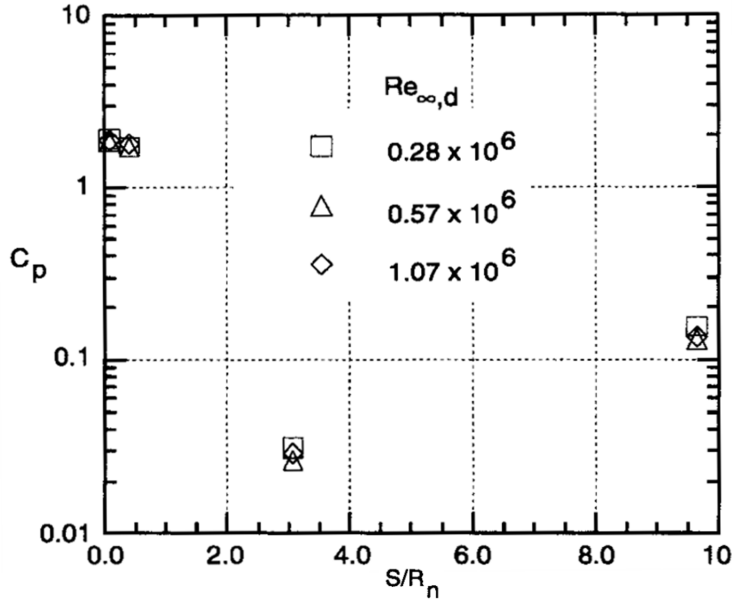


FIGURE 4.53. – Évolution de la pression mesurée sur un cône émoussé tenu par un dard cylindrique, pour trois valeurs de $Re_{\infty,d}$ (basé sur le diamètre $d = 15,2 \times 10^{-4}$ m du cône), en fonction de l'abscisse curviligne S adimensionnée par le rayon de nez de la maquette R_n [52]

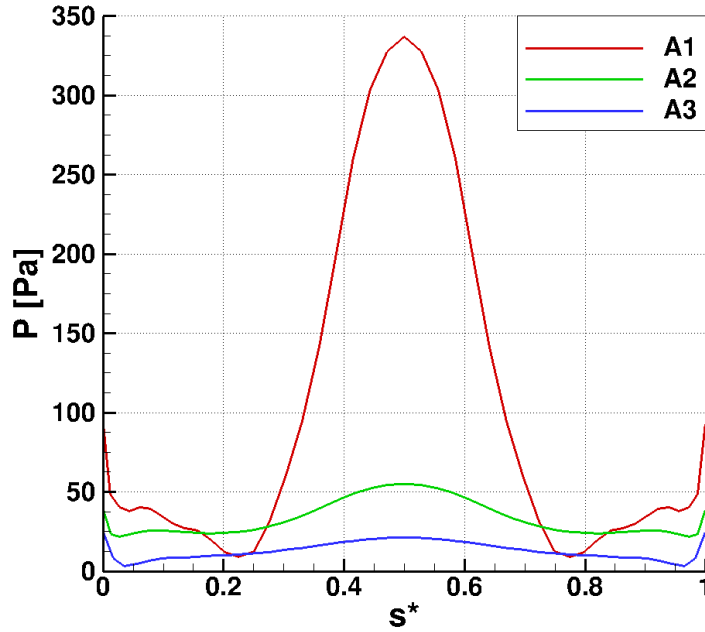


FIGURE 4.54. – Pression le long du culot du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$) pour les points de vol A1 ($M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), A2 ($M_\infty = 15$, $Re_\infty = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et A3 ($M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

entre les points de vol PVC1 et PVC2, cette variation de C_p semble plutôt due à la variation de M_∞ entre les deux points de vol. De plus, la forme de la distribution change entre les deux points de vol, et le maximum local de C_p pour PVC1 se situe sur le plan de symétrie $y = 0$ de la géométrie, ce qui n'est pas le cas pour PVC2. Ceci semble indiquer que le point de vol a également un impact sur la topologie de l'écoulement autour du cône, et notamment sur les effets 3D.

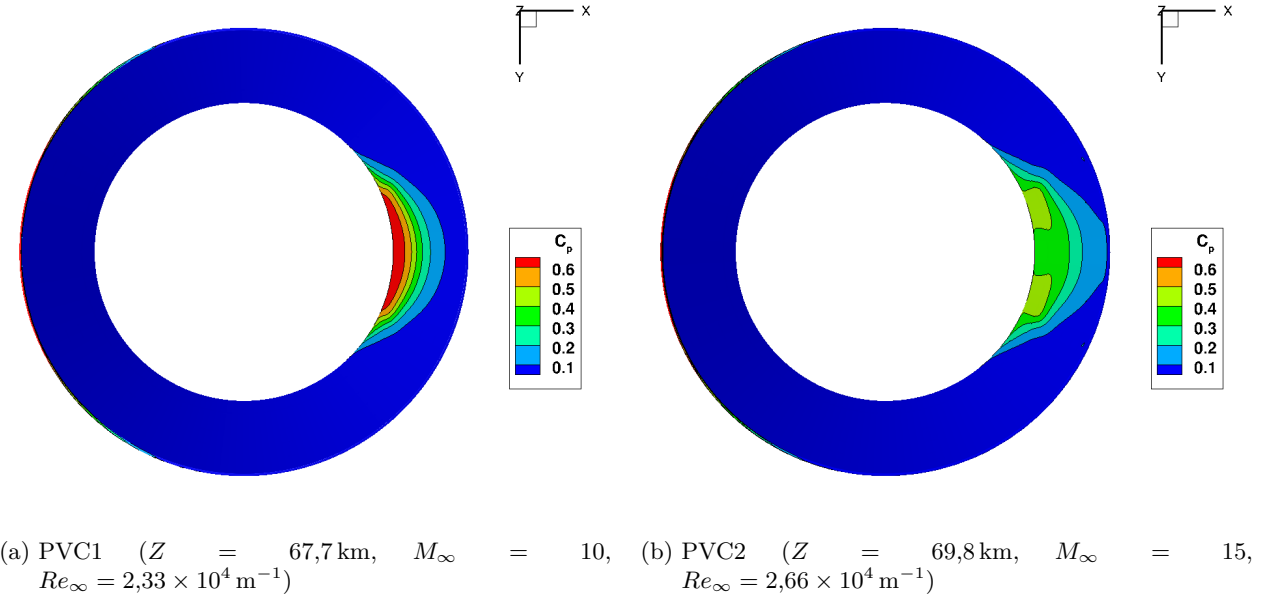


FIGURE 4.55. – Coefficient de pression sur la paroi interne d'un cône tronqué (géométrie 1, $\alpha = 0^\circ$), aux points de vol PVC1 (a) et PVC2 (b)

2.3.3. Influence du point de vol sur le flux de chaleur dû à un écoulement décollé

Le nombre de Reynolds incident a également une influence sur le flux de chaleur, même s'il est difficile de dégager une tendance claire. Ainsi, dans l'expérience de Zappa et Reinecke [41] sur cinq géométries de cônes émoussés à $M_\infty = 11,5$, l'augmentation du Reynolds incident Re_∞ de 1×10^5 à $8,3 \times 10^5$ entraîne une diminution du flux de chaleur à la paroi dans les zones à l'ombre. Cette diminution est modérée pour le culot, où l'écoulement est décollé (figure 4.56 (a)), mais est plus marquée pour les parois où l'écoulement est attaché (figure 4.56 (b)) : pour certaines incidences, le flux de chaleur y est divisé par 4.

À l'inverse, Rom *et al.* [50] ont observé une augmentation du flux de chaleur maximal sur un culot plat 2D avec recollement fluide lorsque Re_∞ augmente. Ils en ont déduit une corrélation entre le flux maximal q_{max} et le paramètre $\frac{L}{h \sqrt{Re_{\infty,L}}}$:

$$q_{max}/q_{f.p.} = A \left(\frac{h \sqrt{Re_{\infty,L}}}{L} \right)^n \quad (4.3)$$

où $q_{f.p.}$ est le flux de chaleur de l'écoulement attaché correspondant. Les valeurs de A et n dépendent du cas considéré, et dans tous les cas, $n > 1$.

Concernant les résultats des simulations MISTRAL, la figure 4.57 présente la distribution de flux de chaleur total, adimensionné par le flux de chaleur total au point d'arrêt, le long du culot pour le cylindre de longueur $L = 3 \text{ m}$ à un angle d'attaque $\alpha = 0^\circ$, pour les points de vol A1 ($Z = 40 \text{ km}$, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), A2 ($Z = 58 \text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et A3 ($Z = 70 \text{ km}$, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$). On observe une augmentation globale du flux de chaleur au culot lorsque Re_∞ augmente. De plus, pour le point de vol A1, le flux de chaleur total au centre du culot atteint 15 % du flux de chaleur total au point d'arrêt. Ceci confirme les résultats de Rom *et al.* [50], et semble contradictoire avec les résultats de Zappa et Reinecke [41]. Toutefois, il faut tenir compte du fait que les calculs de la base de données MISTRAL sont réalisés sans modèles de turbulence, tandis qu'aucune indication n'est donnée par Zappa et Reinecke sur le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement. De plus, les résultats de Rom *et al.* ont été

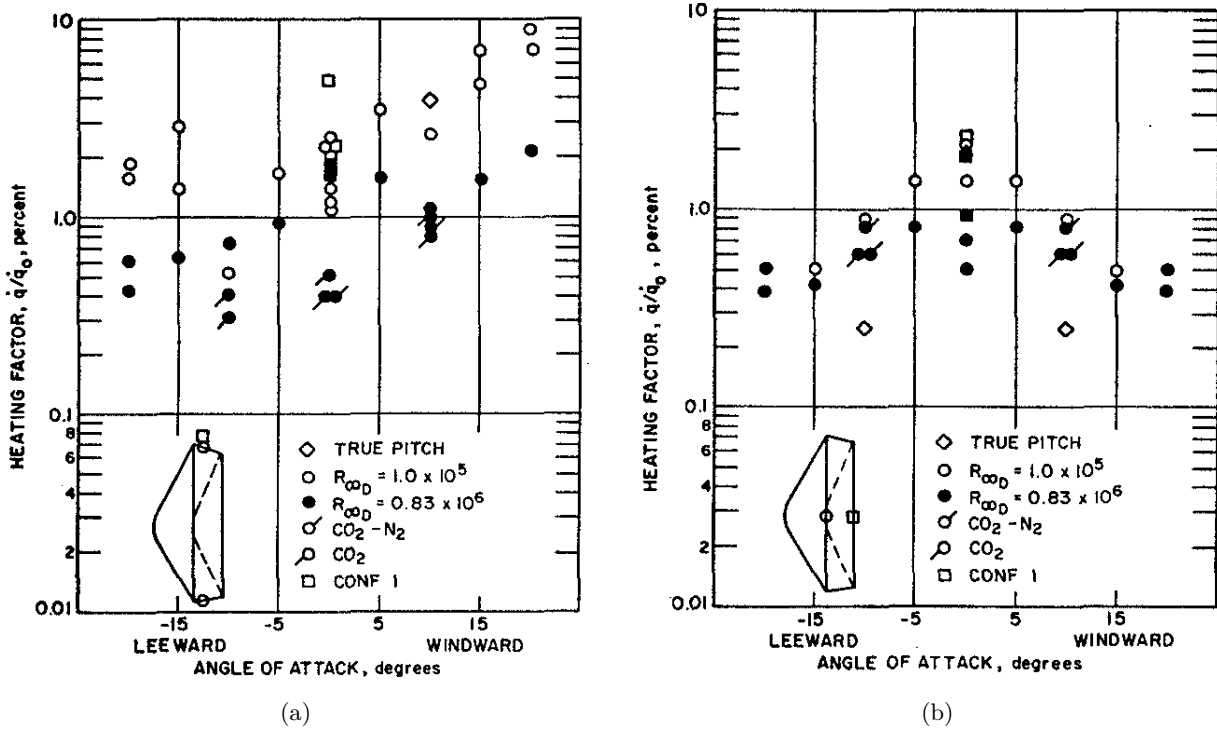


FIGURE 4.56. – Flux de chaleur total mesuré sur la partie conique (a) et au culot (b) des configurations 1 (carrés) et 2 (cercles) de l'étude de Zappa et Reinecke, adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt d'une sphère de rayon équivalent [41]

obtenus pour des nombres de Mach incidents de 1,1 et 2,3, alors que les nombres de Mach incidents de la base de donnée MISTRAL sont compris entre 9 et 20.

Le profil du flux de chaleur le long du culot est également affectée par le point de vol : la distribution n'est plus axisymétrique pour le point A1, et des pics de flux secondaires apparaissent de part et d'autre du flux principal. Rom *et al.* [50] avaient observé les mêmes pics sur un culot 2D plan (voire figure 4.58). Les auteurs estimaient que ces maxima secondaires étaient dus à la transition laminaire-turbulent, qui aurait eu lieu dans le sillage. Mais cette explication n'est pas valable ici, car les simulations considérées sont réalisées sans modèle de turbulence, et le maillage dans la zone de recirculation est trop grossier pour résoudre les échelles de la turbulence (la taille de maille est environ 100 fois plus grande que la dimension de Kolmogorov). L'apparition des pics de flux secondaires semble donc uniquement due à l'influence de Re_{∞} .

D'après Rom *et al.* [50], la corrélation de l'équation 4.3, qui indique une augmentation du flux de chaleur maximal avec Re_{∞} , est également valable dans le cas d'écoulements décollés avec recollement solide (marches descendantes 2D et axisymétrique). Hollis et Perkins [51] et Horvath et Hannemann [52] ont également observé ce résultat. Ainsi, Hollis et Perkins [51] mesurent une augmentation du flux de chaleur à la paroi à la fois au niveau du point de recollement solide sur le dard, et dans la totalité de la zone de recirculation, lorsque Re_{∞} augmente (figure 4.29). Horvath et Hannemann [52] ont mesuré la même évolution, dans des proportions moindres (figure 4.59). Dans ces deux expériences, les auteurs estiment que l'écoulement dans la zone de recirculation est turbulent, mais les simulations numériques réalisées par Hollis et Perkins [51] avec un modèle laminaire prédisent également une augmentation du flux avec le Reynolds (figure 4.60).

Rom et Seginer [59] ont eux aussi étudié l'influence de Re_{∞} sur le flux de chaleur à la paroi dans des écoulements laminaires décollés derrière une marche descendante, donc avec recollement solide. La figure 4.61 présente la géométrie considérée ainsi que la topologie de l'écoulement et l'allure générique des distributions de pression et de flux de chaleur à la paroi. La figure 4.62

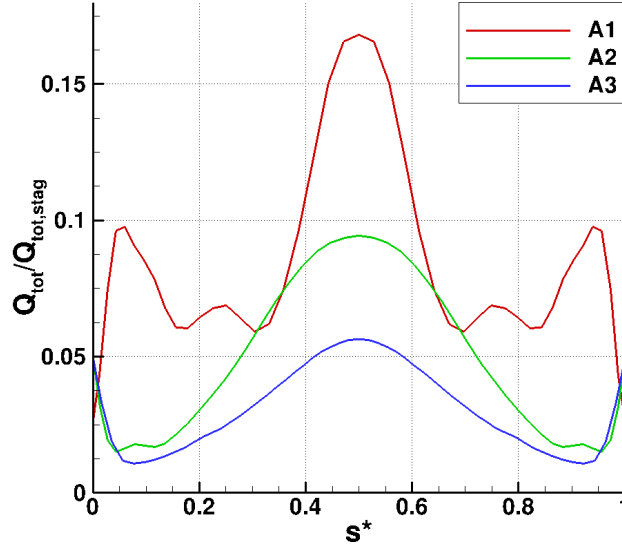


FIGURE 4.57. – Flux de chaleur total adimensionné par le flux au point d'arrêt le long du culot du cylindre de longueur $L = 3$ m, de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$) pour les points de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), A2 ($Z = 58$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

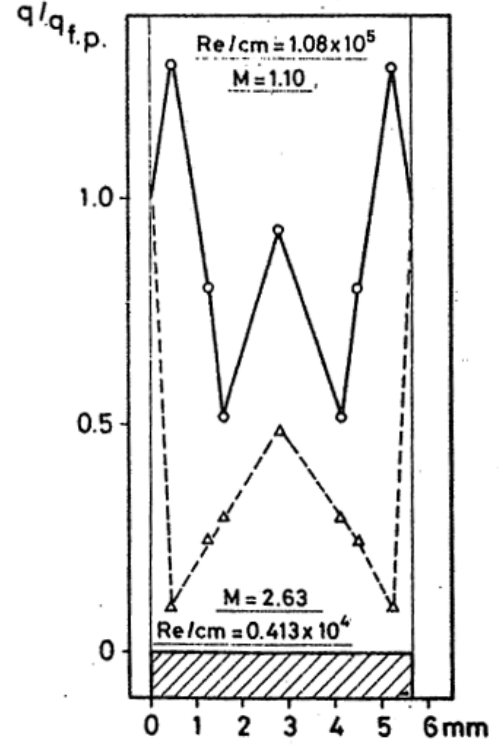


FIGURE 4.58. – Flux de chaleur pariétal mesuré sur la hauteur d'un culot plat 2D, adimensionné par le flux $q_{f.p.}$ mesuré directement en aval du bord d'attaque d'une plaque plane parallèle à l'écoulement [50]

montre l'évolution du flux de chaleur à la paroi derrière le décollement, adimensionné par le flux de chaleur de l'écoulement attaché correspondant, pour des valeurs de $Re_{\infty,L}$ comprises entre 2×10^3 et 2×10^5 , L étant la longueur de la surface plane en amont de la marche. Sur ces deux figures, l'abscisse x_{sh} correspond au point où la zone de mélange atteint la paroi, et l'abscisse x_r est celle du point de recollement. La figure 4.62 met en évidence l'augmentation du flux de chaleur à la paroi dans des écoulements décollés lorsque $Re_{\infty,L}$. Les auteurs ont également observé l'impact du paramètre $\frac{L}{h \sqrt{Re_{\infty,L}}}$, avec h la hauteur de la marche. Ce paramètre est lié à l'épaisseur de la couche limite au niveau du décollement, et contrôle la nature du recollement solide derrière la marche : si $\frac{L}{h \sqrt{Re_{\infty,L}}} > 0,067$ (ce qui dans cette étude correspond à $Re_{\infty,L} < 1,9 \times 10^4$), le recollement solide se fait progressivement, et on n'observe pas de pic de flux de chaleur (trait plein sur la figure 4.61). En dessous de cette valeur, le recollement solide entraîne une augmentation brutale de la pression et de la température, et le pic de flux de chaleur apparaît (trait en pointillés sur la figure 4.61).

En reprenant les résultats MISTRAL pour les cônes tronqués pour les points de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) (figure 4.63), on observe également une légère augmentation du flux de chaleur

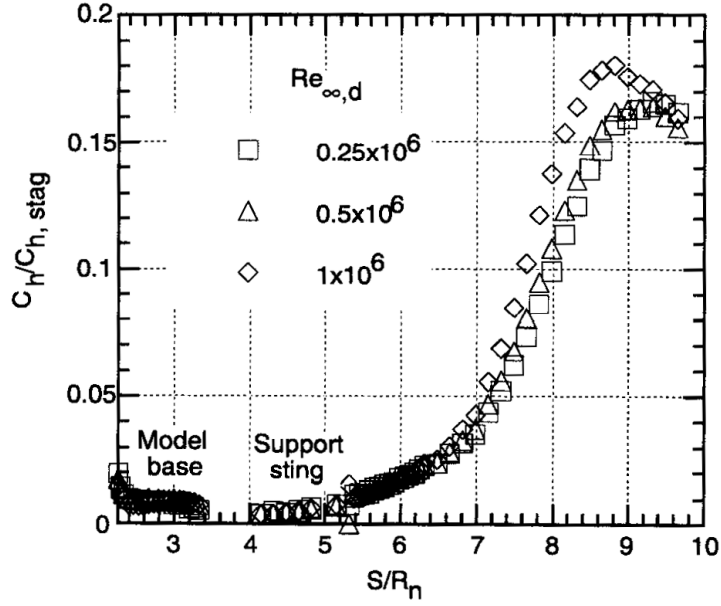


FIGURE 4.59. – Nombre de Stanton C_h mesuré sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé, adimensionné par le nombre de Stanton au point d'arrêt $C_{h,stag}$ [52]

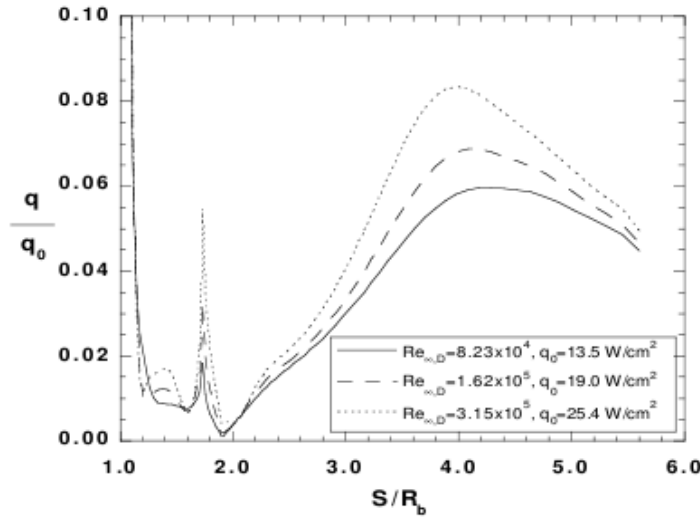


FIGURE 4.60. – Flux de chaleur calculé sur l'arrière-corps et le dard cylindrique d'un cône émoussé, adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt [51]

totale adimensionné au point de recollement solide en passant du point PVC2 au point PVC1. Ceci correspond à une augmentation de Re_∞ mais également à une diminution de M_∞ , et les effets de ces deux nombres ne peuvent pas être décorrélés. La distribution de flux de chaleur au point de recollement est également modifiée, ce qui confirme que le changement de point de vol modifie la topologie de l'écoulement autour du cône.

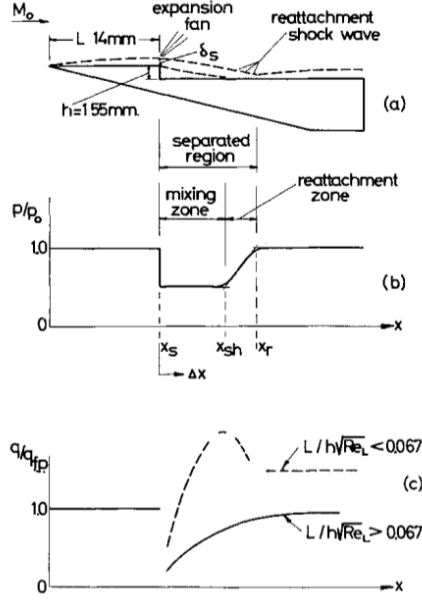


FIGURE 4.61. – Écoulement laminaire décollé derrière une marche : (a) topologie de l'écoulement ; (b) allure de la distribution de pression ; (c) allure de la distribution de flux de chaleur [59]

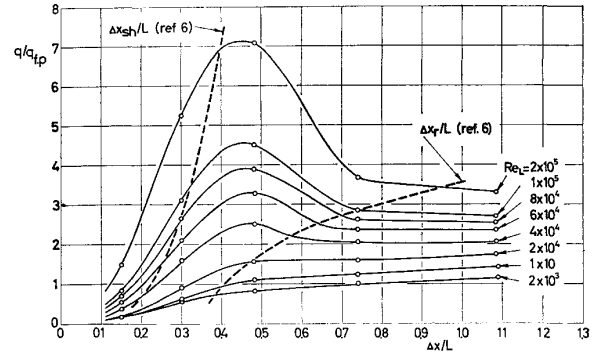
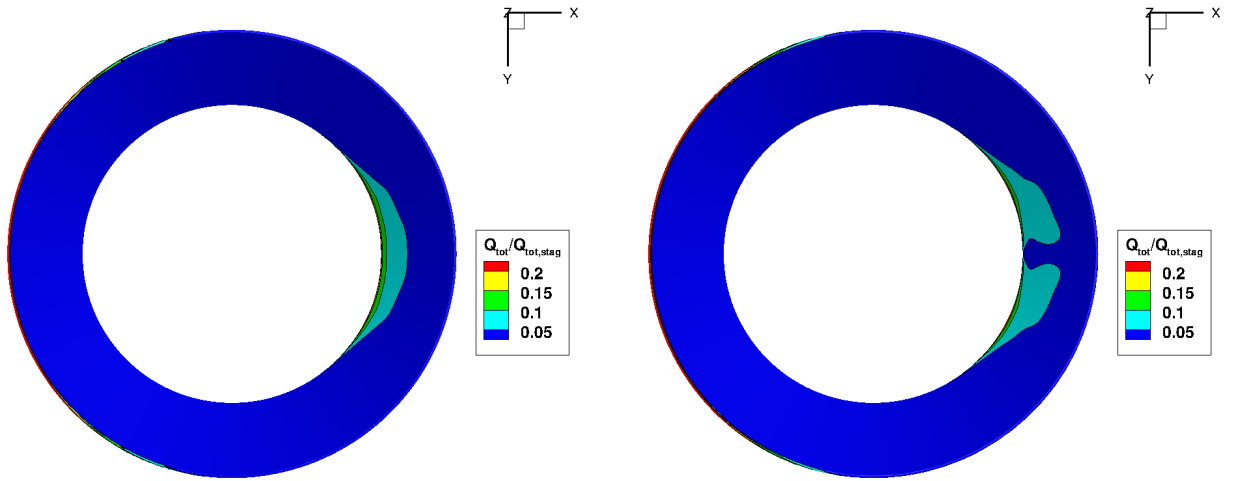


FIGURE 4.62. – Flux de chaleur mesuré derrière une marche descendante, adimensionné par le flux $q_{f.p.}$ mesuré directement en aval du bord d'attaque d'une plaque plane parallèle à l'écoulement, pour des nombres de Reynolds compris entre $Re_\infty = 2 \times 10^3$ et 2×10^5 et des nombres de Mach compris entre $M_\infty = 1,5$ et $2,5$ [59]



(a) PVC1 ($Z = 67,7 \text{ km}$, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) (b) PVC2 ($Z = 69,8 \text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

FIGURE 4.63. – Flux de chaleur total adimensionné par le flux au point d'arrêt, sur la paroi interne d'un cône tronqué (géométrie n° 1, $\alpha = 0^\circ$), pour points de vol PVC1 (a) et PVC2 (b)

2.4. Influence de l'angle d'attaque sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées

Les travaux de Zappa et Reinecke [41] ont mis en évidence l'impact de l'angle d'attaque sur le flux de chaleur à la paroi dû à un écoulement décollé avec recollement fluide. On rappelle ici brièvement cette expérience déjà présentée dans la section 1 : les auteurs ont mesuré le flux de chaleur au culot de différentes maquettes de capsules de rentrée (figure 4.64) à l'aide de 3 capteurs, un au centre du culot et deux décentrés, placés de manière symétrique. Ce placement permet d'obtenir en une seule mesure le flux de chaleur pour deux angles d'attaque différents, un positif et un négatif, selon le capteur considéré.

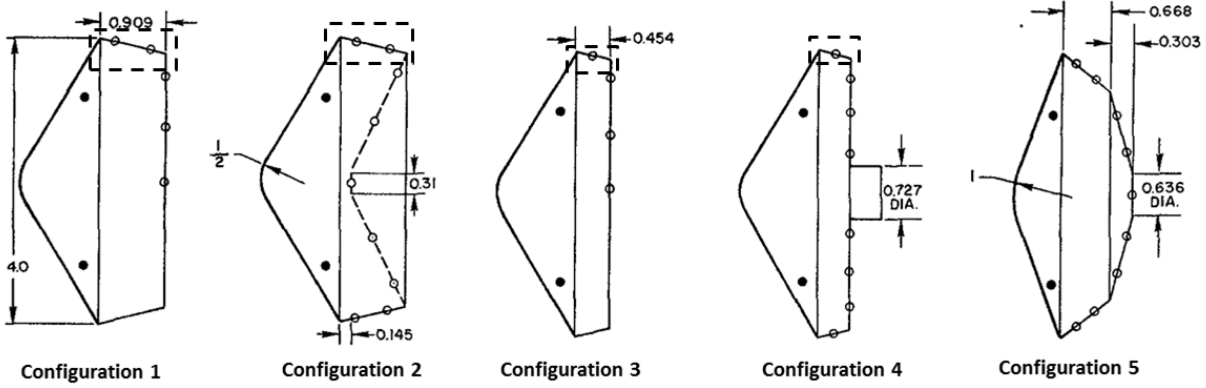


FIGURE 4.64. – Configurations de cônes émoussés étudiées en souffleries dans [41] (dimensions en pouce)

La figure 4.65 présente le flux de chaleur à la paroi mesuré pour les différents capteurs en fonction de l'angle d'attaque. Concernant le centre du culot (graphique de gauche sur la figure 4.65), le flux de chaleur à la paroi est maximal pour une incidence nulle, et diminue dès que l'angle d'attaque s'éloigne de 0. Ce phénomène pourrait s'expliquer par le fait que lorsque l'incidence est non-nulle, le « point d'arrêt » de la zone de recirculation ne se situe plus au centre du culot, et le maximum de chaleur observé à cet endroit disparaît. Concernant les capteurs situés vers la périphérie du culot (graphique de droite sur la figure 4.65), la corrélation entre le flux de chaleur et l'angle d'incidence est moins forte. Toutefois, on constate une diminution globale du flux de chaleur côté *windward* et une augmentation côté *leeward* quand l'angle d'incidence augmente. Cela pourrait s'expliquer par la déviation plus forte subie par le fluide côté *leeward* au niveau du point de recollement. En effet, cette déviation est à l'origine de l'augmentation de température au point de recollement, ce qui injecte de l'air chaud dans la recirculation. Sous incidence, la déviation est plus forte côté *leeward*, l'air y est plus chauffé, et la zone de recirculation serait donc plus chaude de ce côté, ce qui se traduirait par un flux de chaleur à la paroi plus élevé. À l'inverse, la déviation du fluide côté *windward* est plus faible, et peut causer la diminution du flux de chaleur observée quand l'incidence augmente.

Cette évolution se retrouve également dans les résultats des calculs MISTRAL. Les figures 4.66 (a) et (b) montrent respectivement les distributions de C_p et de flux de chaleur adimensionné le long du culot d'un cylindre de longueur $L = 1$ m et de diamètre $D = 1$ m, au point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), pour des valeurs de α comprises entre 0 et 45°. Au-delà de 45°, l'écoulement est attaché sur le culot. Le principal effet de l'angle d'attaque est de diminuer globalement les niveaux de C_p et de flux de chaleur sur le culot. Cette diminution semble due au rétrécissement de la zone de recirculation et à des tourbillons moins structurés que pour $\alpha = 0^\circ$. En outre, les pics secondaires de C_p , visibles pour $\alpha = 0^\circ$, disparaissent quand α augmente. Le pic central est encore visible pour $\alpha = 15^\circ$ mais est déplacé légèrement vers le bas. La distribution de flux de chaleur est plus fortement affectée par l'augmentation de α , comme on peut le voir sur la figure 4.67 : le maximum global a disparu, et deux maxima locaux sont apparus de part et d'autre du plan de symétrie $y = 0$, du côté de l'extrados ($z > 0$), ce qui est en accord

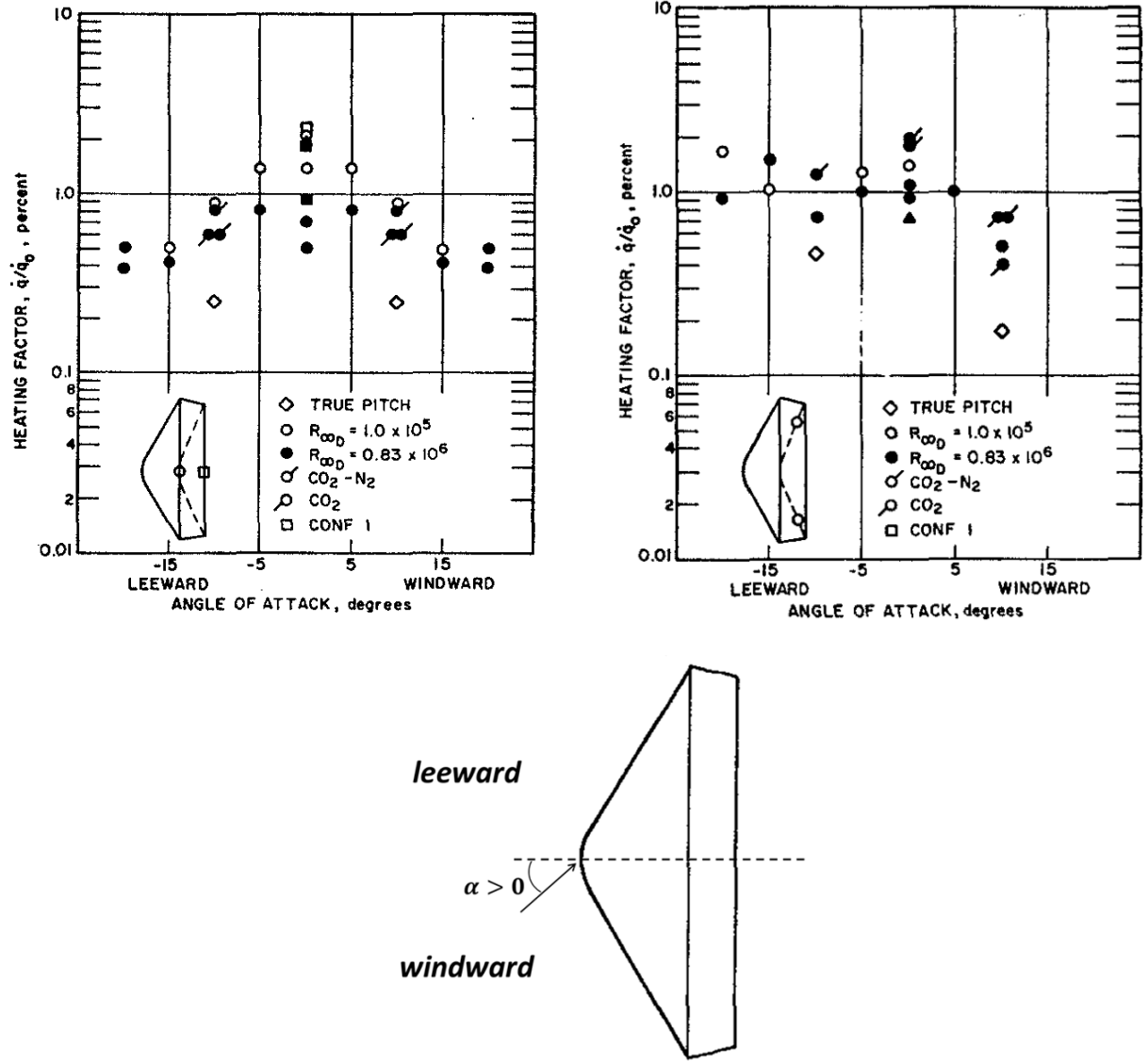


FIGURE 4.65. – Flux de chaleur total mesuré au centre du culot (à gauche) et près de la périphérie du culot (à droite), adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt d'une sphère de rayon équivalent, pour les configurations 1 (carrés) et 2 (cercles) de l'étude de Zappa et Reinecke, adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt d'une sphère de rayon équivalent [41]

avec les observations de Zappa et Reinecke [41]. Toutefois, le flux de chaleur maximal reste tout de même très faible, de l'ordre de 2 % du flux de chaleur au point d'arrêt. Il est donc possible de se limiter aux incidences inférieures à 15° pour modéliser les distributions de C_p et de flux de chaleur dues aux écoulements décollés avec recollement fluide. Cette plage d'angle d'incidence est la même que celle retenue pour la modélisation du C_p et du flux de chaleur dus aux écoulements à l'ombre attachés.

Dans le cas d'un recollement solide, Horvath et Hannemann [52] ont fait varier l'angle d'attaque d'un cône émoussé, pour étudier l'impact sur le flux de chaleur pariétal du culot et du dard. La figure 4.68 présente les mesures obtenues pour des valeurs de α de 0° , 20° et -20° . Le schéma sur la figure indique la convention de signe pour l'angle d'attaque, et la position des capteurs de flux de chaleur (traits noirs épais). Ceux-ci se trouvent sur le côté *leeward* pour $\alpha = 20^\circ$, et sur le côté *windward* pour $\alpha = -20^\circ$. Le graphique montre qu'un angle d'attaque positif a pour effet de diminuer le flux de chaleur sur la partie supérieure du dard et du culot (*leeward*), soit

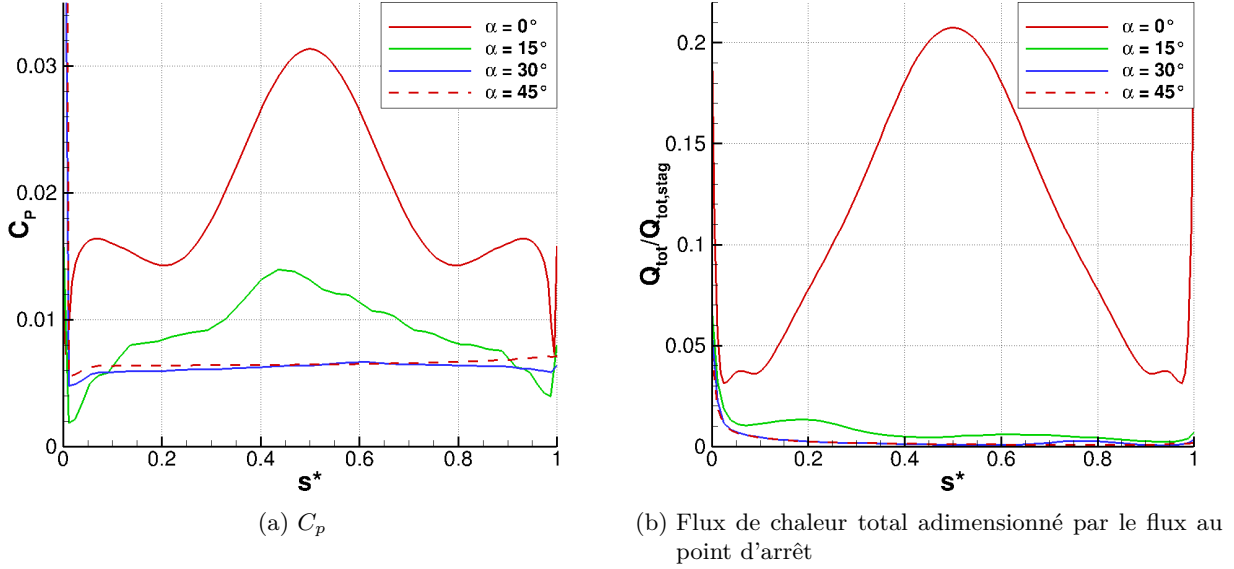


FIGURE 4.66. – Effet de l'angle d'attaque sur le C_p (a) et flux de chaleur adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du culot du cylindre de longueur $L = 1$ m et de diamètre $D = 1$ m, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

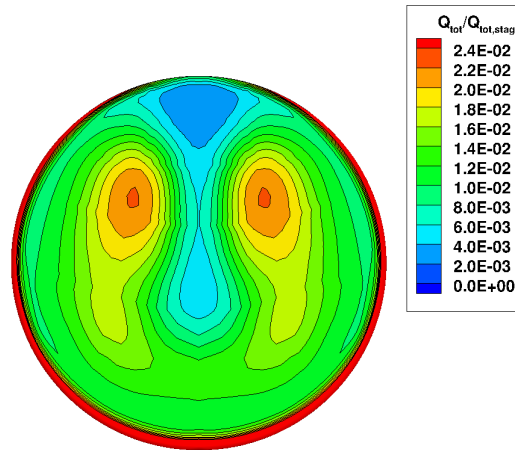


FIGURE 4.67. – Flux de chaleur total adimensionné au culot du cylindre de longueur $L = 1$ m, de diamètre $D = 1$ m, avec un angle d'incidence $\alpha = 15^\circ$, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

l'évolution inverse du cas avec recollement fluide, étudié par Zappa et Reinecke [41]. Le point de recollement solide sur le dard est également déplacé vers l'aval, et le pic de chaleur est moins élevé. Inversement, un angle d'attaque négatif rapproche le point de recollement et augmente le flux de chaleur à la paroi supérieure (*windward*). Là encore, l'évolution se fait en sens inverse du cas sans dard. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que pour un recollement solide, le fluide ne prend pas la direction de l'écoulement incident, mais celle de la paroi. Le fluide qui subit la plus forte déviation est donc celui du côté *windward*, et non plus du côté *leeward* comme dans le cas avec recollement fluide. Là encore, cette déviation augmente la température du point chaud au niveau du recollement, et donc la température dans la zone de recirculation, qui vient chauffer

le culot. L'augmentation du flux de chaleur sur la partie *windward* se retrouve donc à la fois sur le dard et au culot.

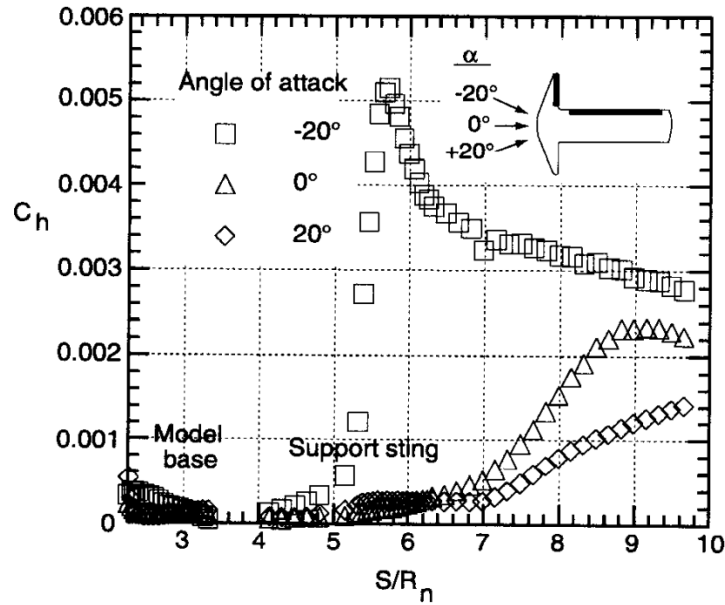


FIGURE 4.68. – Évolution du nombre de Stanton sur le culot et le dard d'un cône émoussé, en fonction de l'angle d'attaque [52]

La base de données de résultats MISTRAL ne permet pas d'étudier l'influence de α dans le cas d'un écoulement décollé avec recollement solide, car ce type d'écoulement n'a été observé que pour $\alpha = 0^\circ$ dans le cas des cônes tronqués.

2.5. Influence de la géométrie sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées

Les résultats de la littérature mettent en évidence l'influence de deux paramètres géométriques sur les écoulements décollés et les grandeurs pariétales : le rayon de nez R_n et le rayon de l'arête en amont du décollement R_a (section 2.5.1). L'étude des résultats de simulations MISTRAL a en outre permis d'étudier la différence de C_p et de flux de chaleur au culot entre un cylindre, une boîte et une plaque plane (section 2.5.2), l'influence de la longueur de l'objet sur les grandeurs pariétales au culot (section 2.5.3), et l'influence de la géométrie d'un cône tronqué sur les grandeurs pariétales au point de recollement solide (section 2.5.4).

2.5.1. Influence du rayon de nez R_n et du rayon d'arête R_a sur la topologie des écoulements décollés et les grandeurs pariétales associées

Comme indiqué dans la section 1.4, le rayon de nez R_n de l'objet impacte directement la forme du choc de tête et la couche d'entropie à la paroi, dans le cas d'écoulements attachés. Bulmer [57] a observé que le rayon de nez impactait également la pression à la paroi du culot, dans le cas d'écoulements décollés avec recollement fluide. En étudiant la pression au culot de cônes ayant des rayons de nez différents (figure 4.69), et en comparant ses résultats avec d'autres études similaires (figure 4.70), il en a déduit qu'une augmentation du rapport R_n/R_{culot} avait pour effet de diminuer la pression au culot, sans toutefois proposer d'explication détaillée à ce phénomène.

Le rayon de courbure R_a de l'arête aval de l'objet, là où se produit le décollement de couche limite, a également une influence sur la topologie de l'écoulement et les grandeurs pariétales associées. Ainsi, Walpot *et al.* [43] ont comparé les résultats de leur étude de l'écoulement autour de la capsule de rentrée AS-202 avec ceux de Kruse [53] sur des géométries similaires. Le rayon de courbure de l'arête aval R_a était nul pour les géométries de Kruse, ce qui produit une détente

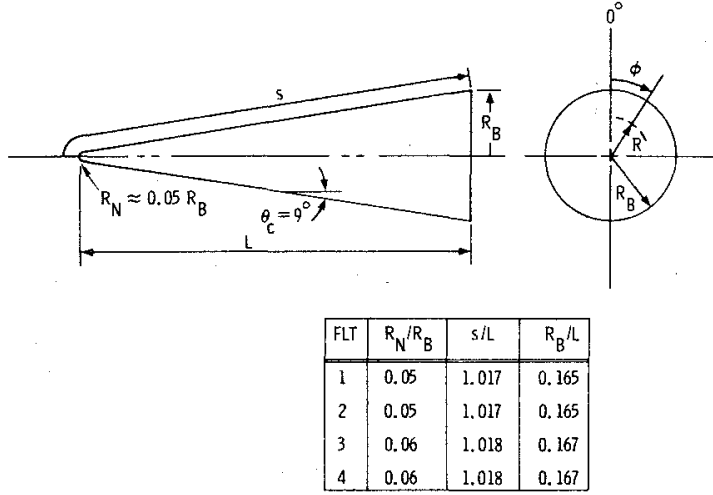


FIGURE 4.69. – Géométrie des cônes émoussés étudiés par Bulmer [57]

centrée, alors qu'il est non-nul sur la capsule AS-202, ce qui cause une détente plus graduelle de l'écoulement au passage de l'arête. Walpot *et al.* ont observé que pour les mêmes conditions incidentes, l'écoulement décollait sur la géométrie d'AS-202, et pas sur celle de Kruse. Ils en ont déduit qu'un rayon R_a non nul facilitait le décollement de la couche limite au passage de l'arête.

Ce résultat peut paraître contradictoire avec ceux d'O'Byrne [47], qui a étudié expérimentalement et numériquement l'écoulement décollé avec recollement solide à l'arrière d'un cône tenu par un dard. Dans cette étude, le Mach incident est de 8, pour des Reynolds compris entre 3×10^6 et 4×10^6 et un angle d'attaque nul. Quatre géométries ont été étudiées, avec des valeurs différentes pour le rayon de courbure R_a de l'arête du culot : $R_a = 0$ mm (arête pointue), $R_a = 1$ mm, $R_a = 3$ mm et $R_a = 6$ mm (figure 4.71). La figure 4.72 montre des visualisations de l'écoulement à l'arrière du cône, obtenues par fluorescence induite par laser (PLIF) pour les quatre configurations. Sur les quatre images, on distingue la zone de détente au niveau de l'arête, en gris clair, ainsi que le choc de séparation et le choc de recompression. Lorsque R_a augmente, la zone de détente s'élargit et se déplace vers l'amont, le point de décollement descend le long de l'arête, et la longueur de la zone de recirculation augmente. Comme le point de décollement est plus bas pour $R_a > 0$, la zone de mélange est moins inclinée, la déviation subie par l'écoulement au passage de l'arête est moins importante, et la détente est donc moins forte quand R_a augmente, ce qui se traduit par une température et une pression plus élevée dans la zone de recirculation. Le choc de séparation, situé sous la zone de détente, est donc plus faible et moins incliné, et coupe le choc de recompression plus en aval, ce qui résulte en un col de sillage plus large et plus en aval que pour $R_a = 0$. Enfin, comme la zone de mélange est moins inclinée, le fluide a moins besoin d'être dévié pour retrouver sa direction initiale au point de recollement, ce qui se traduit par un choc de recompression plus faible et moins incliné.

2.5.2. Comparaison du coefficient de pression et du flux de chaleur au culot des cylindres, des boîtes et des plaques planes

Les résultats disponibles dans la base de données MISTRAL ne permettent pas de faire varier le rayon de nez ou d'arête pour un même type de géométrie. Il est toutefois possible de réaliser des comparaisons entre différentes géométries faisant apparaître des écoulements décollés. Ainsi, la figure 4.73 montre les distributions de C_p et de flux de chaleur le long du culot d'un cylindre (de longueur $L = 1$ m et de diamètre $D = 1$ m), d'un cube (de côté $H = 1$ m) et d'une plaque plane (de longueur et largeur $L = l = 1$ m et d'épaisseur $W = 0,1$ m), au point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) pour $\alpha = 0^\circ$. Ces distributions sont tracées dans le plan de symétrie $y = 0$, le long de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* . La principale différence se situe entre la plaque plane et les deux autres géométries : les pics de C_p et de flux au culot de la plaque

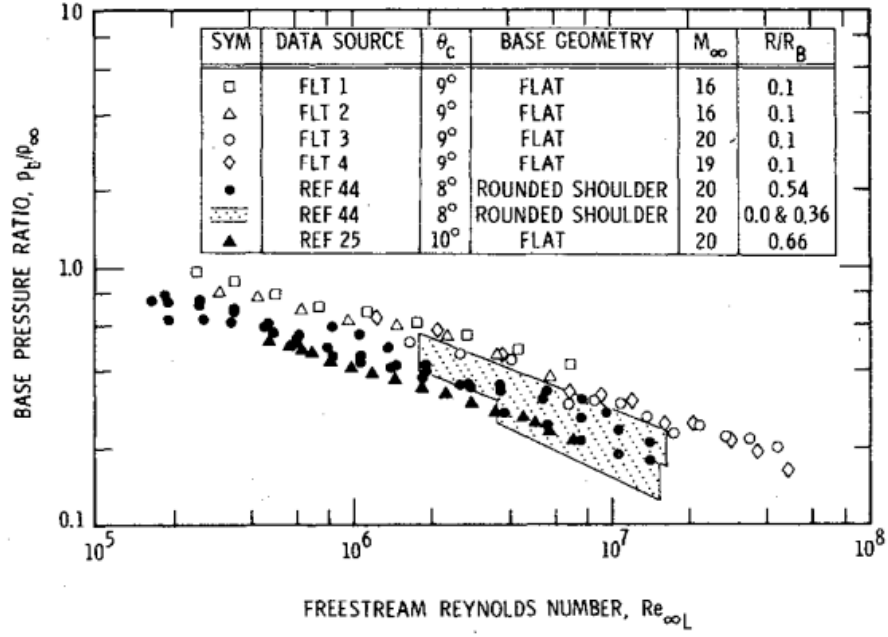


FIGURE 4.70. – Évolution de la pression au culot de cônes émoussés en fonction de Re_∞ pour des géométries différentes [57]

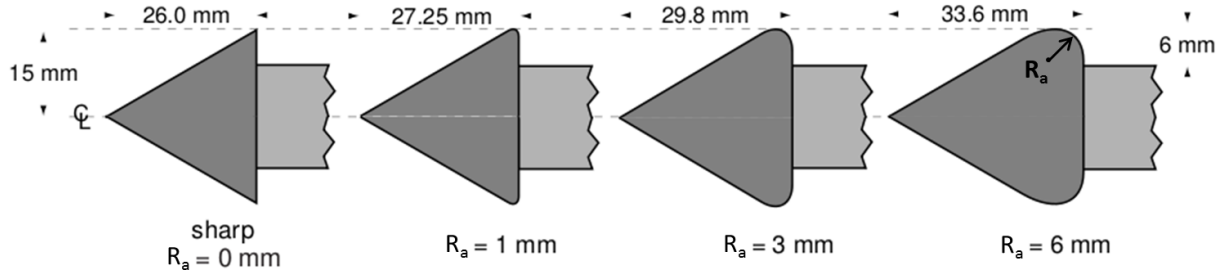


FIGURE 4.71. – Géométries étudiées dans la thèse d'O'Byrne [47]

sont plus plats, du fait de la hauteur de culot trop faible pour que l'air soit refroidi le long de la paroi. De plus, les niveaux maximaux de C_p et de flux de chaleur sont bien plus faibles au culot de la plaque. Ceci est dû au caractère quasi-2D de l'écoulement dans ce cas, qui crée une « ligne de recollement » plutôt qu'un point, comme c'est le cas pour le cylindre et le cube. Le « jet » partant du recollement vers le culot est donc lui aussi réparti le long d'une ligne, et non concentré en un point, ce qui diminue fortement la pression et la température du fluide impactant le centre du culot.

Par ailleurs, le fait que le C_p au culot du cube soit également plus faible que celui au culot du cylindre peut être dû à des effets 3D non identifiés, ou à la différence entre les deux maillages au niveau de l'arête aval : les deux maillages sont grossiers à cet endroit, mais le rayon d'arête R_a est nul pour le cube et pas pour le cylindre. D'après O'Byrne [47], cela doit se traduire par une pression plus élevée au culot et une zone de recirculation plus longue dans le cas du cylindre, ce qui est bien observé ici. Cependant, du fait de la mauvaise qualité des maillages au niveau de l'arête, et du fait que les deux géométries concernées sont différentes, cette observation n'a pas été jugée suffisamment probante pour l'inclure dans la section 2.5.1.

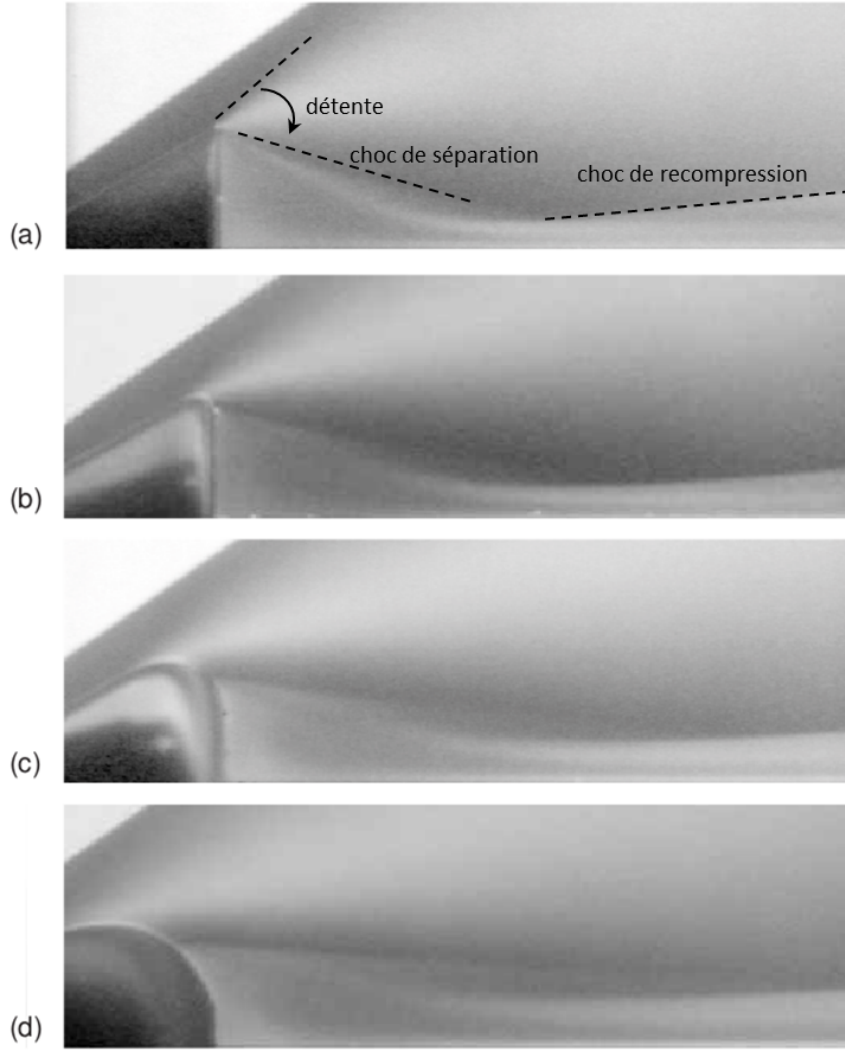


FIGURE 4.72. – Visualisation de l'écoulement par PLIF derrière un cône à $M_\infty = 8$, pour $R_a = 0$ (a), $R_a = 1$ mm (b), $R_a = 3$ mm (c) et $R_a = 6$ mm (d) [47]

2.5.3. Influence de la longueur du cylindre sur l'écoulement décollé avec recollement solide et les grandeurs pariétales correspondantes

La base de données de simulations MISTRAL comporte des cylindres pleins de 3 longueurs différentes : $L = 0,1$ m, $L = 1$ m et $L = 3$ m, tous avec le même diamètre $D = 1$ m. En étudiant les résultats pour ces trois cylindres au point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), on remarque que la longueur de la zone de recirculation diminue quand la longueur du cylindre augmente : 1,3 m pour $L = 0,1$ m, 1,25 m pour $L = 1$ m et 0,96 m pour $L = 3$ m.

La figure 4.74 présente les distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du culot de ces trois cylindres au point de vol A3 avec $\alpha = 0^\circ$. Les distributions de C_p pour les cylindres de longueur $L = 0,1$ m et $L = 1$ m sont relativement semblables, et font apparaître des maxima locaux de part et d'autre du maximum central. La distribution est plus aplatie pour le cylindre de longueur $L = 0,1$ m, et encore plus pour le cylindre de longueur $L = 3$ m.

La longueur du cylindre peut influencer la pression au culot via deux paramètres :

- la pression dans la couche limite juste avant la détente au passage de l'arête aval
- l'épaisseur de la couche limite avant la détente

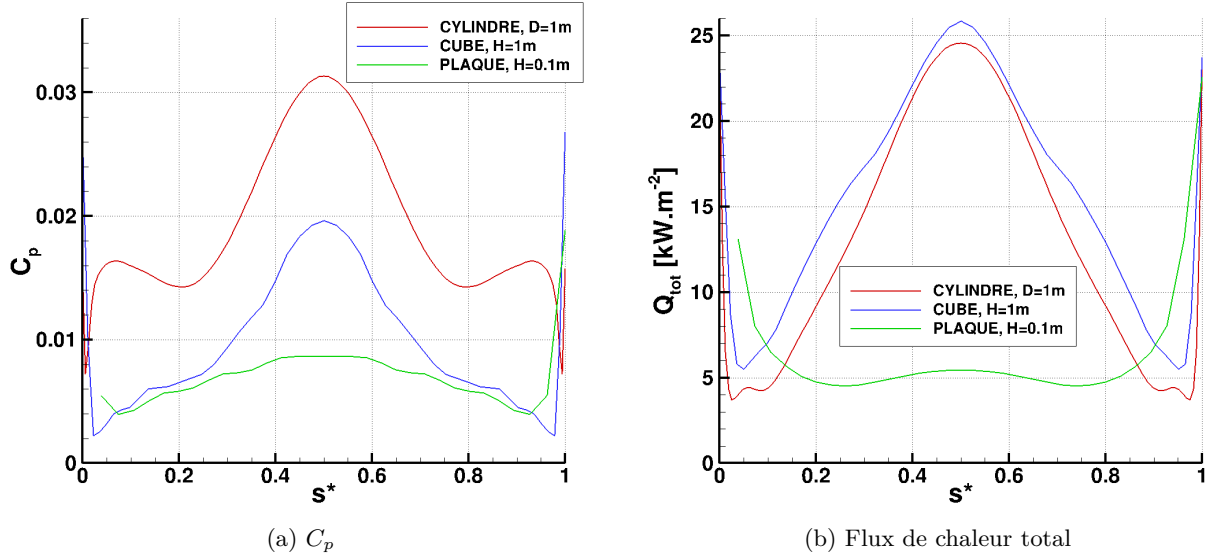


FIGURE 4.73. – Distribution de C_p et de flux de chaleur adimensionné le long du culot d'un cylindre, d'un cube et d'une plaque plane, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$, dans le plan $y = 0$

L'évolution de la pression le long de la paroi supérieure du cylindre, déjà étudiée dans la section 1.1, est rappelée dans la figure 4.75. Juste avant l'arête aval, la pression est faible pour les cylindres de longueur $L = 0,1$ m et $L = 3$ m, et elle est élevée pour le cylindre de longueur $L = 1$ m. L'analyse des résultats numériques permet de confirmer l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite avec la longueur du cylindre, et ce malgré le gradient de pression négatif qui se développe à l'arrière des cylindres les plus longs. Or, une couche limite plus épaisse au niveau du décollement se traduit par une plus grande quantité de fluide injectée dans la zone de recirculation, et donc par une pression au culot plus élevée.

Comme le montre la figure 4.74 (a), la pression au culot est plus faible pour le cylindre de longueur $L = 3$ m que pour celui de longueur $L = 1$ m. Ceci s'explique par la pression à la paroi avant la détente, qui est nettement plus faible pour le cylindre de longueur $L = 3$ m (voir figure 4.75), et que la plus grande épaisseur de la couche limite ne suffit pas à compenser. D'autre part, d'après la figure 4.74 (a), la pression au culot du cylindre de longueur $L = 0,1$ m est plus élevée que celle au culot du cylindre $L = 1$ m. Ce résultat est contre-intuitif, car pour le cylindre de longueur $L = 0,1$ m, à la fois la pression à la paroi et l'épaisseur de la couche limite avant la détente sont plus faibles que pour le cas $L = 1$ m, ce qui devrait se traduire par une pression plus faible dans la zone de recirculation. Ce résultat pourrait être expliqué par les différences dans les maillages utilisés pour ces deux calculs : le maillage de l'arête aval est grossier pour le cas $L = 1$ m, et plus fin pour le cas $L = 0,1$ m. Il en résulte un rayon de courbure de l'arête effectif plus grand pour le cas $L = 0,1$ m et donc, d'après O'Byrne [47], une pression plus élevée dans la zone de recirculation. Pour les deux géométries étudiées, l'influence du rayon de courbure de l'arête aval suffit peut-être à masquer les effets de la longueur sur la pression au culot. Là encore, compte tenu de la mauvaise qualité des maillages à l'arête aval, ce résultat n'a pas été jugé assez probant pour être mentionné dans la section 2.5.1.

Concernant le flux de chaleur (figure 4.74 (b)), les trois distributions présentent un maximum au centre du culot. Pour les cylindres de longueur $L = 1$ m, on observe deux petits maxima locaux de part et d'autre du maximum global, environ au même endroit que les maxima locaux de la distribution de C_p . La distribution pour le cylindre de longueur $L = 0,1$ m ne présente pas ces maxima locaux, même si on observe un léger changement de pente, au même endroit que les maxima locaux de la distribution de C_p . Ces variations dans la distribution du flux et du C_p ne peuvent pas s'expliquer par la présence de tourbillons secondaires, car l'étude des lignes

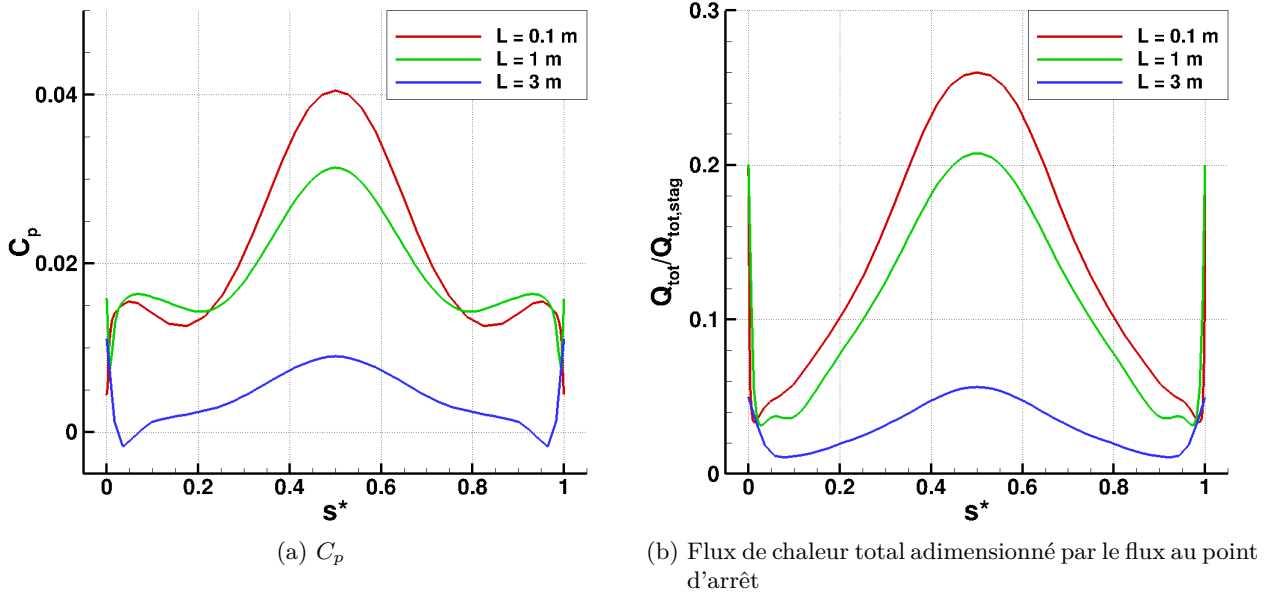


FIGURE 4.74. – Effet de la longueur L sur le C_p (a) et le flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt (b) le long du culot dans le plan $y = 0$, pour des cylindres de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

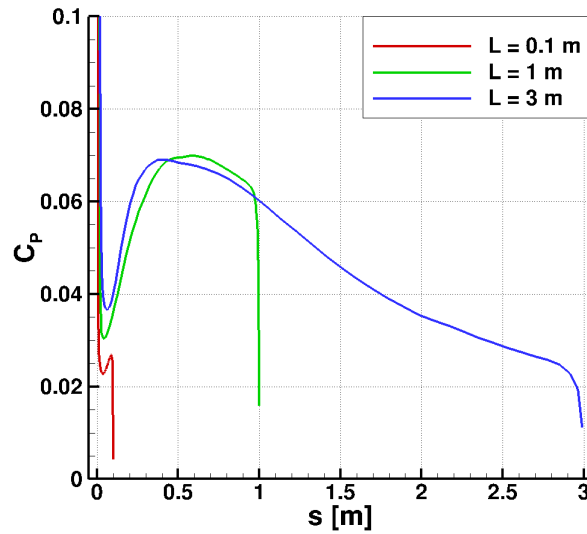


FIGURE 4.75. – Effet de la longueur L sur le C_p le long de l'extrados des cylindres de diamètre $D = 1$ m, sans incidence ($\alpha = 0^\circ$), pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$)

de courant n'a pas permis de les mettre en évidence. On remarque également que la diminution de la longueur du cylindre fait augmenter le flux de chaleur au culot, jusqu'à 26 % du flux de chaleur au point d'arrêt pour le cylindre de longueur $L = 1$ m. Ceci s'explique par le fait que le flux de chaleur au culot est directement impacté par la température du fluide dans la zone de recirculation. Pour un cylindre court, l'air entraîné au contact du culot par la recirculation a encore une température élevée

2.5.4. Influence de la géométrie du cône sur le coefficient de pression et le flux de chaleur au point de recollement solide

Dans la base de donnée MISTRAL, des recollements solides ont été observés sur des cônes tronqués à incidence nulle ($\alpha = 0^\circ$), sur deux géométries de cônes décrites dans le tableau 4.2 et illustrées par la figure 4.76.

	Géométrie 1	Géométrie 2
Hauteur h	0,317 m	2,3653 m
Grand diamètre extérieur D_g	1,78 m	1,78 m
Petit diamètre extérieur D_p	1,194 m	0,8156 m
Épaisseur	$11,1 \times 10^{-3}$ m	$11,1 \times 10^{-3}$ m
Demi-angle au sommet	$42,7^\circ$	$11,5^\circ$

TABLEAU 4.2. – Paramètres géométriques des cônes tronqués étudiés

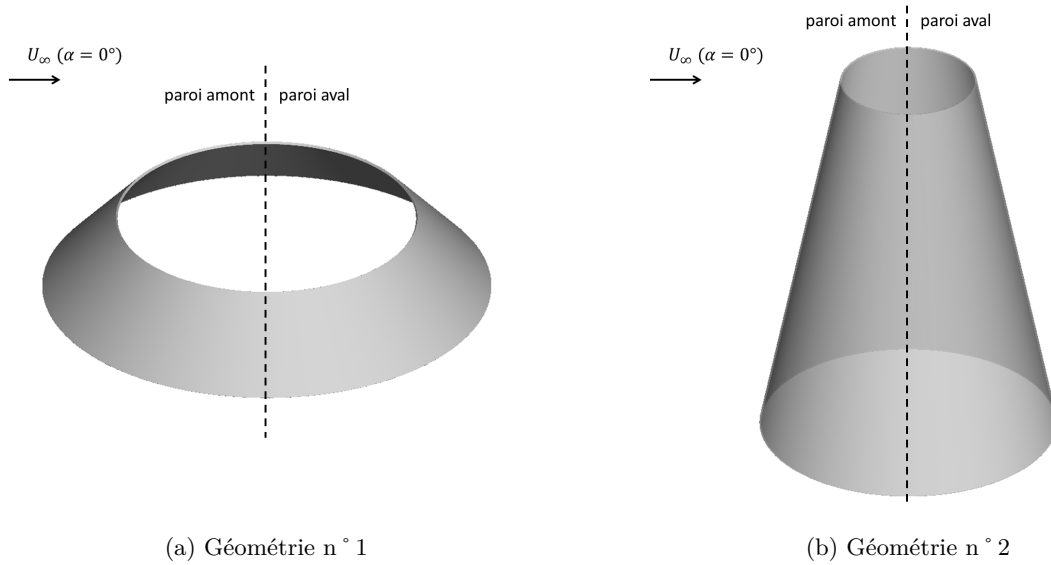


FIGURE 4.76. – Géométries de cônes tronqués étudiés

La figure 4.77 montre le champ de température adimensionnée par la température de l'infini amont T_∞ ainsi les lignes de courant autour des deux géométries de cône, pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), dans le plan de symétrie $y = 0$. Comparé à la géométrie n° 1, le cône de la géométrie n° 2 est plus haut et a un demi-angle au sommet plus petit. Par conséquent, pour $\alpha = 0^\circ$, sa face amont fait un angle très élevé avec l'écoulement incident. Il en résulte des décollements plus prononcés au niveau des lèvres du cône, ainsi qu'un recollement sur la lèvre inférieure aval qui ne se produit pas avec la géométrie n° 1. Au niveau des points de recollement sur la face aval, la figure 4.77 montre que la température derrière les chocs de recollement est plus faible pour le cône n° 2 que pour le cône n° 1, mais les chocs sont plus proches de la paroi.

Les niveaux de C_p aux points de recollement sont assez semblables pour les deux géométries (voir figure 4.78). Par contre, le flux de chaleur au point de recollement est de l'ordre de 15 % du flux au point d'arrêt pour la géométrie n° 1, alors qu'il atteint 110 % du flux au point d'arrêt pour la géométrie n° 2 (voir figure 4.79).

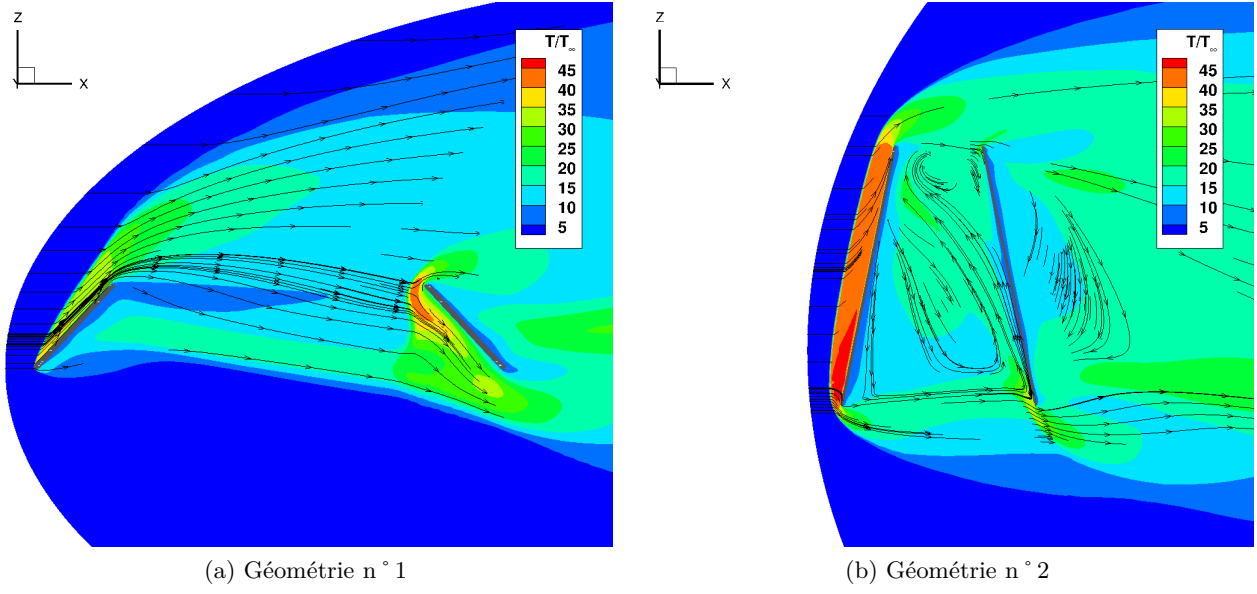


FIGURE 4.77. – Champ de température adimensionnée par la température de l'écoulement infini amont et lignes de courant dans le plan $y = 0$ autour de deux géométries de cônes tronqués pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8\text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4\text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$

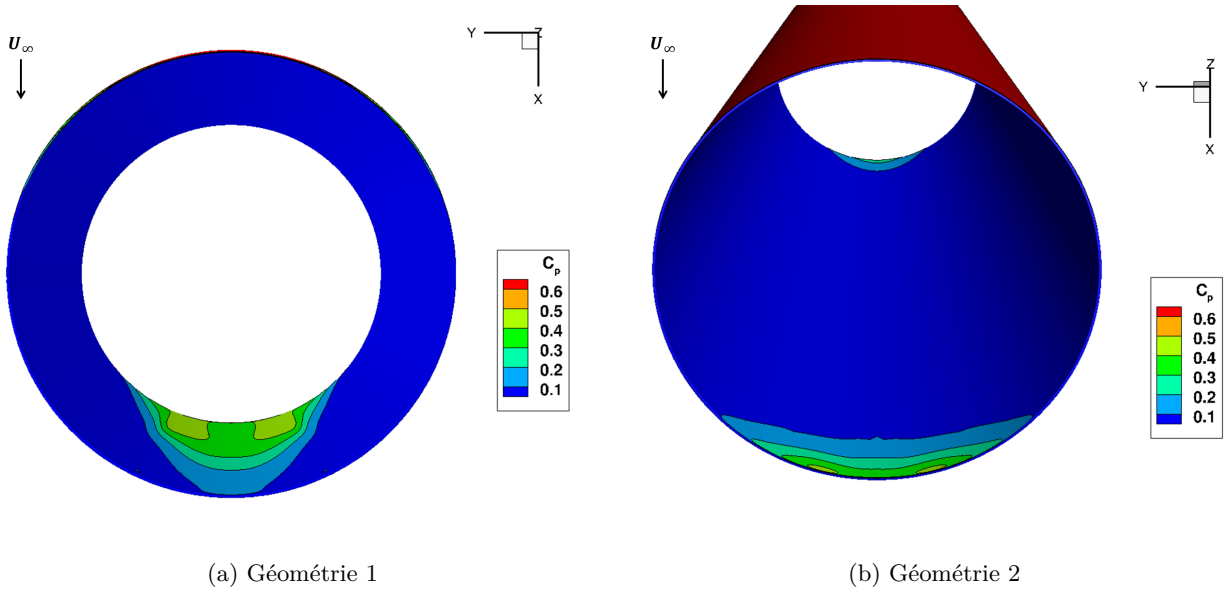


FIGURE 4.78. – Distribution du C_p sur la paroi interne de deux géométries de cônes tronqués pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8\text{ km}$, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4\text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$

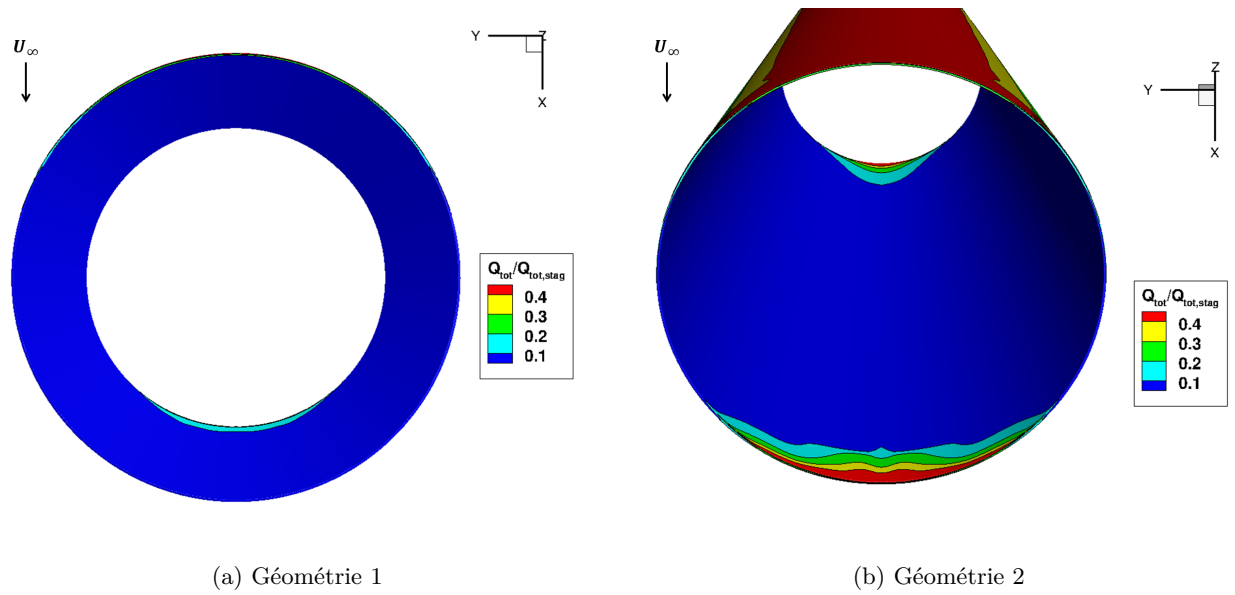


FIGURE 4.79. – Distribution du flux de chaleur total adimensionné par le flux de chaleur au point d'arrêt, sur la paroi interne de deux géométries de cônes tronqués pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 0^\circ$

3. Interactions choc-choc

L'étude des résultats de la base de données MISTRAL a permis de mettre en évidence un troisième phénomène pouvant entraîner des niveaux élevés de C_p et de flux de chaleur aux parois à l'ombre : les interactions choc-choc.

3.1. Généralités

Edney [60] a étudié les phénomènes causés par l'interaction entre le choc de tête d'un objet émoussé et un choc oblique incident, dans un écoulement 2D, et les a classés en 6 catégories, selon l'endroit où l'interaction a lieu (voir figure 4.80).

Lorsque l'interaction a lieu sous la ligne sonique de l'objet émoussé, les deux chocs sont dits de familles différentes, c'est-à-dire que leurs angles par rapport à l'écoulement incident sont de signes différents. Il en résulte deux types d'interactions, le type I, caractérisé par l'apparition de deux nouveaux chocs obliques, et le type II, avec deux points triples séparés par un choc oblique fort. Lorsque l'interaction se produit là où le choc de tête est fort, au niveau de la zone subsonique, une ligne de glissement apparaît entre une région subsonique et une région supersonique. Si cette ligne de glissement recolle sur le corps émoussé, on parle d'interaction de type III. Sinon, cette ligne de glissement est suivie d'un jet supersonique entouré d'une zone subsonique, et l'interaction est dite de type IV. Enfin, si l'interaction des chocs a lieu au-dessus de la ligne sonique de l'objet émoussé, les deux chocs sont de même famille. Dans le cas de l'interférence de type V, la topologie de l'écoulement est semblable à celle du type II, mais le point triple le plus haut est suivi d'un jet supersonique, et non d'une ligne de glissement comme c'est le cas pour le type II. Dans le cas d'une interaction de type VI, les deux chocs interagissent loin du nez de l'objet. Au point d'interaction, un troisième choc oblique se forme, ainsi qu'une ligne de glissement et une zone de détente.

Parmi ces 6 types d'interactions choc-choc possibles, les types III et IV sont à l'origine des flux de chaleur à la paroi les plus élevés, et peuvent être destructeurs pour les objets concernés.

3.2. Topologie de l'écoulement et grandeurs pariétales dans le cas d'interactions choc-choc

Dans les résultats de la base de données MISTRAL, des interactions choc-choc ont notamment été observées pour le cône tronqué n° 2 (présentée dans la section 2.5.4).

La figure 4.81 montre la température adimensionnée dans le plan de symétrie ($y = 0$) du cône tronqué n° 2, au point de vol PVC1 ($Z = 67,7\text{ km}$, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4\text{ m}^{-1}$), pour $\alpha = 0^\circ$. On observe une interaction choc-choc au niveau de la lèvre inférieure aval, mais sa classification est rendue difficile par la concavité de la géométrie et le caractère tridimensionnel de l'écoulement. En effet, l'étude des lignes de courant semble indiquer la présence de deux tourbillons contrarotatifs à l'intérieur du cône, de part et d'autre du plan de symétrie $y = 0$: le fluide entre dans le cône sur un côté, longe la paroi jusqu'au fond du cône (au niveau de la lèvre inférieure aval), et rencontre à cet endroit le fluide entré dans le cône par l'autre côté, de manière symétrique par rapport au plan $y = 0$. Le fluide est alors expulsé vers l'amont et rencontre l'écoulement incident au niveau du choc, où il est de nouveau dévié vers l'aval. Cette trajectoire est symbolisée par une pseudo-ligne de courant sur la figure 4.81, la partie en pointillé représentant les endroits où l'écoulement n'est pas dans le plan $y = 0$. On remarque également une zone de température élevée au niveau de la lèvre supérieure amont, qui pourrait être due à la présence d'autres chocs à l'intérieur du cône.

Bien que l'écoulement soit tridimensionnel, il est possible de retrouver localement des topologies d'interactions choc-choc identifiées par Edney [60]. Toutefois, la classification de l'interaction varie selon le plan de coupe considéré.

Ainsi, dans le plan $y = 0,15\text{ m}$ (figure 4.82), l'interaction choc-choc semble être de type II. La figure est orientée de façon à coïncider avec le schéma de l'interaction de type II de la figure 4.83. On distingue nettement les deux chocs (C_1) et (C_2) qui interagissent et qui sont de familles

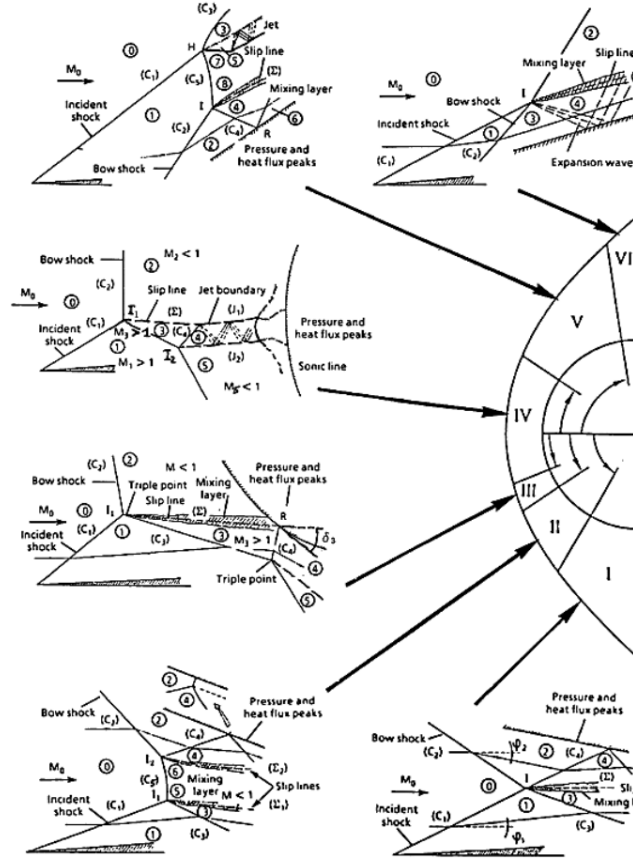


FIGURE 4.80. – Description des six types d'interférence identifiés par Edney [60] (figure tirée de [61])

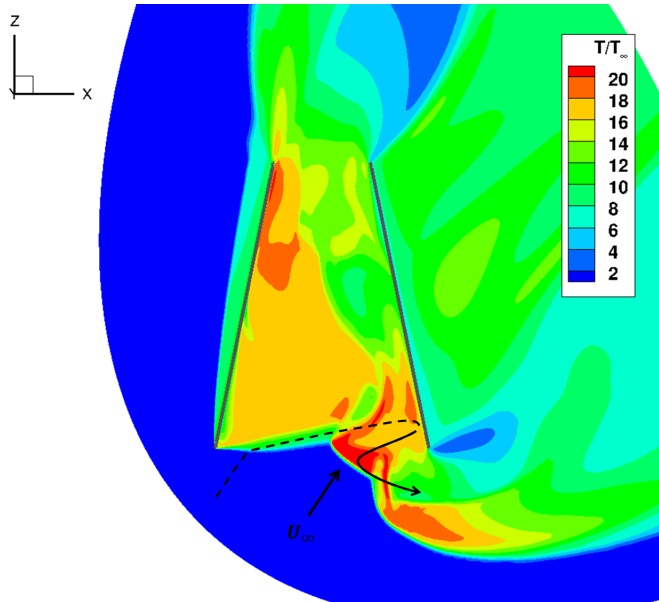


FIGURE 4.81. – Champ de température adimensionnée par la température de l'écoulement infini amont, dans le plan $y = 0$ pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7 \text{ km}$, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$

opposées, ainsi que le choc (C_5) qui se forme au niveau de l'interaction de (C_1) et (C_2). Il faut noter que le choc (C_5) n'est pas un choc droit, car l'écoulement ne conserve pas sa direction incidente, mais un choc oblique fort, car l'écoulement est subsonique derrière le choc. Les deux

lignes de glissement (Σ_1) et (Σ_2) émanant des points triples sont également visibles. Par contre, les chocs (C_3) et (C_4) du schéma ne sont pas présents dans le cas du cône étudié : le choc (C_3) ne peut pas se former car l'écoulement est subsonique derrière la paroi amont du cylindre, et le choc (C_4) ne peut pas se former à cause du changement de direction de l'écoulement au passage de la lèvre inférieure aval du cône.

Pour des valeurs de y plus élevées (lorsqu'on s'éloigne du plan de symétrie $y = 0$), l'interaction semble devenir de type III, avec la formation d'une ligne de glissement qui impacte la paroi (voir figures 4.84 et 4.85).

Sur les figures 4.86 et 4.87 sont tracés respectivement les distributions pariétales de C_p et de flux de chaleur total adimensionné par le flux de chaleur total au point d'arrêt, sur les parois internes du cône, côté amont (a) et aval (b). On remarque, sur la partie basse de la face aval, une zone étendue où les niveaux de C_p et de flux sont élevés. Ceci est probablement dû aux lignes de glissement issues de l'interaction de type II. Les maxima de C_p et de flux sont excentrés et doivent correspondre à l'impact sur la paroi des lignes de glissement issues du choc de type III. Il faut toutefois signaler que pour l'angle d'attaque $\alpha = 45^\circ$, cette partie de la paroi n'est pas à l'ombre. Par contre, d'autres zones de flux élevé sont visibles sur le reste de la paroi internes, et sont effectivement à l'ombre. Ces zones, où le flux peut atteindre jusqu'à 50 % du flux au point d'arrêt, sont probablement dues à des chocs de recollement à l'intérieur du cône.

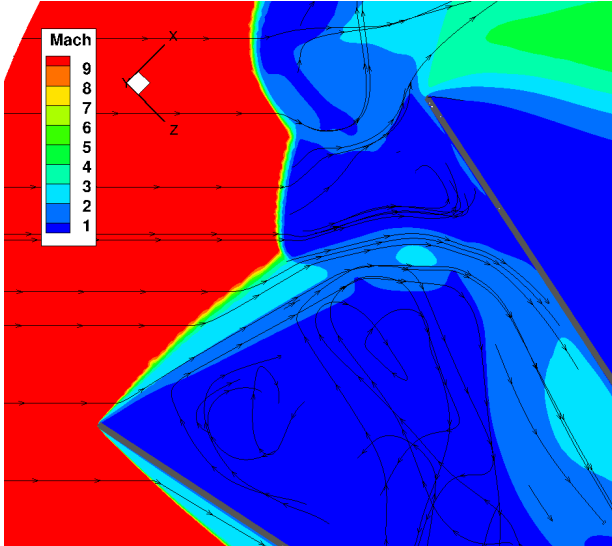


FIGURE 4.82. – Nombre de Mach et lignes de courant dans le plan $y = 0,15$ m pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$

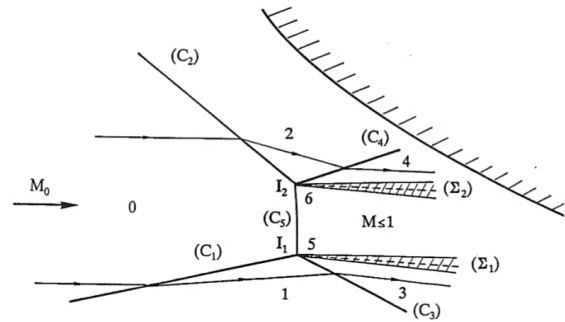


FIGURE 4.83. – Schéma d'une interaction choc-choc de type II [62]

3.3. Influence du point de vol

La figure 4.88 présente le champ de température adimensionnée dans le plan $y = 0$ autour du même cylindre, pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$. Là encore, on constate la présence d'une interaction choc-choc de type II, mais le choc résultant de cette interaction est plus fort et plus éloigné de la paroi que pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$). D'autres chocs de recollement semblent également se former à l'intérieur du cône, notamment à mi-hauteur, où la température est très élevée. Ce choc-ci semble être dû au recollement solide correspondant à la zone de recirculation qui se forme derrière la lèvre inférieure amont. La figure 4.89 présente le flux de chaleur total

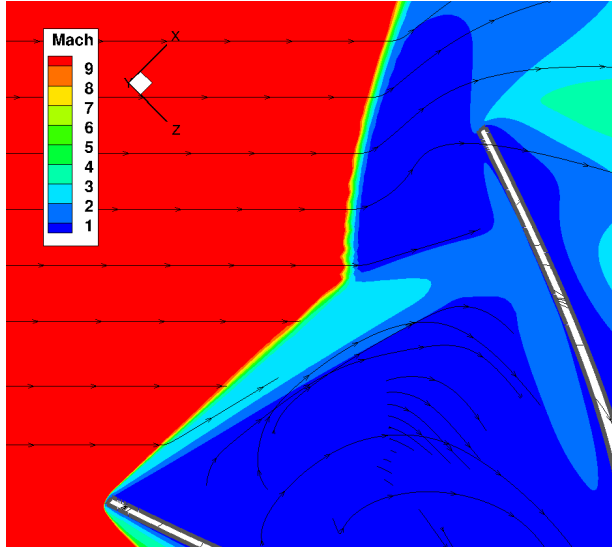


FIGURE 4.84. – Nombre de Mach et lignes de courant dans le plan $y = 0,70$ m pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$

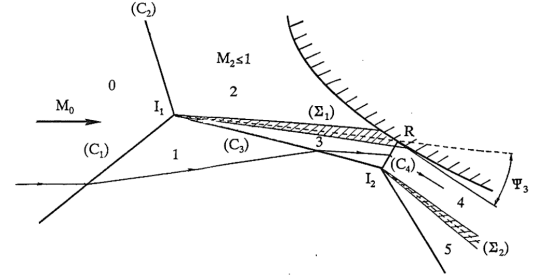
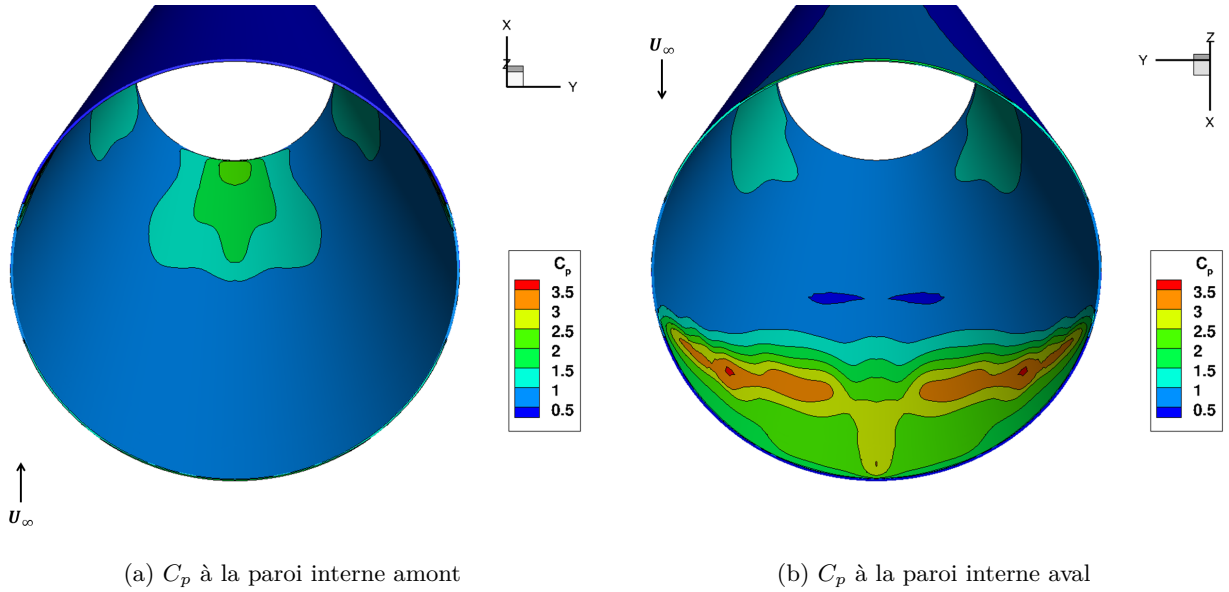


FIGURE 4.85. – Schéma d'une interaction choc-choc de type III [62]

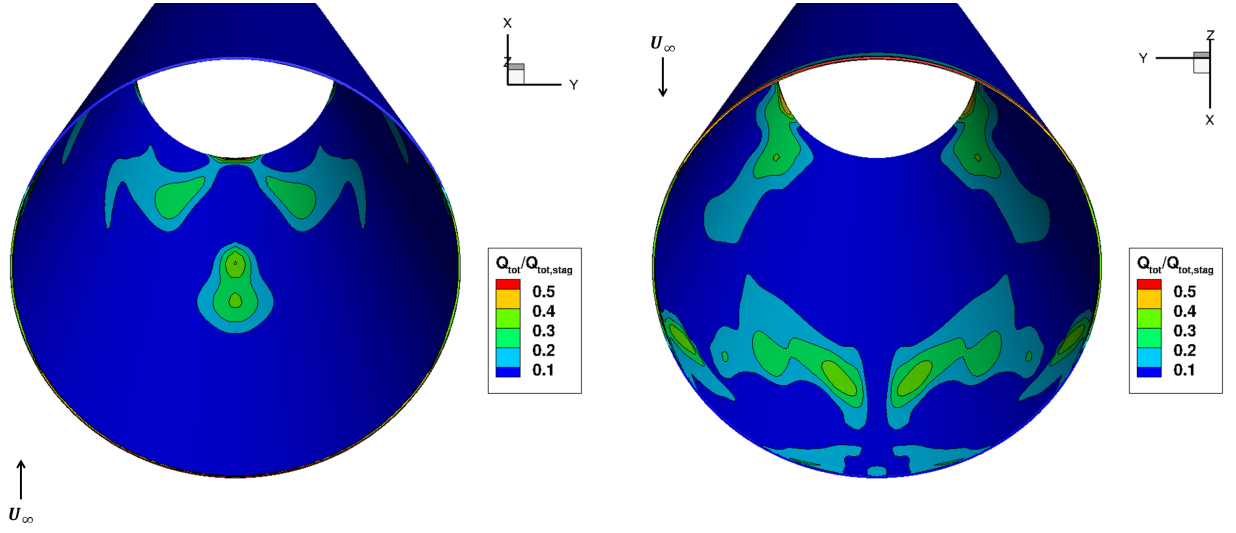


(a) C_p à la paroi interne amont

(b) C_p à la paroi interne aval

FIGURE 4.86. – Distribution de C_p sur la paroi interne amont (a) et aval (b) pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$

adimensionné par le flux de chaleur total au point d'arrêt, aux parois internes du cône, côté amont (a) et aval (b). Sur la face aval, on retrouve les zones de flux élevé sur la partie inférieure, dues à l'interaction choc-choc, mais celles-ci sont plus excentrées que pour le point de vol PVC1. Ceci peut être dû au fait que l'interaction choc-choc de type II a lieu plus loin de la paroi pour ce point de vol. À l'inverse, les pics de flux dus à l'interaction de type III sont encore plus élevés que pour le point de vol PVC1. Concernant la face amont, on observe effectivement un fort pic de



(a) Flux de chaleur adimensionné à la paroi interne amont (b) Flux de chaleur adimensionné à la paroi interne aval

FIGURE 4.87. – Distribution de flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt, sur la paroi interne amont (a) et aval (b) pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC1 ($Z = 67,7$ km, $M_\infty = 10$, $Re_\infty = 2,33 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$

flux de chaleur vers la moitié de la hauteur, ce qui corrobore l'hypothèse d'un recollement solide à cet endroit.

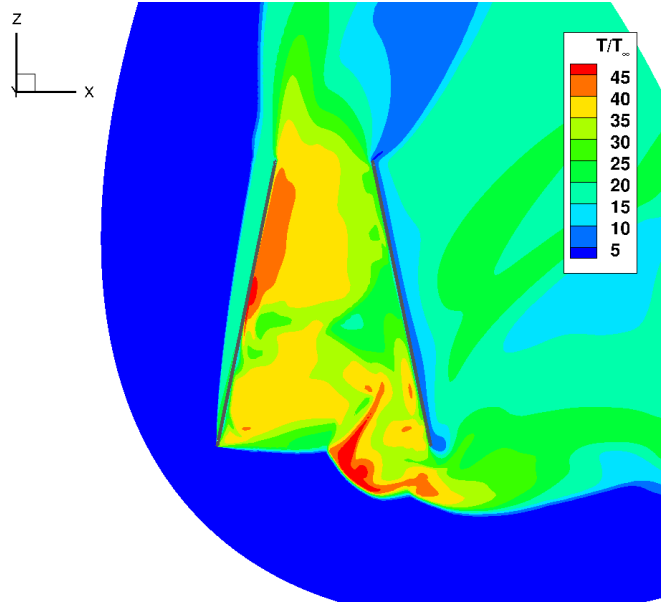
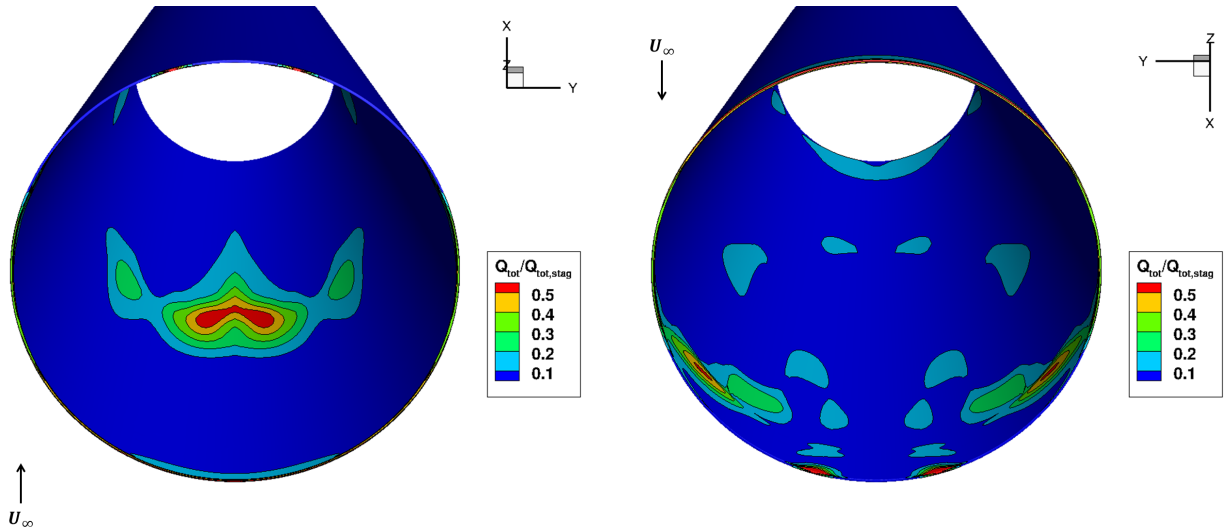


FIGURE 4.88. – Champ de température adimensionnée par la température de l'écoulement infini amont, dans le plan $y = 0$ pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$



(a) Flux de chaleur adimensionné à la paroi interne amont (b) Flux de chaleur adimensionné à la paroi interne aval

FIGURE 4.89. – Distribution pariétale de flux de chaleur total adimensionné par la valeur au point d'arrêt, à la paroi interne amont (a) et aval (b) pour un cône tronqué (géométrie n° 2), pour le point de vol PVC2 ($Z = 69,8$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 2,66 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et $\alpha = 45^\circ$)

Conclusion

L'étude bibliographique des écoulements hypersoniques d'arrière-corps, ainsi que l'exploitation de résultats de simulations Navier-Stokes laminaire fournies par le CNES, ont mis en évidence plusieurs catégories d'écoulement à l'ombre, chacun ayant un impact différent sur la pression et le flux de chaleur aux parois considérées.

Les **écoulements à l'ombre attachés** produisent des niveaux de C_p relativement faibles, mais l'étude des résultats numériques fournis par le CNES a montré que le flux de chaleur à la paroi dû à ces écoulements pouvait atteindre 15 % du flux de chaleur au point d'arrêt. De plus, ce type d'écoulement peut concerner une grande partie de la géométrie, comme c'est le cas pour les cylindres pleins à faible incidence, et la prise en compte de ce phénomène devient non négligeable dans le calcul des coefficients aérodynamiques et du flux de chaleur intégré.

La deuxième topologie identifiée, l'**écoulement décollé**, peut induire des niveaux de C_p et de flux de chaleur élevés sur les parois à l'ombre. En effet, le fluide subit une recompression au niveau du point de recollement, ce qui augmente fortement la température en ce point. Pour un **écoulement décollé avec recollement fluide**, une partie de ce fluide très chaud est aspiré dans la zone de recirculation et vient impacter le culot de l'objet. Ce phénomène cause un pic de C_p et de flux de chaleur à la paroi du culot : le flux de chaleur peut atteindre 24 % du flux de chaleur au point d'arrêt [42]. Dans le cas d'un **écoulement décollé avec recollement solide**, le point de recollement se situe directement à la paroi de l'objet. Là encore, la recompression subie par le fluide entraîne une augmentation de la température. Dans l'étude de Horvath et Hannemann [52], le flux de chaleur qui en résulte atteint 18 % du flux de chaleur au point d'arrêt, tandis que des résultats de simulations MISTRAL sur des géométries de cônes tronqués font apparaître des pics de flux, dus à des recollement solides, de l'ordre de 110 % du flux au point d'arrêt.

Enfin, les calculs MISTRAL font également apparaître des **interactions choc-choc** à l'intérieur de cônes tronqués pour certaines incidences, lorsque le choc généré au niveau de la paroi amont du cône interagit avec celui dû à la paroi aval. Cette interaction peut produire des jets supersoniques à l'origine de niveaux de C_p et de flux de chaleur élevés sur les parois impactées.

Cette étude comparée a également permis de mettre en évidence l'influence du point de vol, et notamment de Re_∞ , sur la topologie des écoulements à l'ombre ainsi que sur les grandeurs pariétales associées. Le point de vol impacte notamment la transition laminaire-turbulent, qui a lieu dans le sillage des objets aux altitudes les plus basses. Le critère de transition développé par Lees [45] a permis de déterminer que l'écoulement reste laminaire aux points de vol A3 ($Z = 70$ km, $M_\infty = 20$, $Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) et A2 ($Z = 58$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), mais devient probablement turbulent sur l'arrière-corps au point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), ce qui aura pour effet d'augmenter le niveau du flux de chaleur des parois concernées. Des tourbillons secondaires peuvent également apparaître au culot des objets aux altitudes les plus basses [42], ce qui modifie les distributions de C_p et de flux de chaleur. Le point de vol modifie également les niveaux de C_p et de flux de chaleur pariétaux : dans un écoulement décollé, une augmentation de Re_∞ aura tendance à augmenter le flux de chaleur à la paroi [50, 51, 52], mais l'influence sur la pression pariétale dépend du caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement [3]. Dans un écoulement attaché, une variation de Re_∞ influence également les grandeurs pariétales, mais aucune corrélation simple n'a été mise en évidence.

La géométrie de l'objet considéré influence également le flux de chaleur aux parois à l'ombre. Ainsi, lorsque le rapport du rayon de nez sur le rayon de culot R_n/R_{culot} augmente, la pression au culot diminue [57]. Le rayon de courbure de l'arête du culot R_a influence également l'écoulement d'arrière-corps : un rayon d'arête plus grand se traduit par une pression et un flux de chaleur plus élevés à la paroi dans la zone de recirculation. Les résultats MISTRAL ont également permis de comparer différentes formes de cylindres, de boîtes et de cônes, et de mettre en évidence l'impact de la géométrie sur les grandeurs pariétales à l'ombre, et en particulier l'impact des effets 3D dans le cas des cylindres et des boîtes.

Enfin, l'angle d'attaque α de l'objet influence le niveau flux de chaleur pariétal, que l'écoulement soit attaché ou décollé. Lorsque l'écoulement est attaché, le flux de chaleur des parois côté

windward augmente avec α , tandis que le flux aux parois côté *leeward* diminue [41]. Pour les écoulements décollés, la variation du flux de chaleur en fonction de l'angle α dépend du type de recollement : une augmentation de l'angle α , dans le cas d'un recollement fluide, cause une augmentation du flux à la paroi sur le côté *leeward* du culot, et une diminution sur le côté *windward* [41, 52], et inversement dans le cas d'un recollement solide. L'étude des résultats MISTRAL a aussi permis de montrer que dans le cas des écoulements attachés et décollés avec recollement fluide, les niveaux de C_p et de flux de chaleur à la paroi étaient négligeables pour des angles d'attaque supérieurs à 15° .

Dans ce chapitre, les phénomènes à l'origine de niveaux de C_p et de flux élevés aux parois à l'ombre ont été identifiés, ainsi que les paramètres de l'écoulement et de la géométrie ayant le plus d'influence. D'après ces résultats, il a été décidé de modéliser en premier lieu les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins. La troisième partie de cette thèse est consacrée au développement de ces modèles. Les cas de cylindres pleins disponibles dans la base de données de résultats MISTRAL ne comportent qu'un seul diamètre ($D = 1$ m) et aucun angle d'incidence α strictement compris entre 0 et 15° . Il a donc fallu construire une nouvelle base de données de résultats numériques pour étudier l'influence de ces paramètres sur les grandeurs pariétales. Au vu du temps nécessaire à la réalisation de ces simulations numériques, la méthode d'interpolation par POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) a été utilisée pour modéliser les grandeurs pariétales. Cette méthode, présentée dans le chapitre 5, permet en effet de minimiser le nombre de points nécessaire dans la base de données d'entrée. Le chapitre 6 détaille les simulations numériques Navier-Stokes qui ont permis d'obtenir ces données d'entrée. Enfin, le chapitre 7 est consacré à l'analyse physique des résultats de ces simulations, ainsi qu'à la présentation et la discussion des modèles obtenus.

Troisième partie

Modélisation des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins

Présentation et validation de la méthode d'interpolation par POD (Proper Orthogonal Decomposition)

La modélisation des distributions de flux de chaleur et de pression le long d'une paroi nécessite d'employer des méthodes utilisant un nombre restreint de points d'observations connus (géométries, conditions de vol). Grâce à la collaboration de l'équipe M2CI du DTIS à l'ONERA, une méthode d'interpolation par POD (Proper Orthogonal Decomposition), présentée dans la section 1, a été choisie et implémentée. Dans cette méthode, l'interpolation est réalisée par un algorithme de krigeage développé au DTIS, dont le principe est présenté dans la section 2. La méthode du krigeage doit s'appuyer sur un plan d'expériences adapté, présenté dans la section 3, et permet d'enrichir ce plan d'expérience de manière optimale de façon à minimiser le nombre d'observations nécessaires. Ce type de plan d'expérience permet également de calculer les critères de Sobol de la fonction modélisée (section 4) pour évaluer l'influence des différents paramètres d'entrée. La section 5 présente la méthode de validation de type *Leave One Out*, qui permet de construire un modèle et de le valider à partir du même jeu de données. Enfin, un cas test de la méthode est présenté dans la section 6.

Sommaire

1.	Interpolation par POD	110
2.	Krigeage	111
3.	Plan d'expérience	112
4.	Indices de Sobol	115
5.	Méthode de validation Leave One Out	115
6.	Validation de la méthode	116
	Conclusion	118

1. Interpolation par POD

La décomposition orthogonale en modes propres, ou Proper Orthogonal Decomposition (POD) consiste à approcher au sens des moindres carrés un ensemble de données par un sous-espace de dimension réduite, ce qui permet de diminuer drastiquement la dimension du problème. Cette méthode a un champ d'application très vaste, elle peut par exemple être utilisée pour la caractérisation de visages humains [63] ou la compression d'images. En mécanique des fluides, elle a par exemple été utilisée pour mettre en évidence des structures cohérentes dans un écoulement turbulent [64], ou même pour prédire l'écoulement transsonique autour d'un avion [65]. En particulier, Xin *et al.* [66] ont utilisé cette méthode pour modéliser la distribution de température sur l'aile d'un véhicule hypersonique, en fonction de la vitesse, de l'altitude et de l'angle d'attaque.

Considérons une distribution $\mathbf{w}(\mathbf{x}) \in \mathbb{R}^N$ avec x un point du domaine d'étude Ω . La POD consiste à chercher un sous-espace de \mathbb{R}^N de dimension n qui minimise l'erreur de projection

$$\int_{\Omega} \|\mathbf{w}(x) - \overline{\mathbf{w}}(x)\|_2^2 dx \quad (5.1)$$

avec $\overline{\mathbf{w}}(x)$ la projection de $\mathbf{w}(x)$ sur le sous-espace de dimension n . Le sous-espace qui minimise cette erreur est engendré par les n premiers vecteurs propres $(\Phi_i)_{i=1..n}$ de la matrice d'autocorrélation

$$\hat{\mathbf{K}} = \int_{\Omega} \mathbf{w}(x)\mathbf{w}(x)^T dx \quad (5.2)$$

correspondants aux valeurs propres non-nulles $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_n$.

Lorsque les données ne sont disponibles qu'en des points discrets $(x_k)_{k=1..N_s}$ du domaine d'étude Ω , aussi appelés « snapshots », la méthode de la POD discrète, développée par Sirovich [64], peut être utilisée. Dans ce cas, la matrice d'autocorrélation $\hat{\mathbf{K}}$ peut être approchée par la matrice

$$\mathbf{K} = \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{w}(x_i)\mathbf{w}(x_i)^T = \mathbf{S}\mathbf{S}^T \quad (5.3)$$

où \mathbf{S} contient les données des snapshots sous forme matricielle : $\mathbf{S} = [\mathbf{w}(x_1) \dots \mathbf{w}(x_{N_s})]$. On peut remarquer que les valeurs propres non nulles de la matrice $\mathbf{S}\mathbf{S}^T$ sont les mêmes que celles de la matrice $\mathbf{S}^T\mathbf{S}$. En règle générale, le nombre de snapshots est bien inférieur à la dimension du problème ($N_s \ll N$), et il est plus rapide de calculer les vecteurs propres $(\Psi_i)_{i=1..N_s}$ de $\mathbf{S}^T\mathbf{S}$. Les vecteurs propres $(\Phi_i)_{i=1..N_s}$ de \mathbf{K} se déduisent de ceux-ci par la relation

$$\Phi_i = \frac{1}{\sqrt{\lambda_i}} \mathbf{S} \Psi_i \quad (5.4)$$

Le nombre n de vecteurs propres à conserver est déterminé à l'aide des valeurs propres (λ_i) , qui représentent l'énergie correspondant au vecteur propre associé. Le ratio de l'énergie conservée sur l'énergie totale du système doit atteindre une certaine valeur, en général

$$\frac{\sum_{i=1}^n \lambda_i}{\sum_{i=1}^{N_s} \lambda_i} > 0,99 \quad (5.5)$$

Il est également possible de considérer la valeur $\langle \mathbf{w}(x) \rangle = \mathbf{w}(x) - \mathbf{w}_{moy}$ obtenue en soustrayant aux snapshots la distribution moyenne \mathbf{w}_{moy} de \mathbf{w} sur tous les snapshots :

$$\mathbf{w}_{moy} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{w}(x_i) \quad (5.6)$$

En effet, le premier vecteur propre de \mathbf{w} est souvent proche de la distribution moyenne \mathbf{w}_{moy} . Cette méthode permet donc de prendre en compte plus de modes secondaires, et donne généralement de meilleurs résultats.

Une fois les modes propres du système identifiés, la POD peut s'utiliser de deux manières différentes. La première méthode consiste à projeter les équations régissant la grandeur \mathbf{w} dans la base des vecteurs propres. En approchant $\mathbf{w}(x)$ par sa projection $\overline{\mathbf{w}}(x)$ dans la base des vecteurs $(\Phi_i)_{i=1..n}$:

$$\mathbf{w}(x) \simeq \overline{\mathbf{w}}(x) = \sum_{i=1}^n a_i(x) \Phi_i \quad (5.7)$$

on peut remplacer $\mathbf{w}(x)$ par $\overline{\mathbf{w}}(x)$ dans les équations du système. On obtient alors un système linéaire sur les coefficients $(a_i)_{i=1..n}$, qu'on peut résoudre numériquement.

Toutefois, cette approche nécessite d'avoir accès aux équations du système, ce qui n'est pas toujours possible. Dans certains cas, on dispose uniquement d'une « boîte noire », capable de déterminer la solution $\mathbf{w}(x)$ pour tout point x du domaine d'étude Ω . Cette « boîte noire » est généralement coûteuse en temps, ce qui motive l'utilisation de modèles réduits. La POD peut alors être utilisée pour interpoler la grandeur $\mathbf{w}(x^*)$ pour un nouveau point x^* du domaine d'étude, à partir des résultats déjà connus $(\mathbf{w}(x_i))_{i=1..N_s}$. Pour ce faire, on construit la grandeur $\overline{\mathbf{w}}(x^*)$ dans la base des vecteurs propres $(\Phi_i)_{i=1..n}$ en interpolant les nouveaux coefficients $(a_i(x^*))_{i=1..n}$ à partir des coefficients des snapshots $(a_i(x_k))_{i=1..n, k=1..N_s}$, déjà connus.

La méthode de la POD semble bien adaptée pour concevoir les modèles réduits de flux de chaleur et de température aux parois à l'ombre des débris. En effet, le fait de manipuler directement des vecteurs permet de modéliser très facilement des distributions de flux ou de pression le long d'une paroi, si nécessaire en adimensionnant la longueur. De plus, la décomposition du système en modes propres permettra de mettre en évidence les phénomènes les plus énergétiques (au sens des valeurs propres) à l'origine du flux de chaleur et de la pression aux parois à l'ombre, et peut-être d'en tirer des corrélations physiques. Pour réaliser les modèles de flux de chaleur et de pression, la méthode utilisée sera celle de la POD avec interpolation : CEDRE est considéré comme une « boîte noire » coûteuse en temps, avec en entrée les paramètres d'intérêt (point de vol, géométrie, angle d'attaque...) et en sortie le flux de chaleur et la pression aux parois. L'interpolation des coefficients $(a_i(x^*))_{i=1..n}$ est réalisée par la méthode du krigeage, décrite dans la section 2. Toutefois, pour que la POD puisse effectivement mettre en évidence les modes propres du système, il faut limiter le domaine d'étude pour ne pas faire intervenir trop de phénomènes différents. Il semble illusoire de vouloir modéliser en même temps des phénomènes aussi différents que les écoulements à l'ombre attachés et les écoulements avec recollement solide, par exemple. Avec le développement du Machine Learning, il semble possible de caractériser automatiquement les phénomènes observés pour ensuite appliquer la méthode de la POD, comme l'ont fait Dupuis *et al.* pour des écoulements transsoniques [65], mais l'extension de cette méthode dans le cadre de cette thèse semble trop compliquée pour l'instant. Les modèles seront donc créés séparément pour les grandeurs pariétales sur l'extrados des cylindres, et pour les grandeurs au culot.

2. Krigeage

Dans le cadre de cette thèse, pour déterminer le flux de chaleur et la pression aux parois à l'ombre pour un nouveau point x du domaine d'étude, les coefficients $(a_i(x))_{i=1..n}$ sont interpolés par krigeage. Cette méthode a été formalisée par le français Georges Matheron, dont les travaux ont été inspirés de ceux de l'ingénieur Danie Krige. Le krigeage est une méthode stochastique d'interpolation spatiale, sans biais et garantissant le minimum de variance. L'interpolation se fait par combinaison linéaire des résultats mesurés en un nombre fini de points d'observation, en tenant compte à la fois de la distance entre le point modélisé et les points d'observations, et de la distance entre les points d'observation deux à deux. L'algorithme de krigeage utilisé dans cette thèse est issu de la toolbox opensource SMT (Surrogate Modeling Toolbox) [67], qui est le fruit de la collaboration entre quatre équipes de recherche de l'université du Michigan (MDOLab), du NASA

Glenn Research Center, de l'ISAE-SUPAERO et de l'ONERA. La description mathématique du krigeage qui suit s'inspire du livre de Forrester sur la réduction de modèle [68].

L'idée du krigeage est de considérer la grandeur recherchée comme une réalisation d'un processus stochastique :

$$Y(x) = \mu(x) + Z(x) \quad (5.8)$$

où $Y(x)$ est la fonction aléatoire associée à la grandeur déterministe modélisée $y(x)$, $\mu(x)$ est la partie déterministe de $Y(x)$ et $Z(x)$ la partie aléatoire, qui suit une loi normale d'espérance nulle et de covariance $Cov(Z(x), Z(x')) = \sigma^2 r(x, x')$ avec σ un hyperparamètre à déterminer et $r(x, x')$ la fonction de corrélation spatiale.

La forme de celle-ci est choisie par l'utilisateur, les corrélations exponentielle (équation 5.9) et gaussienne (équation 5.10) étant les plus fréquemment utilisées :

$$r(x, x') = \exp \left(- \sum_{i=1}^d \theta_i |x_i - x'_i| \right) \quad (5.9)$$

$$r(x, x') = \exp \left(- \sum_{i=1}^d \theta_i (x_i - x'_i)^2 \right) \quad (5.10)$$

avec d la dimension de l'espace des paramètres, x_i la i^e composante du point x et $\theta = (\theta_i)_{i=1..d}$ des paramètres à déterminer. La fonction $\mu(x)$ peut être une constante connue (krigeage simple), une constante β_0 inconnue (krigeage ordinaire) ou une combinaison linéaire de fonctions $(f_i(x))_{i=0..m}$ connues dont les poids $\beta = (\beta_i)_{i=0..m}$ sont inconnus (krigeage universel). En pratique, les valeurs des hyperparamètres σ , θ et β sont estimés numériquement comme étant ceux qui maximisent la vraisemblance des données observées $L(\sigma, \theta, \beta|x)$, c'est-à-dire la probabilité $P(x|\sigma, \theta, \beta)$ d'observer ces données compte tenu des valeurs des paramètres. A partir de ces hyperparamètres, le processus stochastique $Y(x)$ est conditionné à passer par les points observés. Au point à modéliser x^* , ce processus suit une loi normale d'espérance $\mu_y(x^*)$ et de variance $\sigma_y^2(x^*)$:

$$Y(x^*|(Y(x_k) = y(x_k))_{k=1..N_s}) \sim \mathcal{N}(\mu_y(x^*), \sigma_y^2(x^*)) \quad x \in \mathbb{R}^d \quad (5.11)$$

La prédiction \hat{y} de y au point x^* est alors $\hat{y}(x^*) = \mu_y(x^*)$, et la variance du modèle au point x^* vaut $\sigma_y^2(x^*)$. Par exemple, dans le cas du krigeage ordinaire :

$$\begin{cases} \mu_y(x^*) = \beta_0 + \mathbf{r}(x^*)^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{I}_{N_s}) \\ \sigma_y^2(x^*) = \sigma^2 (\mathbf{I}_{N_s} - \mathbf{r}(x^*)^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{r}(x^*)) \end{cases} \quad (5.12)$$

avec $\mathbf{r}(x^*) = [r(x^*, x_1) \dots r(x^*, x_{N_s})]^T$, $\mathbf{y} = [y(x_1) \dots y(x_{N_s})]^T$ et $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r(x_1, x_1) & \dots & r(x_1, x_{N_s}) \\ \vdots & & \vdots \\ r(x_{N_s}, x_1) & \dots & r(x_{N_s}, x_{N_s}) \end{pmatrix}$.

On peut vérifier que $\mu_y(x^*)$ est effectivement une combinaison linéaire des $(y(x_k))_{k=1..N_s}$, et que l'interpolation est bien linéaire. On remarque également que $\mu_y(x^*)$ se décompose en un terme déterministe β_0 égal à l'espérance estimée du phénomène modélisé, et un terme permettant l'interpolation, en prenant en compte la configuration des données. Enfin, comme le processus stochastique est conditionné à passer par les points d'observation, les valeurs prédites par le modèle en ces points seront égales aux valeurs observées.

3. Plan d'expérience

Dans le cadre d'expériences coûteuses en temps, comme les simulations numériques réalisées dans cette thèse, il est nécessaire d'optimiser le plan d'expériences (ou DOE, pour Design Of Experiment) pour s'assurer de capter toute la physique des phénomènes à modéliser tout en réduisant au maximum le nombre d'expériences nécessaires. Les trois critères généralement utilisés

pour définir un bon DOE sont le remplissage de l'espace des paramètres d'entrée, la robustesse en sous-projection et la séquentialité. Plusieurs critères mathématiques existent pour définir un bon remplissage d'espace, l'idée principale étant de ne pas laisser de zone de l'espace inexplorée, tout en gardant un nombre d'expériences limité. L'utilisation du krigeage nécessite un DOE qui garantit une bonne couverture de l'espace. La robustesse en sous-projection sert à vérifier que la condition de remplissage optimal est toujours vérifiée sur les sous-espaces de faible dimension, afin de ne pas négliger un paramètre ou un type d'interaction. Enfin, la séquentialité d'un DOE désigne la possibilité de rajouter des points d'observation tout en conservant les qualités de couverture d'espace et de robustesse.

Par exemple, un plan de type One At a Time (OAT) consistant à ne faire varier qu'un paramètre à la fois (figure 5.1 (a)) est un mauvais DOE, car il ne détecte aucune interaction entre les paramètres d'entrée et laisse de grandes zones de l'espace inexplorées. Dans cette thèse, un DOE de type Latin Hypercube Sampling a été choisi (figure 5.1 (b)). Il est construit en découpant chaque dimension en n intervalles, avec n le nombre de points choisis, et à placer un point par intervalle. Cette méthode de construction assure une bonne robustesse en sous-projection le long de chacun des paramètres (indiquée par les pointillés de la figure 5.1), et il existe différents critères supplémentaires pour assurer une bonne couverture de l'espace. La principale faiblesse du LHS est son caractère non-séquentiel, qui ne permet pas de rajouter un ou plusieurs calculs tout en conservant le bon remplissage et la robustesse. Pour contourner ce problème, il est possible de créer un DOE adaptatif, qui utilise la variance du modèle renvoyée par le krigeage : plus la variance en un point est grande, plus l'incertitude sur le résultat en ce point est grande. Une méthode pour construire un DOE adaptatif est donc de réaliser un premier DOE de type LHS, puis de l'enrichir en rajoutant le point où la variance du modèle est maximale. Le krigeage étant un interpolateur exact, la variance du nouveau modèle en ce point sera nulle, et la solution sera localement améliorée. Une autre méthode possible se base sur l'intégrale du Variance Mean Ratio (VMR) sur le domaine d'étude Ω . Cette grandeur est définie comme suit, en s'inspirant de la définition utilisée par Liem et Martins [69] :

$$\text{VMR}(x) = \frac{\sigma^2(x)}{|\mu(x)|} \quad (5.13)$$

$$\text{IVMR}(x) = \int_{\Omega} \frac{\sigma_x^2(s)}{|\mu_x(s)|} ds \quad (5.14)$$

Dans le cas où $\mu_x(s)$ s'annule en un point du domaine, on peut le remplacer par $\varepsilon + |\mu_x(s)|$ au dénominateur, pour éviter la divergence. Pour déterminer la valeur $\text{IVMR}(x)$, il faut construire un nouveau modèle temporaire à partir des points d'observation $(x_k)_{k=1..N_s}$ et du point x , en postulant que $y(x) = \hat{y}(x)$, la valeur renvoyée par le modèle existant au point x . Il faut ensuite calculer pour ce point l'intégrale sur Ω $\text{IVMR}(x)$ du VMR du modèle temporaire. Le nouveau point d'observation pour enrichir le vrai modèle sera celui qui minimise l'intégrale IVMR sur tout le domaine, déterminé à l'aide de l'algorithme d'optimisation SEGO-MOE, développé au DTIS [70]. Cette méthode permet d'estimer, sans nouvelle observation, quel point enrichira le plus le modèle globalement sur le domaine Ω . Des tests ont été réalisés dans l'équipe DTIS/M2CI de l'ONERA pour évaluer l'efficacité de cette méthode de DOE adaptatif, en comparant deux méthodes de conception de modèle. Un premier modèle était créé à partir d'un LHS de $10d$ points, avec d le nombre de paramètres d'entrée du problème, ce nombre étant généralement considéré comme suffisant pour un bon krigeage. Le deuxième modèle partait d'un LHS de $4d$ points, et enrichissait progressivement le modèle à l'aide du critère du VMR. Cette étude a montré qu'en règle générale, il suffisait de calculer environ $7d$ points avec la deuxième méthode pour obtenir le même degré de précision qu'avec la première, soit une réduction de 30 % du nombre d'observations nécessaires.

Dans le cadre de la POD, le krigeage sert à déterminer les coefficients $(a_i(x))_{i=1..n}$ dans la base réduite des vecteurs $(\Phi_i)_{i=1..n}$. Comme les variables aléatoires $(A_i(x))_{i=1..n}$ correspon-

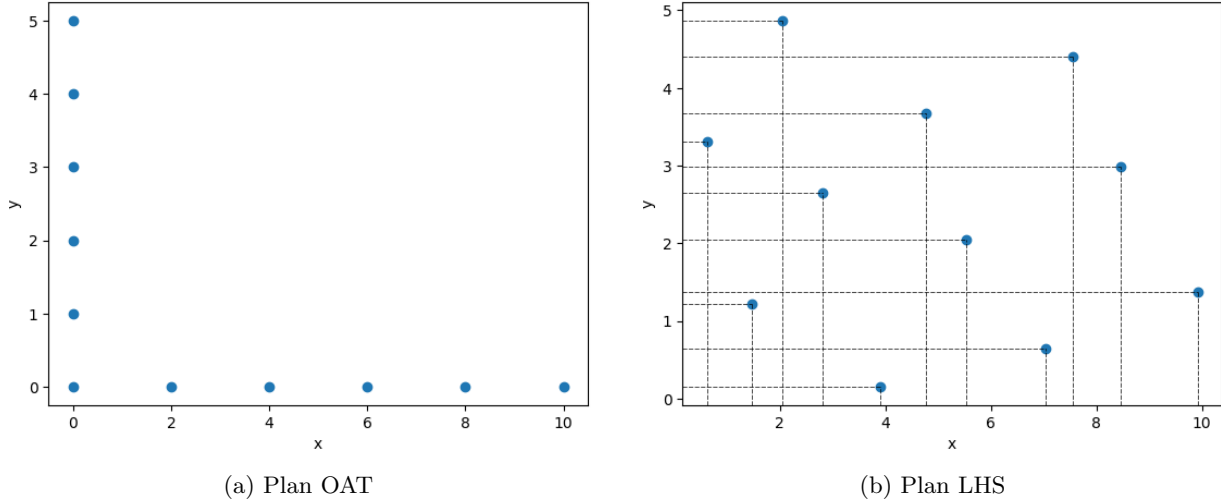


FIGURE 5.1. – Exemples de plan OAT (a) et LHS (b) en dimension 2

dantes suivent des lois gaussiennes de paramètres μ_i et σ_i^2 , les composantes du vecteur aléatoire $\mathbf{W}(x) = \sum_{i=1}^n A_i(x) \Phi_i$ correspondant à la grandeur déterministe $\mathbf{w}(x)$ suivent également des lois gaussiennes :

$$\forall j \in \llbracket 1; N \rrbracket \quad \mathbf{W}(x)_j = \sum_{i=1}^n A_i(x) \Phi_{i,j} \sim \mathcal{N}(\mu_\Sigma, \sigma_\Sigma^2) \quad (5.15)$$

avec

$$\begin{cases} \mu_\Sigma = \sum_{i=1}^n \mu_i \Phi_{i,j} \\ \sigma_\Sigma^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \Phi_{i,j}^2 \end{cases} \quad (5.16)$$

Pour calculer la valeur $\text{IVMR}(x)$ pour la grandeur $\mathbf{w}(x)$, il est donc possible de la calculer séparément pour chaque composante $\mathbf{w}(x)_j$, puis de sommer les résultats obtenus. Toutefois, en utilisant cette définition, il est apparu que la fonction $\text{IVMR}(x)$ était très peu régulière, et il était difficile d'en trouver le minimum. Pour résoudre ce problème, une autre définition de l'IVMR a été proposée, en faisant une moyenne pondérée des coefficients $(a_i(x))_{i=1..n}$ par les valeurs propres $(\lambda_i)_{i=1..n}$ des vecteurs propres $(\Phi_i)_{i=1..n}$

$$\bar{a}(x) = \sum_{i=1}^n a_i(x) \lambda_i \quad (5.17)$$

Cette moyenne pondérée suit également une loi gaussienne $\mathcal{N}(\mu_\Sigma, \sigma_\Sigma^2)$ avec :

$$\begin{cases} \mu_\Sigma = \sum_{i=1}^n \mu_i \lambda_i \\ \sigma_\Sigma^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \lambda_i^2 \end{cases} \quad (5.18)$$

On peut alors écrire :

$$\text{IVMR}(x) = \int_{\Omega} \frac{\sigma_{\Sigma,x}^2(s)}{|\mu_{\Sigma,x}(s)|} ds \quad (5.19)$$

Cette fonction est plus régulière que la précédente, et permet d'obtenir le nouveau point qui améliore le plus le modèle global, en tenant compte des poids des différents vecteurs $(\Phi_i)_{i=1..n}$ dans la solution recherchée.

4. Indices de Sobol

L'utilisation d'un DOE de type LHS permet également d'analyser la sensibilité de la grandeur modélisée aux différents paramètres d'entrée. Pour ce faire, on peut considérer les indices de Sobol, qui sont définis comme suit :

$$S_i = \frac{\text{Var}(\mathbb{E}(Y|X_i))}{\text{Var}(Y)} \quad (5.20)$$

$$S_{ij} = \frac{\text{Var}(\mathbb{E}(Y|X_i, X_j))}{\text{Var}(Y)} - S_i - S_j \quad (5.21)$$

$$S_i^T = S_i + \sum_{i \neq j} S_{ij} + \dots = 1 - \frac{\text{Var}(\mathbb{E}(Y|X_{\sim i}))}{\text{Var}(Y)} \quad (5.22)$$

La grandeur recherchée y et les paramètres d'entrée $\mathbf{x} = \{x_1, \dots, x_d\}$ sont considérés comme des réalisations des processus stochastiques Y et $\mathbf{X} = \{X_1, \dots, X_d\}$. $\mathbb{E}(Y|X_i)$ est l'espérance de Y conditionnée par X_i , i.e. la fonction qui associe à une valeur x_i du i^{e} paramètre l'espérance de la variable aléatoire Y quand $X_i = x_i$. Dans le cas présent, les différentes fonctions cibles sont les coefficients $a_i(x)$ correspondant aux vecteurs propres Φ_i obtenus par la méthode de la POD.

S_i est l'indice de Sobol du 1^{er} ordre du i^{e} paramètre, et représente l'effet de la variable x_i sur la solution y , sans interaction avec les autres variables. S_{ij} est l'indice de Sobol du second ordre, qui représente l'effet des interactions entre les variables x_i et x_j sur la solution y . Il est possible de définir des indices d'ordre plus élevés, qui mesurent les interactions entre un plus grand nombre de variables. S_i^T est l'indice total de la variable x_i , et représente la contribution totale de la variable x_i , en incluant ses interactions avec les autres variables. Les indices sont compris entre 0 et 1, 0 indiquant que la variable (ou l'interaction) n'a aucun effet sur la solution.

Les indices de Sobol peuvent facilement être calculés numériquement, par exemple en utilisant la librairie *SALib.analyze* de Python, mais cela nécessite un grand nombre d'échantillons de la fonction solution (de l'ordre de 1000). Lorsque les échantillons disponibles sont moins nombreux, comme c'est le cas dans cette étude, il est possible de construire un modèle réduit de la fonction cible, à l'aide du krigeage par exemple. Les indices de Sobol sont alors calculés à partir d'échantillons obtenus avec le modèle réduit. Les indices ainsi obtenus doivent être interprétés avec prudence, car ils dépendent fortement de la qualité du modèle réduit. Mais cette méthode permet malgré tout d'obtenir une indication sur la sensibilité de la solution cherchée aux différents paramètres d'entrée.

5. Méthode de validation Leave One Out

La méthode classique pour valider un modèle réduit consiste à créer un jeu d'échantillons différents de ceux ayant servi à construire le modèle, et d'évaluer l'erreur du modèle sur ce jeu de validation. Cependant, dans les cas où le nombre d'échantillons est limité, il peut être intéressant d'utiliser tous les échantillons disponibles pour construire le modèle, et de valider celui-ci par la méthode de « validation croisée » : tous les échantillons disponibles sont répartis en plusieurs jeux, et un premier sous-modèle est construit à partir de tous ces jeux sauf un, qui sert de jeu de validation. Un deuxième sous-modèle est construit avec un autre jeu de validation, et ainsi de suite (voir le schéma de la figure 5.2). Avec cette méthode, chaque sous-modèle est évalué sur un jeu de données différent de celui utilisé pour sa construction. À partir de l'erreur de chaque sous-modèle, on peut estimer l'erreur globale du modèle final construit en utilisant toutes les données disponibles. La méthode de validation croisée utilisée dans cette thèse est celle du « Leave One Out » (LOO), qui consiste à utiliser un seul échantillon de validation pour chaque sous-modèle, ce qui revient à construire autant de sous-modèles qu'il y a d'échantillons disponibles. L'avantage de cette méthode est qu'elle est simple à mettre en place et que la précision du modèle est estimée à partir de sous-modèles très proches, car construits avec seulement un échantillon de moins. Un inconvénient de la méthode Leave One Out est que l'erreur du modèle va être

surestimée lorsque l'échantillon de validation se situe sur la frontière de l'enveloppe convexe des points d'observation dans l'espace des paramètres : pour le sous-modèle construit à partir des autres échantillons, le point de validation est situé hors du domaine d'apprentissage, et l'erreur du sous-modèle sera probablement très supérieure à celle du modèle final dans cette région de l'espace des paramètres (voir figure 5.3). Enfin, quelle que soit la méthode de validation choisie, il est toujours impossible de connaître la précision du modèle dans un domaine de l'espace des paramètres où aucun échantillon n'est disponible, même s'il est possible de l'estimer en utilisant la variance renvoyée par le krigeage.

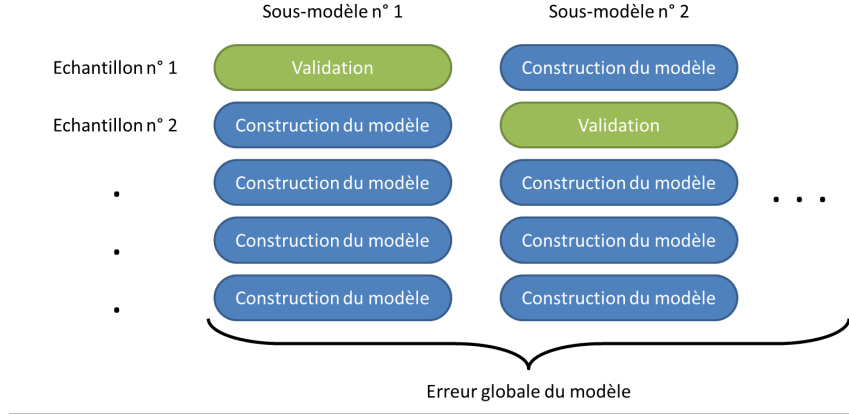


FIGURE 5.2. – Principe de la méthode de validation croisée

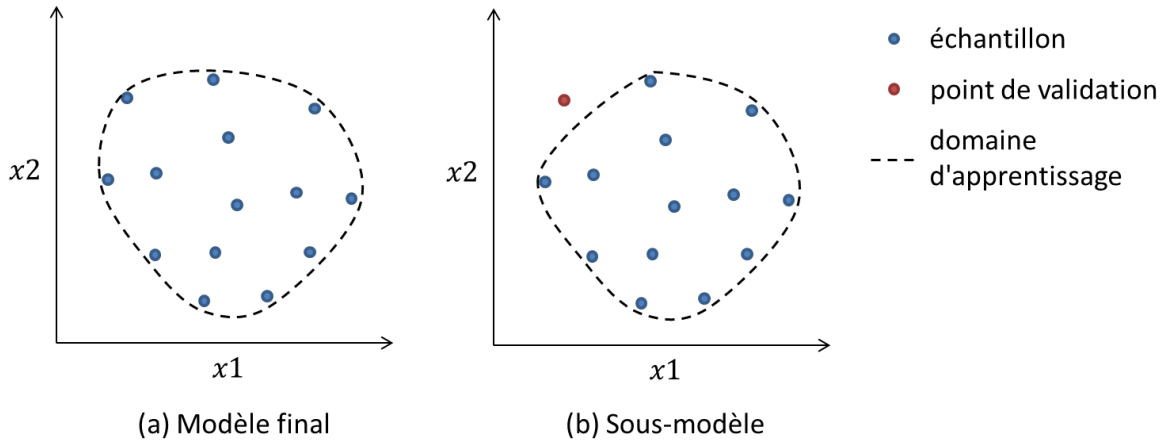


FIGURE 5.3. – Domaines d'apprentissage du modèle final (a) et d'un sous-modèle construit avec le LOO (b)

6. Validation de la méthode

La méthode de modélisation a été testée sur un cas simple d'advection-diffusion en deux dimensions, avec une composante non-linéaire. L'équation considérée est :

$$k\Delta u + c\nabla u + s(u) = f \quad (5.23)$$

avec $u(x, y)$ le champ recherché, f et s les fonctions :

$$f(x, y) = \sin(2\pi x) \sin(2\pi y) \quad (5.24)$$

$$s(u) = \frac{\mu_0}{\mu_1} (e^{\mu_1 u} - 1) \quad (5.25)$$

et k , c , μ_0 et μ_1 des constantes réelles, et également les paramètres du problème. La condition $u = 0$ a été imposée sur tout le contour du domaine des (x, y) . Les paramètres d'entrée ont été choisis tels que $k \in [0; 100]$, $c \in [0; 100]$, $\mu_0 \in [0; 100]$ et $\mu_1 \in [0; 10]$. Un LHS de 10 points a été construit dans cet espace, et l'équation (5.23) a été résolue par la méthode des éléments finis sur le domaine des (x, y) pour les 10 quadruplets (k, c, μ_0, μ_1) pour constituer les « snapshots » utilisés pour la POD. Le code d'éléments finis utilisés pour résoudre l'équation a été fourni par Berthelin [71] de l'équipe DTIS/M2CI, en s'inspirant des travaux de Grepl [72]. L'erreur du modèle a été moyennée sur un autre LHS de 100 points de validation. Les corrélations exponentielle et gaussienne ont été testées. Pour chaque cas de validation, l'erreur intégrée sur le domaine (x, y) est indiquée dans le tableau 5.1. Cette erreur est calculée à l'aide de l'équation :

$$\varepsilon = \frac{\|\mathbf{u}_{calcul}(p) - \mathbf{u}_{modèle}(p)\|_2}{\|\mathbf{u}_{calcul}(p)\|_2} \quad (5.26)$$

Dans ce cas précis, la corrélation exponentielle semble donner de meilleurs résultats que la gaussienne, sans qu'il soit possible d'en tirer des conclusions ou une généralisation. Il n'y a pas non plus de lien évident entre les paramètres d'entrée et l'erreur commise par la méthode. L'erreur maximale est d'environ 15 % avec la corrélation exponentielle, ce qui est satisfaisant. La figure 5.4 montre une comparaison entre le résultat original obtenu par la méthode des éléments finis et celui obtenu par la méthode d'interpolation par POD, pour le cas de validation n° 1.

	k	c	μ_0	μ_1	Erreur (corrélation exponentielle)	Erreur (corrélation gaussienne)
Cas 1	34,1	80,4	69,4	19,1	14,7 %	11,5 %
Cas 2	25,8	54,9	2,5	13,7	9,6 %	24,1 %
Cas 3	5,4	63,3	74,0	7,2	10,4 %	67,5 %
Cas 4	93,7	77,2	55,5	11,4	6,6 %	9,5 %
Cas 5	45,6	94,6	31,2	3,1	2,0 %	3,8 %
Cas 6	89,1	20,1	18,4	15,8	6,2 %	6,4 %
Cas 7	19,9	2,8	43,0	8,8	13,2 %	22,8 %
Cas 8	70,0	31,2	23,2	2,0	12,9 %	7,1 %
Cas 9	53,1	15,2	85,3	17,2	14,8 %	9,5 %
Cas 10	66,5	46,1	96,5	5,3	3,6 %	8,4 %
Erreur moyenne					9,4 %	17,0 %

TABEAU 5.1. – Erreur de la méthode d'interpolation par POD sur le cas-test d'advection-diffusion pour les corrélations exponentielle et gaussienne

Un autre test de la méthode de la POD a été réalisé, en modélisant la forme du choc autour d'un cylindre plein. Ce modèle, construit à partir des formes de choc obtenues avec les calculs présentés dans le chapitre 6, donne des résultats prometteurs et est détaillé dans l'annexe A du manuscrit.

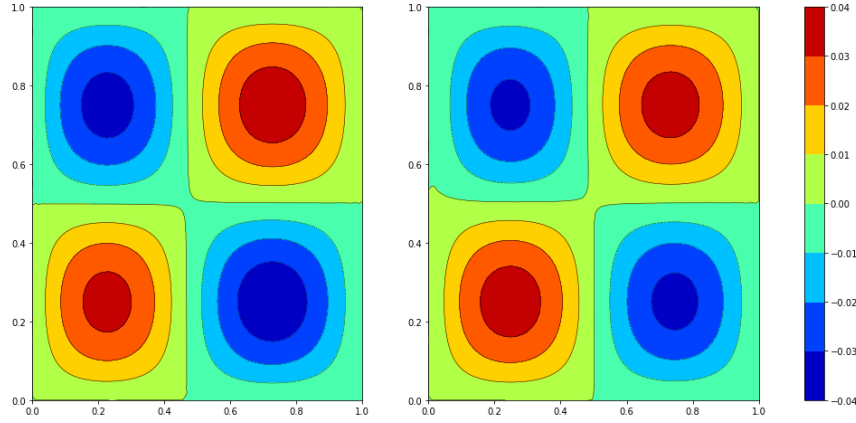


FIGURE 5.4. – Distribution obtenue pour le cas de validation 1 (à gauche : résultat calculé par la méthode des éléments finis; à droite : résultat obtenu par l'interpolation par POD, avec une corrélation exponentielle)

Conclusion

Ce chapitre présente la méthode de modélisation de distributions utilisée au cours de cette thèse. Cette méthode est basée sur la décomposition en modes propres (POD), qui consiste à réduire la dimension du problème considéré en construisant une base de vecteurs propres à partir d'un nombre fini de distributions d'entrées, ou *snapshots*. La modélisation de la distribution recherchée en un nouveau point se fait en interpolant les coordonnées de ce point dans la base des vecteurs propres. Dans la méthode présentée ici, l'interpolation se fait par krigeage, une méthode stochastique garantissant le minimum de variance. L'utilisation du krigeage nécessite de choisir les points d'entrée du modèle selon un plan d'expérience adapté. L'un des avantages du krigeage est qu'il permet d'avoir accès à la variance de la solution interpolée en tout point, et d'enrichir le plan d'expérience de manière optimale. La méthode de modélisation présentée ici a été testée sur un cas simple d'advection-diffusion avec des résultats prometteurs.

Les données d'entrée nécessaires à la construction du modèle sont obtenues par des simulations numériques Navier-Stokes, présentées dans le chapitre 6.

Simulations numériques d'écoulements hypersoniques d'arrière-corps

L'objectif de ce chapitre est de mettre au point une méthodologie de simulations numériques d'écoulements hypersoniques d'arrière-corps avec le code CEDRE de l'ONERA. Cette méthodologie a pour objectif de minimiser le temps nécessaire à la génération des données qui seront utilisée pour construire les modèles de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins. La section 1 présente les modèles numériques utilisés pour la simulation des écoulements d'arrière corps en régime hypersonique continu. Dans la section 2, la capacité du solveur CHARME de CEDRE à simuler les écoulements à l'ombre est illustrée par un certain nombre de cas tests. La section 3 présente le plan d'expérience utilisé pour créer les données d'entrée des modèles, ainsi que la méthodologie de maillage qui a été mise en place pour la réalisation de cette base de calculs.

Sommaire

1.	Modèles numériques pour la simulation des écoulements hypersoniques d'arrière-corps en régime continu	120
2.	Calculs de cas-tests d'écoulement hypersoniques d'arrière-corps avec CEDRE	120
2.1.	Cas-test n ° 1 : Dièdre 2D plan	120
2.2.	Cas-test n ° 2 : Rampe 2D suivie d'une plaque	124
2.3.	Cas-test n ° 3 : Calcul 3D de la capsule de rentrée ORION	126
3.	Stratégie de calcul	131
3.1.	Conception du plan d'expérience	131
3.2.	Méthodologie de maillage	133
	Conclusion	135

1. Modèles numériques pour la simulation des écoulements hypersoniques d'arrière-corps en régime continu

Dans le cadre de cette thèse, les simulations numériques servant de données d'entrée pour la création de modèles de flux de chaleur et de C_p sont effectuées avec le solveur eulérien Navier-Stokes non structuré CHARME inclus dans le logiciel CEDRE de l'ONERA. Un modèle de cinétique chimique de Park à 5 espèces (N_2 , O_2 , N , O et NO) et 17 réactions est utilisé. Cependant, l'état du gaz dépend du point de vol, de la forme et de l'attitude de l'objet considéré. Aussi, suivant ces paramètres, l'écoulement local calculé par CEDRE peut être soit un gaz parfait ou un gaz réel en déséquilibre ou à l'équilibre chimique. Dans tous les cas, l'écoulement est laissé libre de se mettre dans un état qui correspond aux conditions locales. En d'autres termes, il s'agit d'un modèle plus général ne faisant aucune hypothèse sur le type d'écoulement (à l'équilibre, figé, en déséquilibre). Toutefois, aux vitesses et aux altitudes considérées, le choc n'est pas assez fort pour ioniser l'écoulement, aussi seuls les atomes et les molécules sont pris en compte. De plus, comme indiqué dans le chapitre 2, l'écoulement est considéré comme étant toujours à l'équilibre thermique.

Les équations de Navier-Stokes sont résolues avec une discrétisation de type volumes-finis. Selon les calculs, le schéma numérique utilisé peut être soit un schéma AUSM+, soit un schéma hybride HLL-HLLC qui applique un schéma HLL dans les zones de choc, détectées automatiquement *via* le gradient de pression, et un schéma HLLC dans le reste du domaine. Le schéma HLL-HLLC hybride est plus permissif sur la qualité du maillage au niveau des chocs, mais peut poser problème si le choc est situé près d'une région d'intérêt, car le schéma HLL, très dissipatif, pourrait alors être appliqué automatiquement dans cette zone. Toutefois, la méthodologie de maillage 3D mise au point dans cette thèse et détaillée dans la section 3 permet de contourner ce problème, car les maillages du choc et du champ sont dans des sous-domaines séparés. Dans ce cas, un schéma numérique HLL d'ordre 1 est utilisé dans la région du choc. Dans le reste du domaine, le schéma numérique utilisé est un schéma HLLC d'ordre 2 associé à un limiteur Van Leer. L'intégration temporelle est réalisée avec une approche implicite un pas, une étape.

L'initialisation des calculs est réalisée en imposant une discrétisation spatiale d'ordre 1 et une vitesse égale à la vitesse amont dans tout le domaine. Le nombre de Courant initial est compris entre 0,01 et 0,1. Une fois le choc stabilisé dans son sous-domaine, une discrétisation spatiale d'ordre 2 est imposée dans le reste du champ, et le nombre de Courant peut être augmenté progressivement jusqu'à des valeurs maximales autour de 100.

2. Calculs de cas-tests d'écoulement hypersoniques d'arrière-corps avec CEDRE

Des simulations sont menées sur des cas-tests d'écoulements hypersoniques d'arrière-corps issus de la littérature, afin de mettre au point une méthodologie pour les calculs d'écoulements d'arrière-corps avec CEDRE. Pour tous les cas choisis, des résultats expérimentaux et numériques sont disponibles, ce qui permet de confirmer les résultats obtenus avec CEDRE, et de quantifier l'écart entre la CFD et l'expérience. Les cas-tests présentés ici portent sur un dièdre 2D plan dans un écoulement laminaire avec décollement et recollement fluide au culot (section 2.1), une rampe 2D suivie d'une plaque plane dans un écoulement turbulent (section 2.2) et une capsule de rentrée dans un écoulement 3D laminaire (section 2.3).

2.1. Cas-test n° 1 : Dièdre 2D plan

Ce cas-test a été choisi car il comporte un décollement avec recollement fluide, dans une configuration simple. Il porte sur une géométrie de dièdre 2D plan de demi-angle au sommet $\theta = 20^\circ$, avec un culot droit de hauteur $H = 3,81$ mm, face à un écoulement laminaire à $M_\infty = 6,05$ et $\Re_{\infty,H} = 7 \times 10^3$. La température amont T_∞ est de 48,3 K, et la température derrière le choc

avoisine 100 K, l'air peut donc être considéré comme un gaz parfait non-réactif. La paroi est considérée isotherme le temps de l'expérience, à une température $T_w = 350$ K. La figure 6.1 montre le nombre de Mach et les lignes de courant autour du dièdre, calculés avec CEDRE. Ce cas fait clairement apparaître un écoulement décollé avec recollement fluide au niveau du culot.

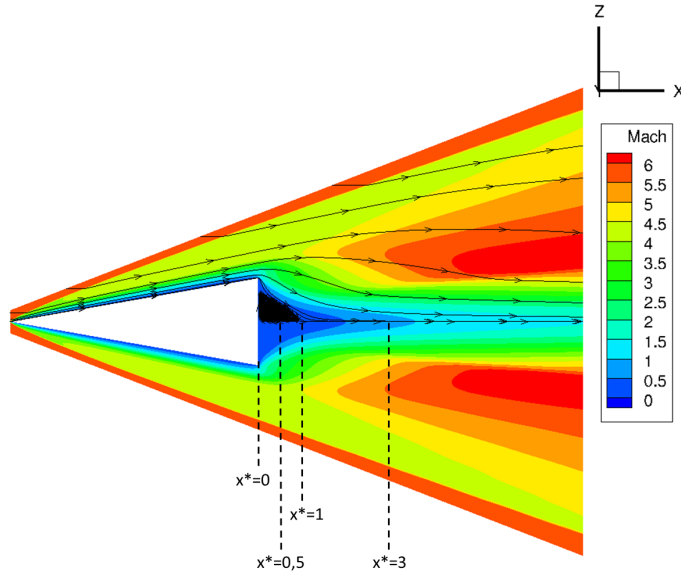


FIGURE 6.1. – Nombre de Mach et lignes de courant autour d'un dièdre 2D plan de demi-angle au sommet $\theta = 20^\circ$, obtenus avec CEDRE en écoulement laminaire

Les résultats obtenus avec CEDRE ont pu être comparés à des résultats issus de la littérature, obtenus expérimentalement par Batt [73] et numériquement par Gorshkov [44]. Batt a mesuré la pression statique et la température totale dans le sillage du dièdre, sur la ligne médiane ($z = 0$) et sur différentes lignes perpendiculaires à la direction de l'écoulement incident. Ces lignes sont repérées par leur abscisse x^* adimensionnée par la demi-hauteur de marche H avec pour origine le culot du dièdre, et sont indiquées en pointillés sur la figure 6.1. Gorshkov a calculé les mêmes grandeurs le long de ces lignes, mais a également relevé la longueur de la zone de recirculation L_w , l'abscisse adimensionnée du centre du tourbillon au culot x_c^* , la pression statique adimensionnée au culot P_b/P_∞ et au point de recollement P_{rs}/P_∞ .

Pour cette géométrie, on peut facilement déterminer que l'angle théorique entre le choc de tête et l'écoulement incident, pour un fluide parfait, est de $17,5^\circ$. Sur les schémas réalisés par Batt à partir de visualisations schlieren, cet angle est d'environ 19° , et tandis que Gorshkov trouve un angle d'environ $19,5^\circ$, légèrement plus que celui donné par la théorie. Le calcul CEDRE donne un angle de 19° , en accord avec les résultats de Batt et Gorshkov.

Les figures 6.2 et 6.3 présentent respectivement les valeurs de la pression statique et de la température totale obtenues avec CEDRE dans le sillage pour différentes valeurs de x^* (en pointillé sur la figure 6.1), comparées avec celles mesurées par Batt et calculées par Gorshkov. Les valeurs de la pression font clairement apparaître la détente qui se produit au passage de l'arête aval du dièdre. Les valeurs calculées avec CEDRE sont proches de celles mesurées par Batt, sauf pour la ligne $x^* = 0$. La différence constatée à cet endroit est probablement due au fait que la ligne $x^* = 0$ est censée se situer au niveau du culot du dièdre, et que ce culot n'est pas instrumenté. La mesure de pression a donc dû être faite par une sonde Pitot légèrement en aval de $x^* = 0$. Les résultats obtenus avec CEDRE coïncident également très bien avec les résultats de Gorshkov, sauf pour la ligne $x^* = 0,5$. Cette différence peut s'expliquer par la différence dans l'adimensionnement de l'abscisse x^* entre les études de Batt et Gorshkov : pour Batt, x^* est adimensionné par la hauteur du culot $2H$, tandis que Gorshkov a réalisé l'adimensionnement en prenant comme référence la demi-hauteur de culot H , méthode qui a été retenue ici. Dans l'article de Gorshkov,

les mesures de Batt et les valeurs calculées par Gorshkov pour la pression sur la ligne $x^* = 0,5$ coïncident très bien, mais ne correspondent pas aux valeurs de l'article de Batt pour cette ligne. Il y a probablement eu une confusion de la part de Gorshkov entre les deux adimensionnements pour la ligne $x^* = 0,5$. Pour la température totale (figure 6.3), on observe que celle-ci augmente lorsqu'on s'éloigne de la ligne médiane $z^* = 0$. Ce phénomène ne peut théoriquement pas être dû à la détente, qui est conservative, mais plutôt à l'effet refroidissant de la paroi du dièdre, dont la température est fixée à $T_w = 350$ K. Là encore, les valeurs calculées avec CEDRE sont très proches de celles obtenues par Gorshkov, mais elles sont plus éloignées de celles mesurées par Batt, sauf sur la ligne $x^* = 0$, au niveau du culot, qui est la plus importante car directement reliée au flux de chaleur au culot.

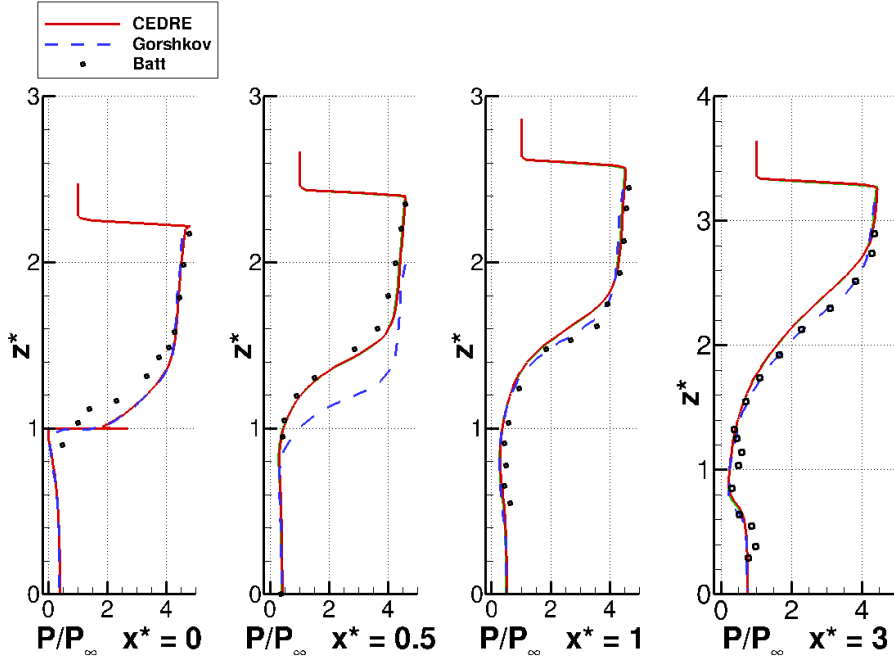


FIGURE 6.2. – Pression statique P adimensionnée par la pression statique amont P_∞ , calculée avec CEDRE sur différentes lignes dans le sillage du dièdre 2D (voir figure 6.1), comparée aux résultats expérimentaux de Batt [73] et numériques de Gorshkov [44]

La figure 6.4 présente les valeurs de la pression statique et totale dans le sillage du dièdre, le long de la ligne médiane $z = 0$. Là encore, les résultats obtenus avec CEDRE sont en très bon accord avec ceux de Batt et de Gorshkov. Pour la pression statique, Batt présente deux jeux de mesures, sans préciser ce qui les différencie, ils ont donc été reproduits tous les deux sur la figure 6.4 (a). Les valeurs de la pression statique font clairement apparaître la recompression qui se produit dans le sillage et qui est due à la déviation du fluide au point de recollement.

Le tableau 6.1 présente les comparaisons de quatre autres grandeurs calculées par Gorshkov dans le sillage du dièdre : la longueur L_w de la zone de recirculation et l'abscisse x_c^* du centre du tourbillon au culot, toutes deux adimensionnées par la demi-hauteur H du culot, la pression adimensionnée P_b/P_∞ au culot, et la pression adimensionnée P_{rs}/P_∞ au point de recollement. Les grandeurs calculées par Gorshkov ne sont pas données précisément dans l'article mais doivent être lues sur des graphiques, ce qui limite leur précision. Là aussi, les résultats du calcul CEDRE sont cohérents avec les résultats extraits de la littérature.

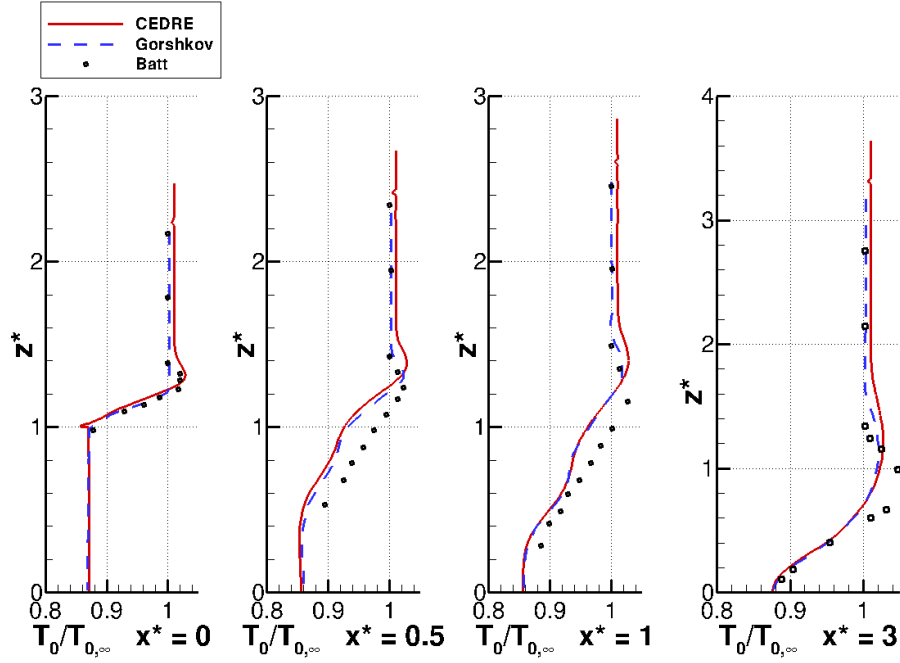
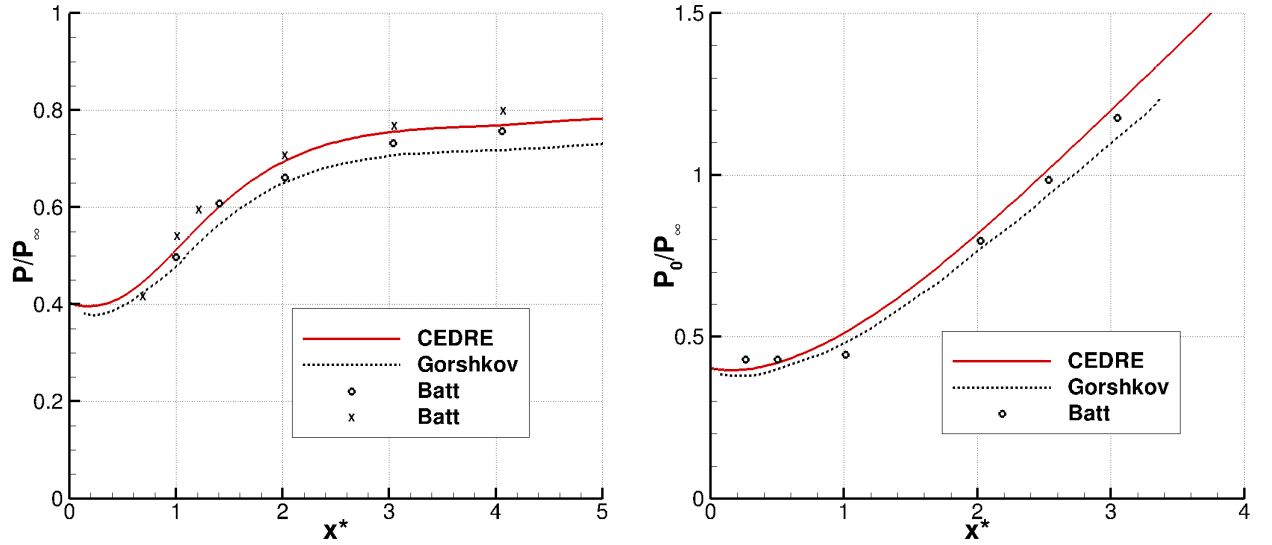


FIGURE 6.3. – Température totale T_0 adimensionnée par la température totale amont $T_{0,\infty}$, calculée avec CEDRE sur différentes lignes dans le sillage du dièdre 2D (voir figure 6.1), comparée aux résultats expérimentaux de Batt [73] et numériques de Gorshkov [44]



(a) Pression statique P adimensionnée par la pression statique amont P_∞

(b) Pression totale P_0 adimensionnée par la pression statique amont P_∞

FIGURE 6.4. – Pression statique (a) et totale (b) calculées avec CEDRE sur la ligne médiane $z = 0$ dans le sillage du dièdre, comparées aux résultats expérimentaux de Batt [73] et numériques de Gorshkov [44]

	L_w	x_c^*	P_b/P_∞	P_{rs}/P_∞
Gorshkov	0,9 - 1	0,4	0,4	0,45
CEDRE	1	0,44	0,39	0,49

TABEAU 6.1. – Comparaison des résultats du calcul CEDRE avec les résultats extraits de l'article de Gorshkov [44]

2.2. Cas-test n° 2 : Rampe 2D suivie d'une plaque

Comme indiqué dans le chapitre 4, l'écoulement à la paroi reste laminaire durant la majeure partie d'une rentrée atmosphérique de débris. Toutefois, la turbulence peut apparaître dans le sillage et sur l'arrière-corps des géométries les plus longues, aux faibles altitudes. Ce cas-test a été choisi car il permet de modéliser un écoulement turbulent dans une configuration simple. Il porte sur une rampe de longueur $L = 37,9 \text{ cm}$, inclinée de $15^\circ 45'$ par rapport à l'écoulement incident, et suivie d'une plaque inclinée d'un angle de -2° . Le Mach incident vaut $M_\infty = 11$ et le nombre de Reynolds par mètre $Re_\infty = 9,36 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, ce qui, en prenant la longueur L de la plaque comme longueur de référence, correspond à un nombre de Reynolds $Re_{L,\infty} = 3,55 \times 10^6$. Ces conditions correspondent au cas n° 45 dans l'étude de Holden et Chadwick [46]. La figure 6.5 montre le montage expérimental utilisé. L'objectif initial de cette étude est d'observer la possible relaminarisation d'un écoulement turbulent au passage d'une détente. La valeur de Re_∞ est donc choisie pour que la transition laminaire turbulent ait lieu sur la rampe inclinée, avant la détente qui se produit à la jonction entre la rampe et la plaque. Celles-ci sont instrumentées avec des capteurs de pression et de flux sur le plan médian, et le cas peut donc être considéré bidimensionnel. Les auteurs indiquent avoir choisi cette configuration, plutôt qu'une plaque plane suivie d'une rampe descendante, car elle évite que la couche limite ne décolle après la détente. L'écoulement sur la plaque arrière est donc de type à l'ombre attaché. La température statique de l'écoulement incident est $T_\infty = 42,8 \text{ K}$, et celle derrière le choc avoisine 200 K , l'air peut donc être considéré comme un gaz parfait non réactif. La paroi est considérée comme isotherme pour la durée de l'expérience, avec $T_w = 295 \text{ K}$.

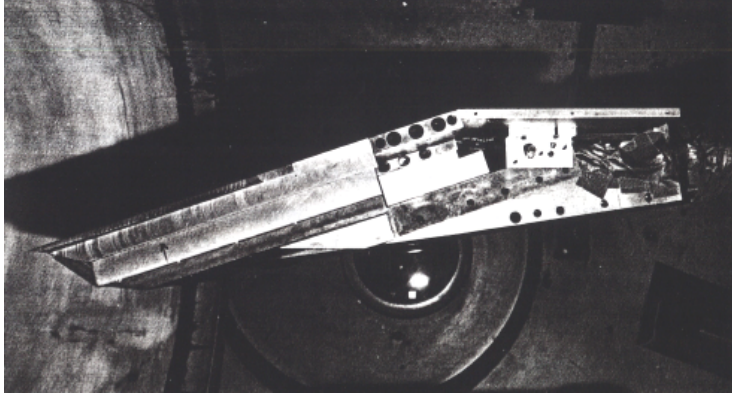


FIGURE 6.5. – Montage expérimental de rampe inclinée suivie d'une plaque utilisé par Holden et Chadwick [46]

Concernant la modélisation de la turbulence, CEDRE ne possède pas de modèle de transition, et le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement doit être imposé par l'utilisateur. Deux calculs ont donc été effectués avec CEDRE, le premier en écoulement laminaire, et le second avec un modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. La viscosité turbulente $\tilde{\nu}$ a été estimée d'après la formule

$$\tilde{\nu} = \sqrt{\frac{3}{2}} U l I$$

avec I l'intensité turbulente et l la longueur de turbulence, déterminées avec les relations

$$I = 0,16 \times Re^{-\frac{1}{8}} l = 0,038 \times L$$

où Re est le nombre de Reynolds basé sur la longueur caractéristique L de la soufflerie simulée. Cette longueur L , généralement le diamètre de la veine, n'est pas précisée dans l'article de Holden et Chadwick, c'est pourquoi plusieurs valeurs $\tilde{\nu}$ correspondant à plusieurs valeurs réalistes de L ont été testées, ce qui n'a que faiblement modifié les résultats des simulations.

La figure 6.6 montre le nombre de Mach et les lignes de courant autour de la rampe, obtenues avec CEDRE pour l'écoulement laminaire. Pour cette géométrie à $M_\infty = 11$, la théorie non

visqueuse prévoit que le choc de tête fasse un angle de $20,5^\circ$ avec la direction de l'écoulement incident, ce qui est également le cas dans les résultats CEDRE. Dans le cas de l'écoulement turbulent, cet angle est légèrement plus élevé ($21,2^\circ$), et le choc est plus épais. La figure 6.6 met également en évidence la détente qui se produit au niveau de la jonction entre la rampe montante et la plaque descendante.

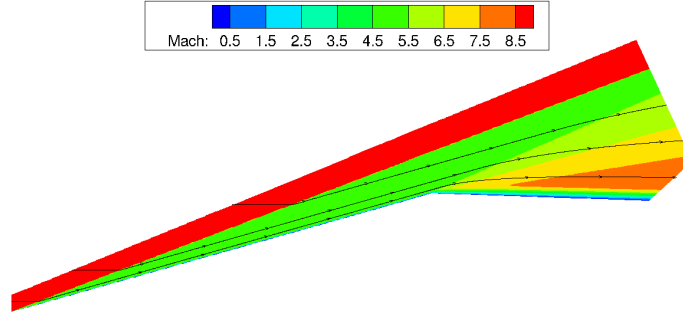


FIGURE 6.6. – Nombre de Mach et lignes de courant autour de la rampe inclinée et de la plaque, obtenues avec CEDRE pour un écoulement laminaire

La figure 6.7 présente les distributions de flux de chaleur et de pression le long de la rampe et de la plaque plane, selon l'abscisse curviligne adimensionnée s^* , obtenus avec CEDRE pour un écoulement laminaire et un écoulement turbulent. Ces résultats sont comparés aux mesures de Holden et Chadwick, ainsi qu'aux résultats d'une simulation numérique qu'ils ont réalisée avec un modèle de turbulence $k - \varepsilon$. Ces résultats font clairement apparaître la détente sous la forme d'une chute de flux et de pression à $s^* = 600$ mm, que l'écoulement soit laminaire ou turbulent. Les mesures réalisées par Holden et Chadwick font également apparaître la transition laminaire-turbulent sur la rampe inclinée vers $s^* = 250$ mm, repérable par la forte augmentation de flux de chaleur. Les résultats de CEDRE sont en accord avec les résultats expérimentaux pour le flux de chaleur, à la fois pour le régime laminaire et le régime turbulent. Concernant la pression, l'influence de la turbulence est plus faible que pour le flux de chaleur. Les niveaux de pression calculés avec une simulation laminaire sont légèrement inférieurs à ceux obtenus avec une simulation turbulente, à la fois sur la rampe montante et la plaque descendante. Même dans le cas de la simulation turbulente, le niveau de pression prédit par CEDRE sur la rampe sont trop faibles par rapport à l'expérience, mais ils sont corrects sur la plaque descendante, qui est la partie du montage située à l'ombre. Comparé au modèle Spalart-Allmaras utilisé dans les simulations CEDRE, le modèle $k - \varepsilon$ utilisé par Holden et Chadwick donne de meilleurs résultats pour la pression sur la rampe ainsi que pour le flux sur la plaque descendante, mais les résultats obtenus avec CEDRE sont plus proches de l'expérience pour le flux sur la rampe. Le modèle Spalart-Allmaras a donc l'air d'être suffisant pour calculer le flux de chaleur et la pression aux parois à l'ombre où l'écoulement est attaché.

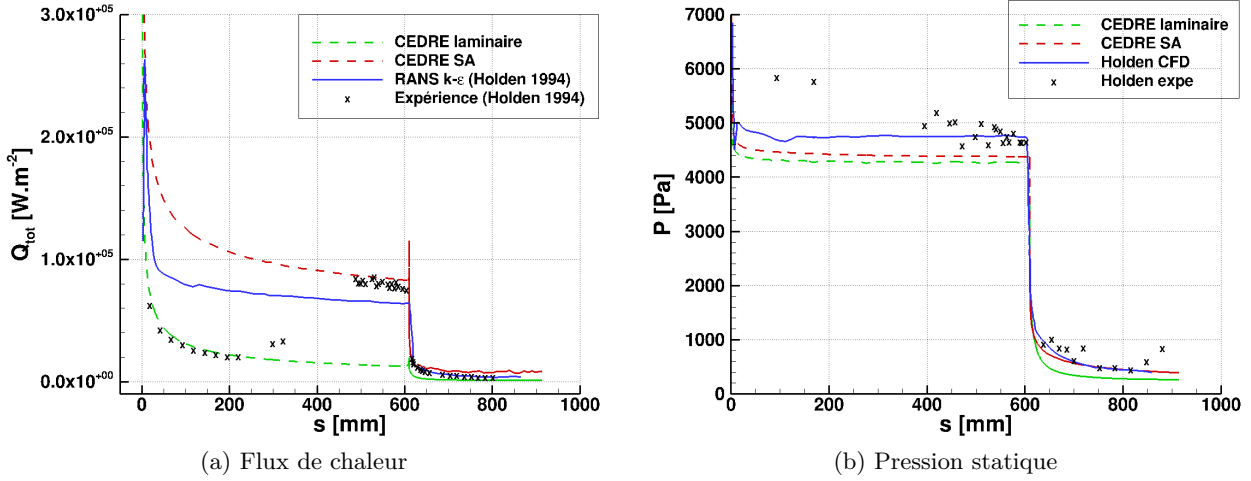


FIGURE 6.7. – Flux de chaleur (a) et pression statique (b) le long de la rampe et de la plaque, obtenues avec CEDRE en écoulement laminaire et turbulent, comparés aux résultats expérimentaux et numériques de Holden et Chadwick [46]

2.3. Cas-test n° 3 : Calcul 3D de la capsule de rentrée ORION

Ce cas-test a été choisi car il permet de modéliser un écoulement décollé avec recollement fluide dans une configuration 3D. Le vaisseau ORION, développé par la NASA, est un sphère-cône d'environ 7 m de large et 5 m de diamètre conçu pour des rentrées atmosphériques depuis l'orbite terrestre basse et l'orbite lunaire. Barnhardt *et al.* [74] ont réalisé des mesures en soufflerie sur une maquette de la capsule pour 3 écoulements incidents différents. Dans un des cas, l'écoulement reste laminaire sur toute la géométrie, tandis que la transition laminaire-turbulent se produit sur la géométrie dans les deux autres cas. Barnhardt *et al.* [74] puis Brock *et al.* [75] ont également réalisé des comparaisons entre les mesures et des simulations numériques Navier-Stokes.

Un schéma du montage expérimental est visible sur la figure 6.8. La maquette de la capsule est montée sur un mât avec un angle d'attaque $\alpha = 28^\circ$. La figure 6.9 montre la position des différents capteurs de pression et de flux de chaleur installés sur la maquette. Sur la face arrière, les capteurs sont répartis sur 9 plans correspondant à différentes valeurs de l'angle d'azimut Φ . Lorsque la capsule est en incidence, la partie supérieure ($\Phi = 0$) est dirigée vers l'arrière (côté *leeward*) et la partie inférieure ($\Phi = 180^\circ$) est dirigée vers l'écoulement (côté *windward*). L'angle d'attaque étant inférieur au demi-angle au sommet du cône, le côté *windward* est à l'ombre, mais l'écoulement reste attaché à la paroi.

Le cas laminaire a été choisi pour cette validation, car il est plus simple à mettre en place, et qu'une simulation d'un écoulement turbulent a déjà été réalisée avec le cas-test n° 2. Les conditions expérimentales sont détaillées dans le tableau 6.2. L'écoulement est considéré non réactif, au vu de la très faible température amont et du nombre de Mach relativement faible. De plus, compte tenu de la très courte durée de l'expérience en soufflerie, la paroi est considérée isotherme. L'écoulement dans la zone de recirculation étant instationnaire, le calcul a été réalisé avec un pas de temps global $\Delta t = 1 \times 10^{-7}$ s, et les résultats instantanés ont été moyennés sur une durée totale de $2,6 \times 10^{-3}$ s.

Le maillage utilisé pour le calcul CEDRE est de type hybride structuré/non structuré, comme les maillages utilisés dans la suite de la thèse pour calculer les données d'entrées des modèles de C_p et de flux de chaleur aux parois à l'ombre des cylindres pleins. Cette topologie de maillage hybride est présentée en détail dans la section 3. Une coupe du maillage est visible sur la figure 6.10. La taille totale du maillage est d'environ 29 millions de cellules et les mailles à la paroi mesurent $1 \mu m$ d'épaisseur, avec un ratio d'expansion de 1,2 dans la couche limite. La taille de

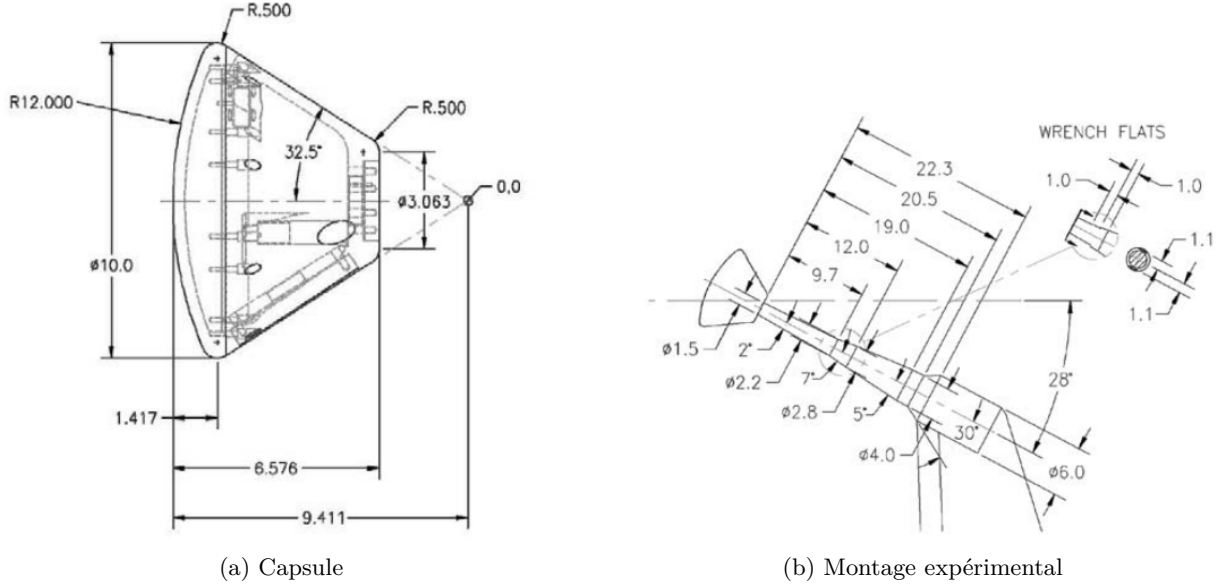


FIGURE 6.8. – Schémas de la maquette de la capsule ORION (a) et du montage expérimental utilisés par Barnhardt *et al.* [74]

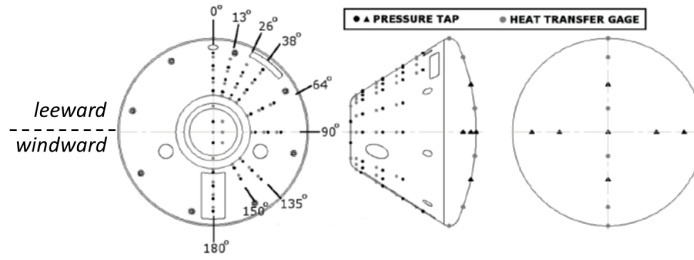


FIGURE 6.9. – Position des capteurs de pression et de flux de chaleur sur la maquette d'ORION utilisée par Barnhardt *et al.* [74] (image de gauche : face arrière ; image de droite : face avant)

maille dans la zone de recirculation ne dépasse pas 2,5 mm, comme préconisé par Barnhardt *et al.* [74].

Re_{∞} [m^{-1}]	M_{∞}	ρ_{∞} [$kg \cdot m^{-3}$]	U_{∞} [$m \cdot s^{-1}$]	T_{∞} [K]	T_{wall} [K]
$2,57 \times 10^6$	6,46	$1,1371 \times 10^{-2}$	1292,38	99,62	292,78

TABLEAU 6.2. – Conditions expérimentales pour le cas-test n° 4

La figure 6.11 présente la distribution de température et les lignes de courant autour de la géométrie de la capsule ORION. Sur cette figure apparaissent clairement le choc, la détente au passage de l'arête supérieure, ainsi que la zone de recirculation avec recollement solide, dans laquelle l'écoulement est instationnaire. Les figures 6.12 et 6.13 montrent les comparaisons entre les résultats obtenus avec CEDRE et ceux obtenus expérimentalement et numériquement respectivement par Barnhardt *et al.* et Brock *et al.* [74, 75]. Les résultats des mesures sont indiqués par les points de couleur sur la paroi. Concernant la pression, sur le côté *leeward* de la capsule, les résultats numériques de Brock semblent être trop élevées par rapport aux valeurs mesurées (à noter que le capteur n° 8, le plus proche du dard sur la tranche $\Phi = 13^\circ$ n'a pas fonctionné pendant les essais). En comparaison, la distribution de pression calculée avec CEDRE est plus uniforme, et les valeurs semblent plus proches des mesures. Sur la partie *windward*, la distribution

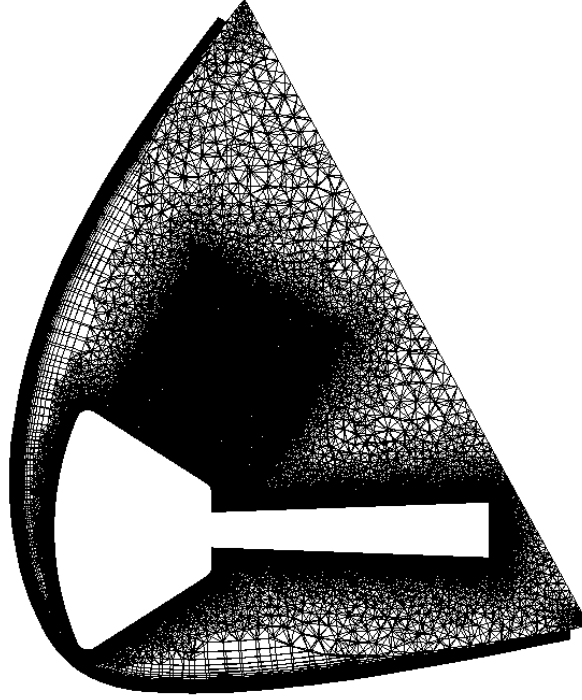


FIGURE 6.10. – Maillage utilisé pour la simulation numérique avec CEDRE de l'écoulement autour de la maquette d'ORION

de pression obtenue avec CEDRE est semblable à celle calculée par Brock *et al.*, les deux calculs surestimant légèrement la pression mesurée, notamment dans la zone de transition entre les côtés *leeward* et *windward* ($\Phi \simeq 90^\circ$). Une comparaison plus précise des résultats CEDRE est visible sur la figure 6.14 (a), où la pression est tracée en fonction du numéro de capteur. Cette façon de présenter les résultats, reprise de la publication de Barnhardt *et al.* [74], donne peu d'information sur la physique de l'écoulement, mais permet de comparer rapidement les résultats numériques aux mesures. Sur la figure 6.14 (a), la position des capteurs n° 12 à 15 est inconnue. Le calcul CEDRE n'a pas pu être comparé aux mesures en ces points, et la courbe à cet endroit est tracée en pointillée. Sur le reste des capteurs, les résultats CEDRE sont en bon accord avec les mesures.

Les distributions de flux de chaleur calculées avec CEDRE et par Brock *et al.* (figure 6.13) sont toutes les deux asymétrique et hétérogènes sur le côté *leeward*. Compte tenu du caractère instationnaire de l'écoulement dans la zone de recirculation, les moyennes temporelles du flux de chaleur dépendent fortement de la durée d'acquisition des données, ce qui peut expliquer les différences entre les résultats CEDRE, les calculs de Brock *et al.* et les mesures de Barnhardt *et al.* Des phénomènes similaires apparaissent tout de même dans les résultats numériques et expérimentaux. Ainsi, le petit pic de flux de chaleur proche de l'arête aval, pour $\Phi \simeq 0$ (noté (1) sur la figure 6.13 (a)), se retrouve à la fois dans les mesures et les deux simulations numériques. Ce pic de flux pourrait correspondre à la position moyenne du « point d'arrêt » de la zone de recirculation. Un autre pic de flux, situé sur la paroi verticale proche du mât à $\Phi \simeq 45^\circ$ (noté (2) sur la figure 6.13 (a)), est visible à la fois sur les résultats CEDRE et ceux des simulations numériques de Brock *et al.* Sur le côté *windward* de la capsule, les résultats du calcul CEDRE sont en très bon accord avec les calculs de Brock *et al.* et les mesures de Barnhardt *et al.* La figure 6.14 (b) permet de confirmer la qualité des résultats obtenus avec CEDRE sur l'ensemble de la géométrie. Sur cette figure, les positions des capteurs n° 46 et 47 étant inconnue, les résultats CEDRE correspondant n'ont pas pu être mesurés et sont indiqués en pointillés. En conclusion, ce cas-test a permis de valider la méthodologie de maillage 3D hybride utilisée dans cette thèse et de confirmer les résultats numériques obtenus aux parois à l'ombre sur des configurations tridimensionnelles.

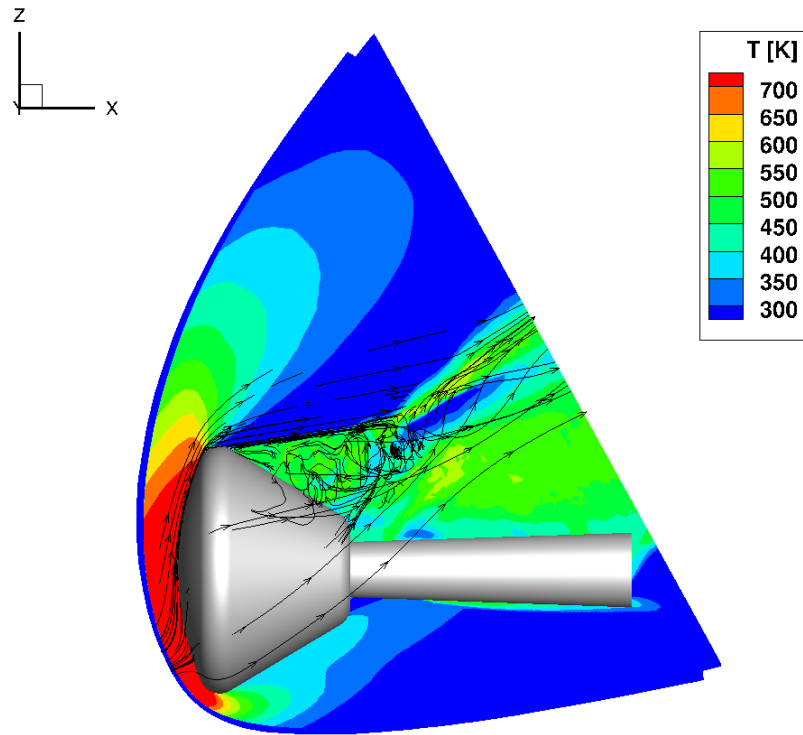


FIGURE 6.11. – Champ de température et lignes de courant autour de la maquette de la capsule ORION

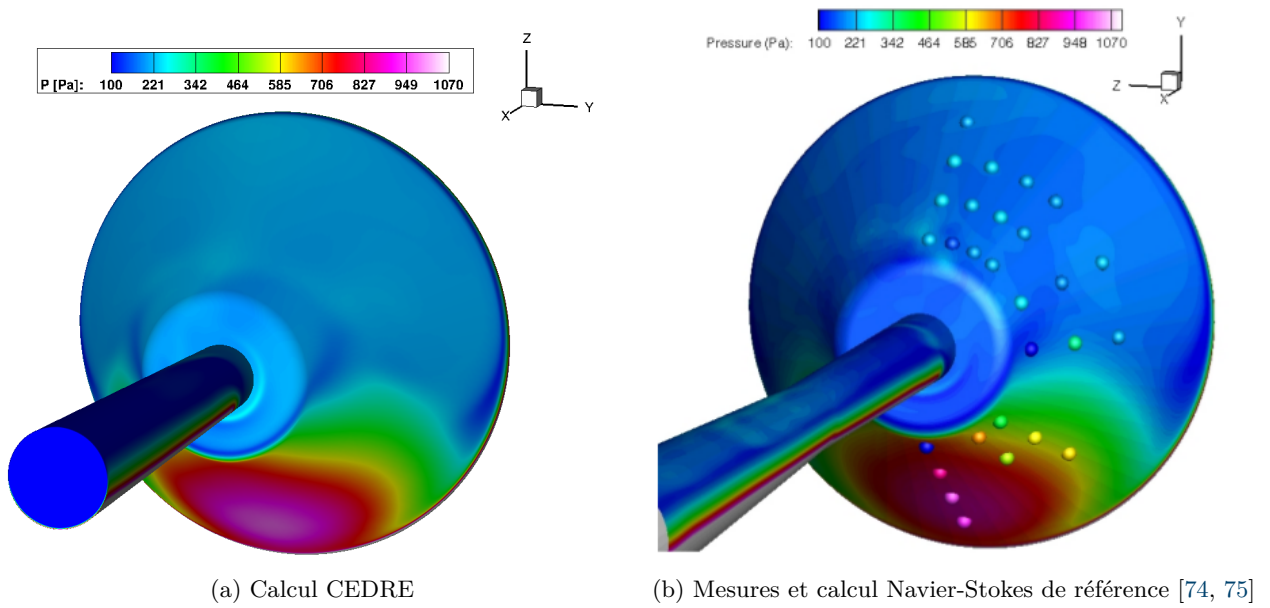


FIGURE 6.12. – Pression calculée avec CEDRE (a), et mesurée par Barnhardt [74] et calculée par Brock [75] (b) sur l'arrière de la maquette ORION

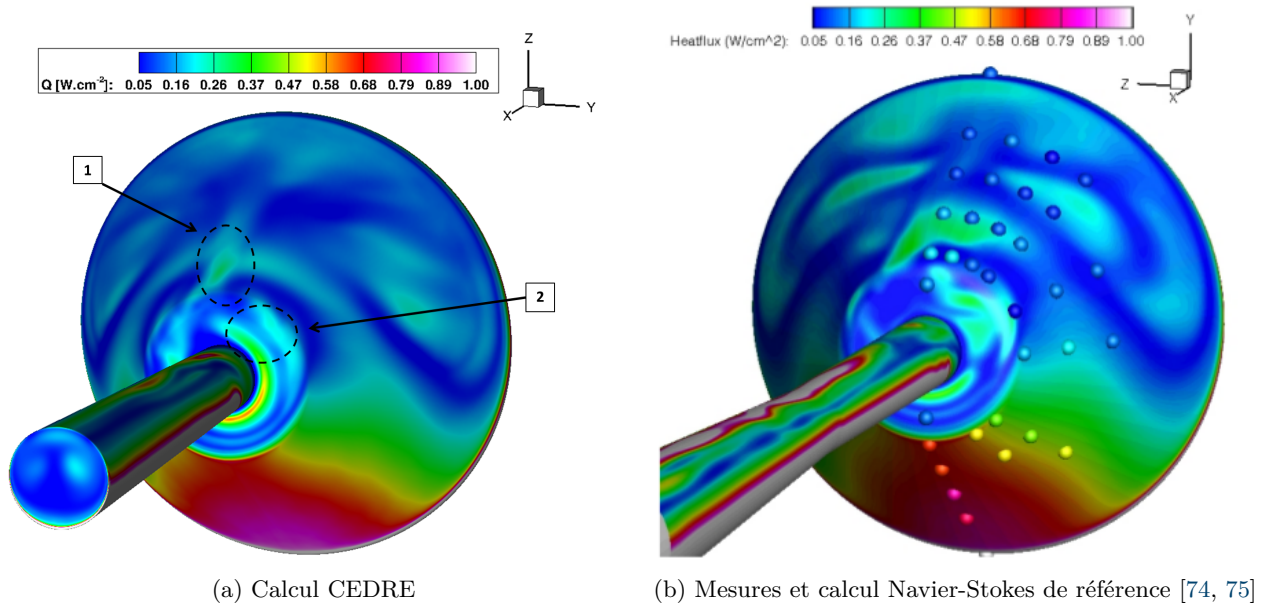


FIGURE 6.13. – Flux de chaleur calculé avec CEDRE (a), et mesuré par Barnhardt [74] et calculé par Brock [75] (b) sur l'arrière de la maquette ORION

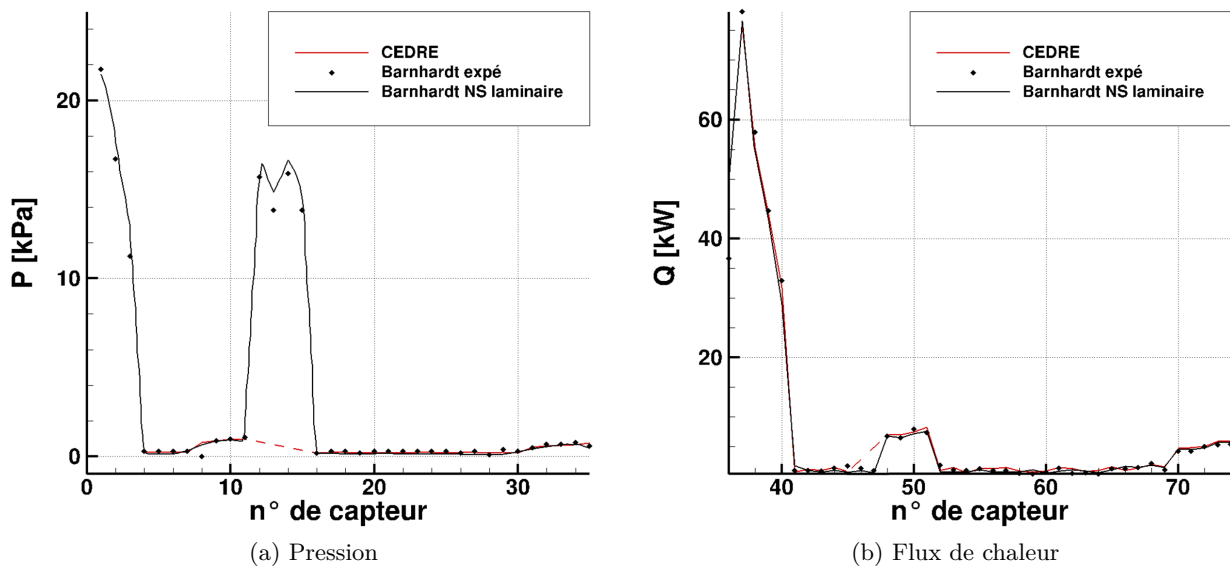


FIGURE 6.14. – Comparaison de la pression (a) et du flux de chaleur (b) calculés par CEDRE avec les résultats numériques de Brock *et al.* et les mesures de Barnhardt *et al.*, en fonction du numéro de capteur

3. Stratégie de calcul

3.1. Conception du plan d'expérience

Parmi les phénomènes identifiés comme étant à l'origine de flux de chaleur élevés aux parois à l'ombre, le choix a été fait de modéliser en premier lieu les distributions de flux et de pression dues aux écoulements attachés, et aux écoulements décollés avec recollement fluide. Les géométries de type cylindre plein ont été choisies car elles font intervenir ces deux types d'écoulement, et sont fréquemment rencontrées dans les satellites et les lanceurs. D'après les résultats de l'analyse bibliographique menée au chapitre 4, les paramètres d'entrée choisis pour la modélisation du flux de chaleur et du C_p aux parois de ces géométries sont le point de vol, la longueur L , le diamètre D , le rayon d'arête R_a et l'angle d'attaque α . Concernant les bornes du domaine d'étude, en se basant sur la base de données de simulations numériques fournie par le CNES, la longueur L a été fixée entre 0 et 3 m, le ratio L/D entre 0 et 15, le rayon d'arête entre 1 et 10 mm. L'angle d'attaque α a été fixé entre 0 et 15° , car l'étude de la base de donnée CNES a montré qu'au delà de cette valeur, le flux de chaleur total à la paroi était négligeable par rapport au flux au point d'arrêt, aussi bien dans le cas des écoulements à l'ombre attachés et des écoulements décollés avec recollement fluide. L'effet du point de vol est pris en compte séparément en faisant l'hypothèse que les effets de géométrie et de point de vol sont découplés. Les 3 points de vol modélisés sont les points A1, A2 et A3 proposés par le CNES dans le cadre d'une rentrée type de débris orbital, et rappelés dans le tableau 6.3. Afin de minimiser le nombre de calculs nécessaires à la mise au point des modèles, la méthode d'interpolation par POD, présentée dans le chapitre 5, a été choisie. Les modèles de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot des cylindres ont donc été construits au point de vol A3, pour les paramètres d'entrée L , D , R_a et α , par la méthode d'interpolation par POD. Ces modèles ont ensuite été étendus aux points de vol A1 et A2, à l'aide de corrélations de type Vérant-Sagnier [35].

	A1	A2	A3
Altitude Z [km]	40	58	70
Vitesse U_∞ [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	2888,7	4769,7	5959,4
Température T_∞ [K]	256,26	250,61	220,1
Pression P_∞ [Pa]	272,72	26,3	6,02
Masse volumique ρ_∞ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	$3,71 \times 10^{-3}$	$3,64 \times 10^{-4}$	$9,49 \times 10^{-5}$
M_∞	9	15	20
Re/m [m^{-1}]	$6,56 \times 10^5$	$9,86 \times 10^4$	$3,46 \times 10^4$
Température de paroi T_w [K]	700	700	700

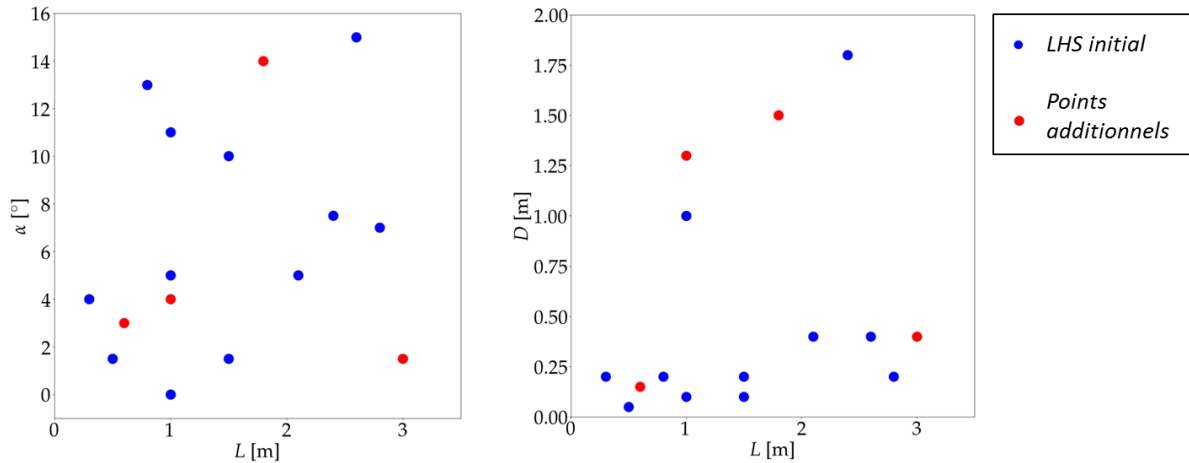
TABLEAU 6.3. – Points de vol étudiés

Un plan d'expérience initial de type LHS de 12 snapshots a été généré pour les paramètres L , L/D , R_a et α au point de vol A3. Le rapport L/D a été choisi plutôt que D en paramètre d'entrée car ce ratio semblait être un bon adimensionnement du problème, et cette méthode assurait de ne pas avoir plusieurs fois le même type de cylindre. Les 12 snapshots initiaux étaient donc répartis de manière à faire varier à la fois L et L/D (voir le tableau 6.4). Or, les premiers résultats ont montré une forte influence du diamètre D sur les distributions de C_p et de flux de chaleur. Ce résultat, détaillé dans le chapitre 7, n'avait pas pu être prédit à partir de l'analyse des cylindres de la base de données CNES, ceux-ci ayant tous le même diamètre $D = 1$ m. Par conséquent, le LHS initial, construit sur le paramètre L/D , comportait trop de points dans la région des petits diamètres. Ceci est clairement visible sur la figure 6.15, qui présente les projections du LHS initial (en bleu) dans les plans $L - \alpha$ et $L - D$: dans le plan $L - \alpha$ (à gauche), les points sont globalement bien répartis dans le domaine de variation des paramètres, mais dans le plan $L - D$ (à droite), ils sont trop concentrés dans la région des petits diamètres.

Pour rééquilibrer le plan d'expérience, 4 snapshots ont été ajoutés au plan d'expérience, en fixant les valeurs de D , au lieu de fixer L/D . Ces points additionnels sont indiqués en rouge sur

Cas n°	L[m]	L/D	D[m]	R _a [mm]	α [°]
1	1	1	1	6	0
2	1	1	1	6	5
3	0,5	10	0,05	4	1,5
4	1,5	7,5	0,2	10	1,5
5	2,8	14	0,2	7	7
6	1,5	15	0,1	1	10
7	0,8	4	0,2	3	13
8	0,3	1,5	0,2	6	4
9	1	10	0,1	9	11
10	2,6	6,5	0,4	4	15
11	2,1	5,25	0,4	1	5
12	2,4	1,33	1,8	7	7,5
13	3	7,5	0,4	4	1,5
14	1	0,8	1,3	4	4
15	0,6	4	0,15	4	3
16	1,8	1,2	1,5	4	14

TABLEAU 6.4. – Paramètres des snapshots


 FIGURE 6.15. – Projections des points n° 1 à 12 du LHS initial (en bleu) et des points additionnels n° 13 à 16 (en rouge), dans les plans $L - \alpha$ (à gauche) et $L - D$ (à droite)

la figure 6.15. En résumé, pour les snapshots n° 1 à 12, le paramètre D découle des paramètres L et L/D fixés par le LHS initial, tandis que pour les snapshots n° 13 à 16, le paramètre D a été fixé. Dans le tableau 6.4, les cases grisées indiquent, entre D et L/D , le paramètre qui découle de l'autre. Les snapshots n° 13 et 15 ont été choisis empiriquement, de façon à obtenir plus d'informations sur les phénomènes mis en jeu. Les snapshots n° 14 et 16 ont été choisis de façon à améliorer le modèle de façon optimale, grâce à la méthode de l'IVMR présentée dans le chapitre 5.

Les premiers résultats ayant également mis en évidence la faible influence du rayon d'arête R_a , grâce aux indices de Sobol, ce paramètre a été laissé constant pour les nouveaux snapshots ($R_a = 4$ mm). Là encore, ce résultat ne pouvait être prédit à partir des simulations fournies par le CNES, le maillage au niveau des arêtes des géométries étant trop grossier pour définir un rayon d'arête. Le fait que le paramètre R_a n'ait finalement aucun effet visible sur le phénomène modélisé

n'impacte toutefois pas la qualité du plan d'expérience, du fait de la robustesse en sous-projection des plans d'expérience de type LHS.

Les modèles de flux de chaleur et de C_p à la paroi sont construits pour une paroi isotherme ($T_w = 700\text{ K}$) et totalement catalytique, et des calculs supplémentaires ont été réalisés pour évaluer l'effet d'une paroi en équilibre radiatif ou non catalytique. En tenant compte du critère de Lees [45] et des observations du chapitre 4, l'écoulement est considéré laminaire pour les points de vol A2 et A3. Pour le point de vol A1, des calculs laminaires et avec un modèle de turbulence $k - \omega$ ont été réalisés.

3.2. Méthodologie de maillage

Pour pouvoir simuler numériquement les écoulements à l'ombre dans les conditions rencontrées lors de la rentrée atmosphérique des débris orbitaux, les maillages utilisés doivent permettre de capturer précisément tous les phénomènes (chocs, décollements, sillage...). Compte tenu des géométries et des angles d'attaques étudiés dans cette étude, il est nécessaire de faire des simulations numériques en 3D. La conception de maillages structurés est rendue compliquée par la nécessité de mailler finement à la fois le choc et les zones de recirculation, d'autant que leur position varie fortement en fonction de la géométrie et de l'angle d'attaque. Les maillages tétraédriques peuvent être générés automatiquement, mais la nécessité de respecter une taille de maille assez petite à la paroi et dans les zones de recirculation conduit à un trop grand nombre de mailles total. Pour pouvoir réaliser rapidement toutes les simulations numériques nécessaires à la conception de modèles réduits, en faisant varier suffisamment tous les paramètres étudiés, il a été jugé nécessaire de mettre au point une nouvelle méthodologie de création de maillage, en partie automatisée. Les simulations réalisées dans cette thèse sont faites sur des maillages hybrides, dont un exemple est présenté sur la figure 6.16. Le maillage de la couche limite et des zones de recirculation est structuré (en vert sur la figure 6.16), ce qui permet de minimiser le nombre de points tout en conservant des mailles suffisamment fines. De plus, ces régions proches de la géométrie et relativement peu étendues se prêtent bien à un maillage structuré. Le reste du champ est maillé avec des tétraèdres (en bleu), ce qui évite d'avoir un maillage excessivement fin dans les régions présentant peu d'intérêt, comme cela peut arriver avec un maillage structuré. Enfin, le choc est maillé par des prismes (en rouge), en extrudant le maillage triangulaire obtenu à la surface extérieure du champ. Des prismes sont également ajoutés dans le champ pour faire la transition entre les tailles de maille dans le choc et dans le champ. La création des maillages du champ et du choc est très facilement automatisables, ce qui permet de s'adapter facilement aux différentes formes de choc et de gagner un temps non négligeable dans la création des maillages.

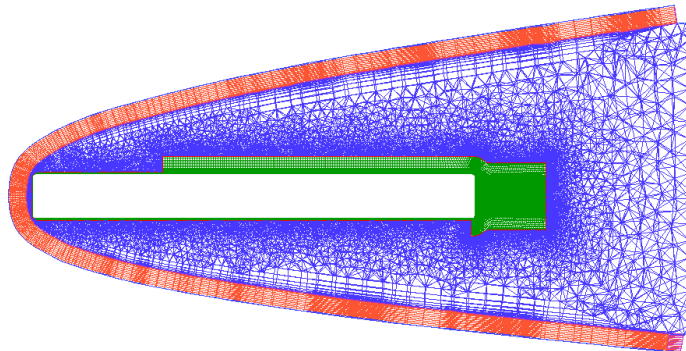


FIGURE 6.16. – Exemple de maillage hybride autour d'un cylindre plein (rouge : prismes ; bleu : tétraèdres ; vert : hexaèdres)

Les mailles dans le domaine du choc doivent être très fines, d'épaisseur inférieure à 1 mm, pour bien capter le saut de pression et de température. Le maillage dans les zones de décollement doit être également assez fin pour capter précisément toutes les structures (tourbillons primaires

et secondaires, recollement...). En se basant sur les travaux de Barnhardt *et al.* [74], il a été décidé de viser une taille de maille de 2,5 mm dans les zones de recirculation. Selon les géométries étudiées, cette taille de maille correspond à un nombre de points compris entre 10 et 30 millions dans les zones de recirculation. Toutefois, pour certaines géométries, cette taille de maille peut conduire à une quantité de mailles totale élevée, incompatible avec le nombre de calculs prévus. Dans ce cas, le maillage peut être relâché dans le sillage dans la direction parallèle à l'écoulement incident, Hollis et Perkins [51] ayant prouvé que les structures dans le sillage sont moins sensibles au raffinement dans cette direction. À la paroi, l'épaisseur de la première maille est de 1 μm , avec un ratio d'expansion de 1,2 dans la couche limite.

La forme du choc est très sensible au raffinement du maillage et doit donc être déterminée par plusieurs calculs successifs : à chaque étape, le maillage est construit à partir de la forme du choc obtenu à l'étape précédente, jusqu'à convergence. Selon les cas, entre 3 et 5 étapes de maillage ont été nécessaires pour obtenir la forme du choc. En utilisant les premiers résultats disponibles, un modèle a été construit pour prédire la forme du choc autour d'un cylindre au point de vol A3, en fonction des paramètres d'entrée L , D et α , en utilisant la méthode d'interpolation par POD. Ce modèle, présenté dans l'annexe A, a été utilisé dans les calculs suivants pour obtenir une forme de choc initiale plus précise et accélérer ainsi la convergence vers la forme finale.

Une étude de convergence en maillage a été réalisée sur le cas n°1 ($L = 1\text{ m}$, $D = 1\text{ m}$, $R_a = 6 \times 10^{-3}\text{ m}$ et $\alpha = 0$). Trois maillages ont été réalisés en faisant varier la taille des mailles dans le sens radial le long du cylindre et au culot, et selon x dans la zone recirculation. Les caractéristiques des 3 maillages sont détaillées dans le tableau 6.5. Les distributions de C_p et de flux de chaleur ainsi obtenues le long du cylindre et au culot, dans l'axe de symétrie $y = 0$, sont présentées sur la figure 6.17. La longueur du cylindre correspond à $0,25 \leq s^* \leq 0,75$, le culot à $0,75 \leq s \leq 1$, tandis que la face avant du cylindre n'est pas représentée. Le C_p ne montre quasiment aucune sensibilité au maillage, le long du cylindre ou au culot. Le flux de chaleur est peu sensible au maillage dans la zone de recirculation, mais varie avec le maillage sur la longueur du cylindre. Cependant, la distribution et les valeurs obtenues restent semblables pour les 3 maillages, et le nombre de mailles dans le maillage le plus fin étant déjà conséquent, il a été décidé de ne pas le raffiner encore plus. Les maillages utilisés dans cette étude ont donc tous, lorsque c'était possible, une taille maximale de maille égale à 3 mm, ce qui correspond au maillage *fine*. Dans le cas des grandes géométries ($D > 1\text{ m}$), des maillages plus grossiers ont été utilisés, sans pour autant dépasser la taille de maille du maillage *coarse*. La taille des mailles au niveau de l'arête dépendait du rayon d'arête, de façon à avoir au moins une dizaine de mailles le long de celle-ci.

	Sens radial (paroi) [mm]	Sens radial (culot) [mm]	Selon x (culot) [mm]	Nombre total de mailles
Coarse	9	10	10	$\sim 22 \times 10^6$
Medium	6	6,5	6,5	$\sim 33 \times 10^6$
Fine	3	3	3	$\sim 82 \times 10^6$

TABLEAU 6.5. – Taille maximale des mailles dans la zone de recirculation et nombre de mailles total des maillages utilisés pour l'étude de sensibilité

Avec ces tailles de maille, et en prenant en compte les différentes étapes de maillage pour converger vers la forme du choc, un calcul complet nécessite entre 40 000 et 250 000 heures-CPU, selon le cas, avec une durée moyenne de 100 000 heures-CPU, soit 4 jours entiers sur 1000 processeurs.

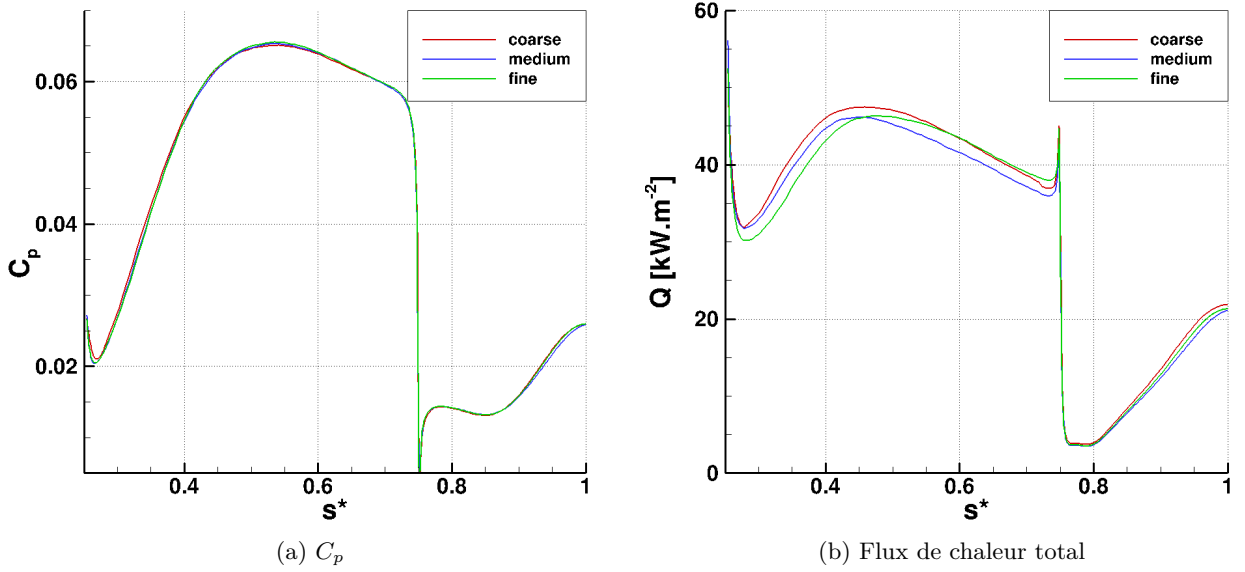


FIGURE 6.17. – C_p (a) et flux de chaleur total (b) calculés le long du cylindre et au culot dans le plan $y = 0$, en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* , pour 3 raffinements de maillage différents

Conclusion

La première section de ce chapitre porte sur les méthodes numériques utilisées pour la simulation des écoulements hypersoniques d'arrière-corps en régime continu. Le logiciel CEDRE de l'ONERA y est présenté, ainsi que les modèles utilisés pour la simulation d'écoulements hypersoniques.

La deuxième section du chapitre présente les résultats de trois calculs-tests effectués avec CEDRE sur des configurations issues de la littérature. Le premier calcul concerne un dièdre 2D plan dans un écoulement hypersonique laminaire non réactif. Une zone de recirculation se forme au niveau du culot du dièdre, ce qui correspond à une topologie d'écoulement à l'ombre décollé avec recollement fluide. La pression statique, la pression totale et la température totale du fluide obtenus avec CEDRE ont été relevées à divers endroits dans le sillage du dièdre et comparées avec succès à des résultats expérimentaux et numériques issus de la littérature. D'autres grandeurs caractéristiques, comme la longueur de la zone de recirculation ou la pression au culot, sont en bon accord avec les grandeurs issues de la littérature.

Le deuxième cas-test porte sur une rampe montante suivie d'une rampe légèrement descendante, dans un écoulement hypersonique non réactif. L'écoulement sur la rampe descendante est de type à l'ombre attaché. Pour ce cas, la transition laminaire-turbulent se produit sur la rampe montante. Deux calculs CEDRE ont donc été réalisés, le premier en régime laminaire, et le second avec le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. Pour ces deux calculs, les résultats sont en bon accord avec ceux issus de la littérature. Ces deux cas-tests ont donc permis d'illustrer la capacité de CEDRE à simuler des écoulements hypersoniques d'arrière-corps, attachés ou décollés, en régime laminaire ou turbulent.

Le troisième cas-test porte sur une maquette de capsule de rentrée en incidence dans un écoulement laminaire. Une simulation 3D a été réalisée avec CEDRE, en utilisant la méthodologie de maillage hybride présentée dans la section 3.2, et les résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et numériques issus de la littérature. Ce cas-test a donc permis de valider la méthodologie de maillage hybride utilisée et les résultats obtenus aux parois à l'ombre sur des configurations tridimensionnelles.

La troisième section de ce chapitre présente la stratégie de calcul adoptée pour obtenir les données d'entrée permettant de mettre au point les modèles de flux de chaleur et de C_p sur l'extrados et le culot de cylindres pleins. Un plan d'expérience initial de type LHS a été choisi, de sorte à pouvoir mettre en application la méthode d'interpolation par POD présentée dans le chapitre 5. Ce plan d'expérience fait varier 4 paramètres (L , L/D , R_a et α), les effets de point de vol étant modélisés de manière indépendante. Cette section détaille également la topologie et le raffinement des maillages utilisés. Le chapitre 7 présente les résultats de ces calculs et les modèles réalisés pour les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins.

Développement de modèles réduits pour les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins

Ce chapitre présente l'analyse des résultats des simulations numériques d'écoulements hypersoniques autour de cylindres pleins, et le développement des modèles de distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados (section 1) et le culot (section 2) des cylindres. Dans chaque section, l'influence du point de vol, de la turbulence et du modèle de paroi est évaluée.

Sommaire

1.	Analyse et modélisation des distributions de C_p et flux de chaleur sur l'extrados des cylindres	138
1.1.	Analyse des résultats pour le point de vol A3	138
1.2.	Modèles réduits 1D des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados dans le plan médian des cylindres pour le point de vol A3	139
1.3.	Modèles réduits 2D des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados des cylindres pour le point de vol A3	142
1.4.	Extension des modèles 1D et 2D à d'autres conditions de vol	144
1.5.	Influence de la turbulence	147
1.6.	Influence du modèle de paroi utilisé	148
2.	C_p et flux de chaleur sur le culot des cylindres	152
2.1.	Analyse des résultats pour le point de vol A3	152
2.2.	Modèles réduits de C_p et de flux de chaleur sur le culot des cylindres pour le point de vol A3	153
2.3.	Influence du point de vol et de la turbulence	154
2.4.	Influence du modèle de paroi utilisé	155
3.	Bilan et discussion	159
3.1.	Physique des écoulements sur l'extrados et le culot de cylindres pleins	159
3.2.	Modélisation des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins par la méthode d'interpolation par POD	159

1. Analyse et modélisation des distributions de C_p et flux de chaleur sur l'extrados des cylindres

1.1. Analyse des résultats pour le point de vol A3

Comme indiqué dans le chapitre 6, le rayon d'arête R_a du cylindre faisait initialement partie des paramètres d'entrée du modèle. Cependant, l'analyse des premiers résultats CEDRE disponibles a montré que ce paramètre n'avait pas d'influence sur les distributions de C_p et de flux de chaleur, sur l'extrados ou au culot, ce qui a été confirmé par l'analyse des coefficients de Sobol. Ce paramètre a donc été laissé constant dans les calculs suivants, et n'a pas été pris en compte dans la réalisation du modèle. Ceci a permis de faire passer la dimension du problème de 4 à 3, et d'améliorer la précision des modèles. Dans la suite de ce chapitre, le paramètre R_a ne sera plus pris en compte. Du fait de la robustesse en sous-projection du plan d'expérience de type LHS, le fait de laisser de côté un paramètre ne dégrade pas la qualité du reste du plan d'expérience. Concernant L , D et α , l'indice de Sobol du premier ordre S_i et l'indice total S_i^T étant quasiment égaux, il ne semble pas y avoir d'interaction significative entre ces paramètres.

L'analyse des résultats des simulations CEDRE a mis en évidence l'influence du diamètre D du cylindre sur le profil des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados. La distribution de C_p présente généralement un minimum proche de l'arête amont, causé par la détente au passage de l'arête, suivi d'un maximum, avant de redescendre vers le bord de fuite (voir figure 7.1 (a)). Une augmentation du diamètre ou de l'angle d'attaque a tendance à diminuer le C_p et à déplacer le minimum et le maximum vers l'aval. Seul le cylindre n° 3 ($L = 0,5$ m, $D = 0,05$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) ne présente pas cette distribution, le C_p diminuant tout le long de l'extrados. L'étude de l'écoulement n'a pas permis d'expliquer cette exception, mais elle est sûrement en lien avec le fait que ce cylindre ait le plus petit diamètre du plan d'expérience. Il est possible que le minimum de C_p dû à la détente se soit déplacé trop en amont et ne soit plus visible sur l'extrados.

Concernant le flux de chaleur total, deux types de distributions ont également été observés : pour les cylindres de diamètre $D \leq 0,2$ m (ce qui correspond à un nombre de Reynolds incident basé sur le diamètre $Re_{\infty,D} \leq 6,9 \times 10^3$), le flux de chaleur décroît tout le long de l'extrados, tandis que pour les cylindres de diamètre $D \geq 0,4$ m ($Re_{\infty,D} \geq 1,4 \times 10^4$), le flux présente un creux près de l'arête amont, suivi d'un pic (voir figure 7.1 (b)). Comme pour le C_p , une augmentation du diamètre et de l'angle d'attaque a tendance à diminuer le niveau de flux de chaleur et à déplacer le pic vers l'aval. Aucune différence significative dans l'écoulement sur l'extrados des cylindres n'a pu être mise en évidence pour expliquer ces deux distributions de flux de chaleur différentes. Cela ne semble pas dû à un effet de chimie, car les distributions de flux convectif et diffusif ont le même profil que celle de flux de chaleur total, et les concentrations de N, O et NO dans l'écoulement sont très semblables pour les cylindres de petits et de grands diamètres. L'écoulement reste attaché sur l'extrados de tous les cylindres. Les ratios L/D ou D/R_a n'influencent pas non plus le type de distribution, et seul le diamètre semble important. Ce comportement pourrait donc être relié au Reynolds incident $Re_{\infty,D}$ basé sur le diamètre du cylindre : en-dessous d'une valeur limite de $Re_{\infty,D}$, comprise entre $6,9 \times 10^3$ et $1,4 \times 10^4$, le flux de chaleur décroît de façon monotone le long de l'extrados dans le plan médian du cylindre. Au-dessus de cette valeur limite, la distribution de flux de chaleur présente un minimum dans le plan médian près de l'arête amont, suivi d'un maximum et d'une décroissance jusqu'à l'arête aval.

Deux types de modèles ont été construits pour le C_p et le flux de chaleur sur l'extrados des cylindres. Un premier modèle 1D a été établi pour les distributions de C_p et de flux de chaleur dans le plan médian $y = 0$ (section 1.2). Ce modèle plus simple a permis de mettre en place la méthode de la POD, et pourrait être étendu à d'autres formes, comme les cubes, qui ont des distributions de C_p et de flux de chaleur dans le plan médian assez semblables. Un second modèle en 2D a été développé, et permet de prédire les distributions de C_p et de flux de chaleur sur toute la surface de l'extrados des cylindres (section 1.3). Ce modèle est plus complet que celui en 1D mais ne peut pas être étendu facilement à d'autres géométries. Rappelons que ces modèles ont été fait à partir de données obtenues pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹).

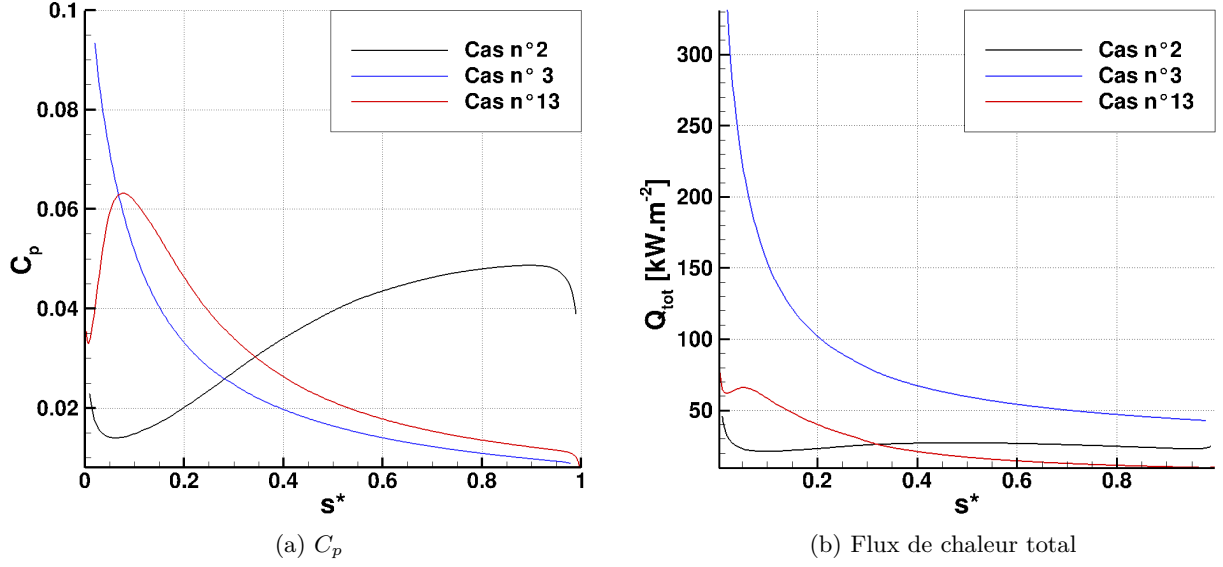


FIGURE 7.1. – Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados des cylindres n° 2 ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 5^\circ$), n° 3 ($L = 0,5$ m, $D = 0,05$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) et n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$)

Une extension permettant leur application à tous les points de vol d'une trajectoire est ensuite proposée (section 1.4).

Pour tous les modèles, l'erreur ε calculée est une erreur moyennée sur toute la longueur dans le cas 1D, et toute la surface dans le cas 2D. Elle est calculée comme suit :

$$\varepsilon = \frac{\|\mathbf{w}_{CFD}(p) - \mathbf{w}_{modèle}(p)\|_2}{\|\mathbf{w}_{CFD}(p)\|_2} \quad (7.1)$$

avec $\mathbf{w}_{CFD}(p)$ la distribution cible calculée avec CEDRE, $\mathbf{w}_{modèle}(p)$ la distribution modélisée et $p = (p)$ les paramètres d'entrée. De plus, dans tous les modèles, une corrélation exponentielle a été utilisée pour le krigeage.

1.2. Modèles réduits 1D des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados dans le plan médian des cylindres pour le point de vol A3

Le modèle pour le C_p dans le plan $y = 0$ a été construit en modélisant la pression puis en déduisant le coefficient de pression C_p . En effet, les distributions de C_p le long du cylindre peuvent être vues comme des déformations d'une distribution moyenne, ce qui correspond plus à un produit qu'à une somme de vecteurs, comme c'est normalement le cas avec la POD. Ce problème peut être contourné en modélisant le logarithme de la valeur cible (voir équations 7.2 et 7.3). La distribution du coefficient de pression C_p peut donc être vue comme la déformation d'une distribution standard $\exp(a_0(p)\Phi_0)$. Cette méthode ne fonctionne toutefois qu'avec des valeurs strictement positives, et nécessite donc de modéliser en premier la pression P pour en déduire le coefficient de pression C_p .

$$\ln(P(p)) = \sum_{i=1}^n a_i(p) \Phi_i \quad (7.2)$$

$$P(p) = \exp\left(\sum_{i=1}^n a_i(p) \Phi_i\right) = \prod_{i=1}^n \exp(a_i(p) \Phi_i) \quad (7.3)$$

De plus, le modèle pour la pression a été construit en partie en utilisant la méthode de la POD, et en partie à l'aide d'une corrélation empirique. La pression entre l'arête amont et le point où la valeur de pression sur la paroi du cylindre est maximale, est modélisée grâce à la POD. La position du maximum de pression le long de l'extrados est modélisée par krigeage. La distribution de pression en aval de ce point ne dépend que du diamètre, et est approchée par la relation suivante :

$$\frac{P(x) - P_\infty}{P_\infty} = 9 \frac{x}{x_0}^{-0.8} \times [2.3 \left(\frac{D}{D_0} - 0.4 \right) + 1] \quad (7.4)$$

avec $x_0 = 1$ m, $D_0 = 1$ m et $P_\infty = 6,02$ Pa la pression de l'écoulement incident pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹). Toutefois, des simulations CEDRE réalisées pour d'autres points de vol, et présentées dans la section 1.4, ont montré que cette relation n'était pas généralisables à d'autres points de vol.

Cette relation confirme les résultats du chapitre 4, où l'on avait observé que la distribution de pression était indépendante de la longueur. Pour le cas n° 3 ($L = 0,5$ m, $D = 0,05$ m, $\alpha = 1,5^\circ$), qui ne présente pas de maximum, il est possible de modéliser la distribution de pression uniquement avec la corrélation de l'équation 7.4, ce qui donne une erreur globale de 33 % sur le C_p . Le tableau 7.1 présente l'erreur obtenue pour chaque cas à l'aide de la méthode du Leave One Out présentée dans le chapitre 5. Le modèle donne globalement de bons résultats, mais pourrait être amélioré en ajoutant des points avec des valeurs de D et α élevées. En particulier, le snapshot n° 16 a à la fois des valeurs de D et de α élevées, et est donc relativement éloigné des autres snapshots, c'est pourquoi la méthode du Leave One Out renvoie une erreur élevée. En prenant ce point en compte, et en considérant l'absence d'interaction entre les paramètres d'entrée, on peut toutefois considérer que le domaine d'application du modèle 1D pour le C_p est : $0,3 \text{ m} \leq L \leq 2,8 \text{ m}$, $0,1 \text{ m} \leq D \leq 1,8 \text{ m}$ et $0 \leq \alpha \leq 15^\circ$. Un deuxième modèle pourrait être construit pour les diamètres plus petits en utilisant uniquement la corrélation 7.4, comme pour le cas n° 3, mais il faudrait des calculs supplémentaires sur des cylindres de diamètre $0,05 \text{ m} \leq D \leq 0,1 \text{ m}$ pour déterminer la limite entre les deux modèles.

Deux modèles différents ont été développés par interpolation par POD pour le flux de chaleur total sur l'extrados dans le plan $y = 0$, un pour les diamètres $D \leq 0,2$ m et un pour les diamètres $D \geq 0,4$ m. Chaque modèle a donc été construit à partir d'un nombre réduit d'échantillons, d'autant qu'à cause de problèmes dans les résultats obtenus pour le flux de chaleur des cas n° 7, 8 et 10, ceux-ci n'ont pas pu être utilisés. Pour pallier ce manque de données d'entrée, il a été décidé de considérer la distribution de flux de chaleur sur l'intrados de chaque cylindre comme un cas supplémentaire, de même paramètre L et D , mais de paramètre $\alpha' = -\alpha$, ce qui permet de doubler virtuellement le nombre de snapshots, mais dégrade le plan d'expérience en le rendant symétrique par rapport à l'axe $\alpha = 0$. Ces cas additionnels n'ont pas été pris en compte pour déterminer les modes propres $(\Phi_i)_{i=1..n}$ des distributions. Mais, en notant $x' = (L, D, \alpha')$, les coefficients $(a_i(x'))_{i=1..n}$ des distributions $Q_{tot}(x')$ dans la base des modes propres $(\Phi_i)_{i=1..n}$ ont été ajoutés aux données d'entrée du krigeage pour prédire les coefficients $(a_i(x_{new}))_{i=1..n}$ du point modélisé. Il faut préciser que l'intrados du cas de validation n'est pas pris en compte lors de la création du sous-modèle dans la méthode Leave One Out, aucune donnée n'étant censée être disponible pour le point de validation. Cette méthode a permis de diminuer l'erreur globale du modèle final d'environ 10 %, mais elle ne fonctionne pas toujours dans les cas où les données d'entrées disponibles sont plus nombreuses, la dégradation du plan d'expérience annulant l'apport des snapshots. Le tableau 7.1 présente l'erreur du modèle pour chaque cas. Là encore, l'erreur obtenue par la méthode Leave One Out pour le cas n° 16 est beaucoup plus élevée que pour les autres cas.

Le domaine d'application des deux modèles (petits diamètres et grands diamètres) n'est pas précisément défini, le plan d'expérience ne comportant pas de cas avec un diamètre $0,2 \text{ m} \leq D \leq 0,4 \text{ m}$ ($6,9 \times 10^3 \leq Re_{\infty,D} \leq 1,4 \times 10^4$). Des calculs supplémentaires seraient nécessaires pour déterminer la valeur de $Re_{\infty,D}$ limite entre les deux profils de flux de chaleur. En l'état, on peut considérer que les modèles sont valables sur les domaines $0,5 \text{ m} \leq L \leq 2,8 \text{ m}$, $0 \leq \alpha \leq 15^\circ$ et respectivement $D \leq 0,2 \text{ m}$ et $D \geq 0,4 \text{ m}$. La figure 7.2 présente les distributions de C_p et de

flux de chaleur total sur l'extrados dans le plan $y = 0$ obtenues par le calcul CEDRE et avec les modèles 1D.

Cas n°	L[m]	D[m]	α [°]	$\varepsilon(C_p)$	$\varepsilon(Q_{tot})$
1	1	1	0	24 %	31 %
2	1	1	5°	21 %	6 %
3 *	0,5	0,05	1,5°	33 % *	23 %
4	1,5	0,2	1,5°	6 %	15 %
5	2,8	0,2	7°	8 %	16 %
6	1,5	0,1	10°	5 %	29 %
7	0,8	0,2	13°	10 %	
8	0,3	0,2	4°	5 %	
9	1	0,1	11°	14 %	8 %
10	2,6	0,4	15°	16 %	
11	2,1	0,4	5°	5 %	23 %
12	2,4	1,8	7,5°	14 %	53 %
13	3	0,4	1,5°	7 %	28 %
14	1	1,3	4°	18 %	28 %
15	0,6	0,15	3°	4 %	23 %
16	1,8	1,5	14°	72 %	215 %

TABLEAU 7.1. – Erreurs des modèles 1D de distributions de C_p et de flux de chaleur total sur l'extrados des cylindres pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹) ; le C_p du cas n° 3 est modélisé uniquement à l'aide de l'équation 7.4

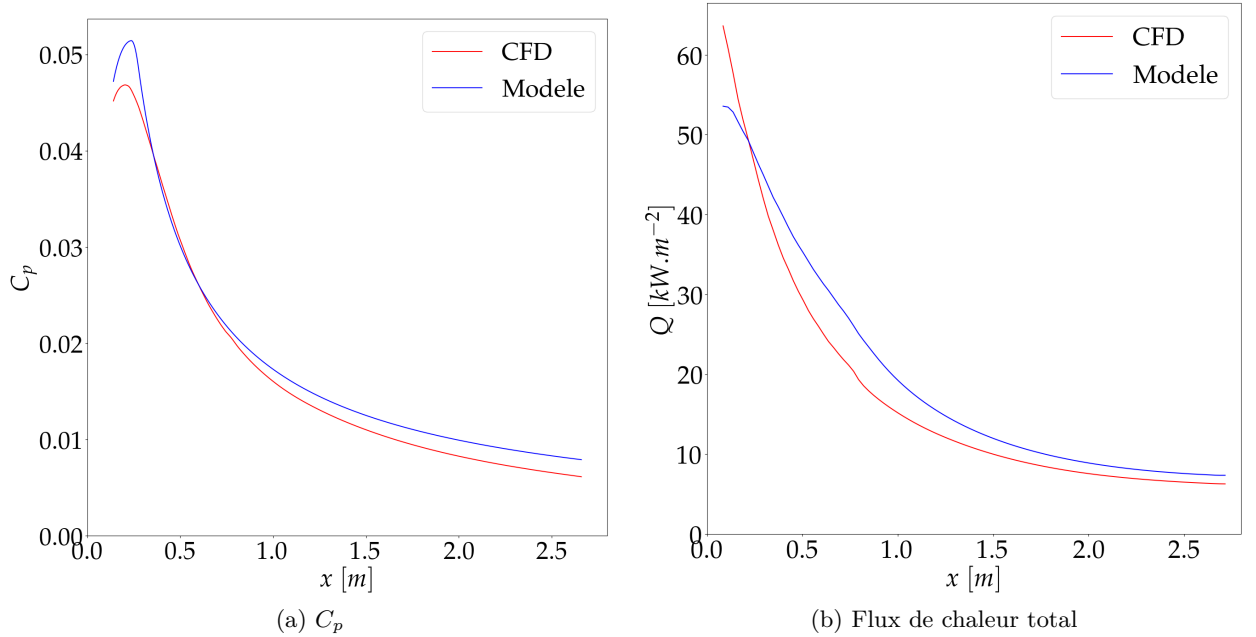


FIGURE 7.2. – Comparaison des distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ sur l'extrados du cylindre n° 5 ($L = 2,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 7^\circ$), calculées avec CEDRE et avec le modèle 1D

1.3. Modèles réduits 2D des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados des cylindres pour le point de vol A3

Grâce à la méthode de la POD, il est possible de développer directement les modèles pour le C_p et le flux de chaleur sur la totalité de l'extrados des cylindres. Le cas n° 3 n'a pas été utilisé pour construire le modèle de C_p , car le profil de la distribution est trop différent des autres. Contrairement au cas 1D, un seul modèle a été construit pour le flux de chaleur total, sans distinction de diamètre. Les cas n° 7, 8 et 10 n'ont pas été utilisés pour établir le modèle de flux de chaleur total à cause de problèmes dans les résultats CEDRE. Comme pour le modèle 1D de flux de chaleur, les données de l'intrados ont été utilisées pour améliorer les modèles 2D de C_p et de flux de chaleur. Les erreurs obtenues pour les modèles de C_p et de flux de chaleur 2D sont présentées dans le tableau 7.2. Le modèle pour le C_p donne des résultats globalement satisfaisants, même s'ils sont moins bons que ceux du modèle 1D. Étrangement, le point n° 16 n'est plus celui qui renvoie l'erreur la plus élevée. Ceci pourrait indiquer que le C_p sur l'ensemble de l'extrados est moins sensible aux valeurs extrêmes de D et de α que le C_p dans le plan $y = 0$, mais cela pourrait aussi n'être qu'une coïncidence. Le domaine de validité de ce modèle est $0,3\text{ m} \leq L \leq 2,8\text{ m}$, $0,1\text{ m} \leq D \leq 1,8\text{ m}$ et $0 \leq \alpha \leq 15^\circ$. Le modèle pour le flux de chaleur donne des résultats un peu meilleurs que les deux modèles 1D correspondants. Il semble qu'en dehors du plan $y = 0$, les différences entre les cas $D \leq 0,2\text{ m}$ et $D \geq 0,4\text{ m}$ soient moins marquées. Le fait de ne construire qu'un seul modèle permet d'utiliser plus de données d'entrée, ce qui améliore la précision globale. Son domaine de validité est $0,3\text{ m} \leq L \leq 2,8\text{ m}$, $0,05\text{ m} \leq D \leq 1,8\text{ m}$ et $0 \leq \alpha \leq 15^\circ$. Les figures 7.3 et 7.4 comparent les distributions de C_p et de flux de chaleur total sur l'extrados obtenues par le calcul CEDRE et avec les modèles 2D.

Cas n°	L[m]	D[m]	α [°]	$\varepsilon(C_p)$	$\varepsilon(Q_{tot})$
1	1	1	0	10 %	13 %
2	1	1	5°	13 %	15 %
3	0,5	0,05	1,5°		17 %
4	1,5	0,2	1,5°	14 %	37 %
5	2,8	0,2	7°	53 %	25 %
6	1,5	0,1	10°	16 %	17 %
7	0,8	0,2	13°	22 %	
8	0,3	0,2	4°	39 %	
9	1	0,1	11°	36 %	10 %
10	2,6	0,4	15°	22 %	
11	2,1	0,4	5°	22 %	16 %
12	2,4	1,8	7,5°	24 %	26 %
13	3	0,4	1,5°	20 %	11 %
14	1	1,3	4°	24 %	34 %
15	0,6	0,15	3°	19 %	13 %
16	1,8	1,5	14°	38 %	54 %

TABLEAU 7.2. – Erreurs des modèles de distributions 2D pour le C_p et le flux de chaleur total sur l'extrados des cylindres pour le point de vol A3 ($Z = 70\text{ km}$, $U_\infty = 5959,4\text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)

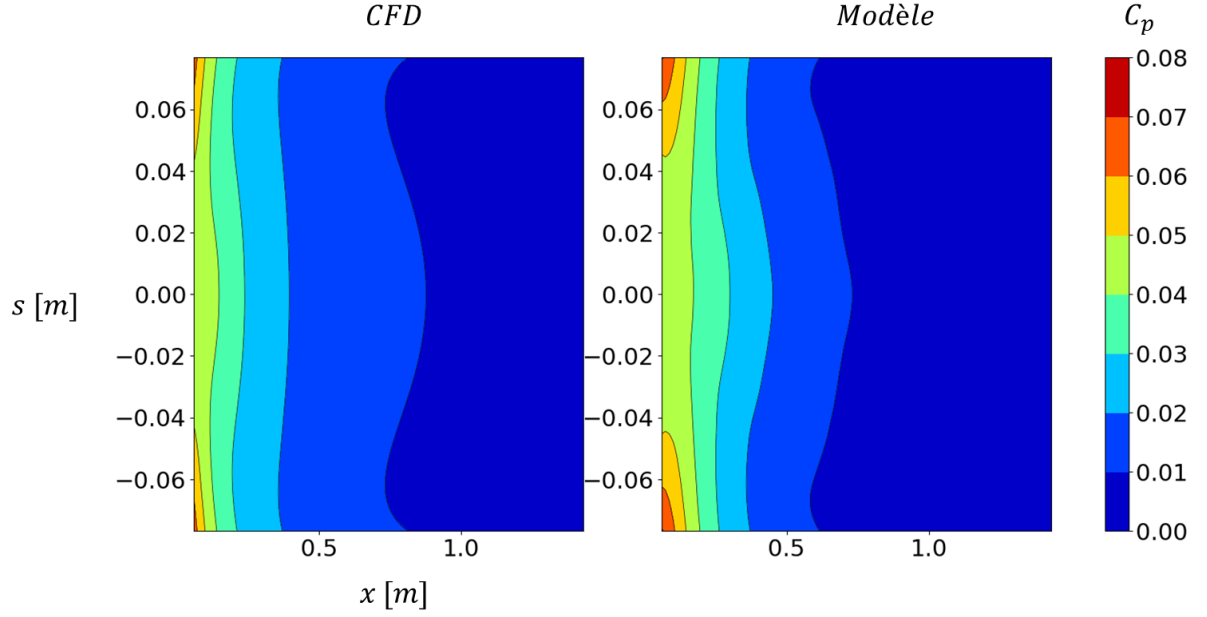


FIGURE 7.3. – Comparaison des distributions de C_p sur l'extrados du cylindre n° 6 ($L = 1,5$ m, $D = 0,1$ m, $\alpha = 10^\circ$), calculées avec CEDRE et avec le modèle 2D

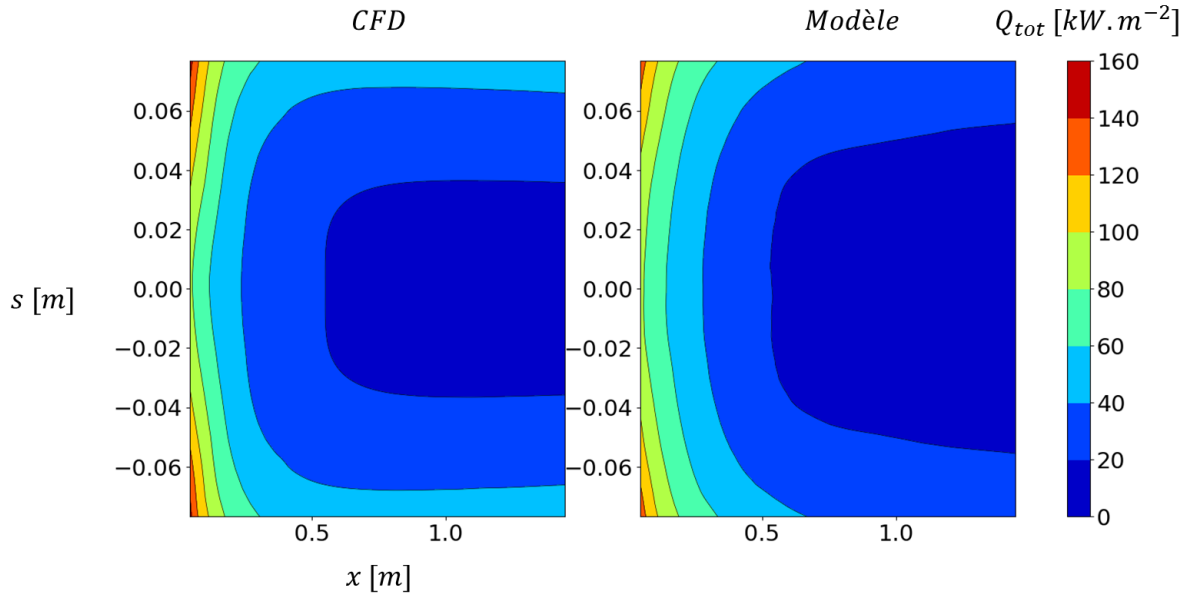


FIGURE 7.4. – Comparaison des distributions de flux de chaleur sur l'extrados du cylindre n° 6 ($L = 1,5$ m, $D = 0,1$ m, $\alpha = 10^\circ$), calculées avec CEDRE et avec le modèle 2D

1.3.1. Enrichissement du modèle et surapprentissage

Comme indiqué dans le chapitre 6, pour enrichir le plan d'expérience initial de 12 points, de type LHS, les snapshots n° 13 et n° 15 ont été choisis empiriquement de façon à obtenir plus d'informations sur les phénomènes mis en jeu. Les snapshots n° 14 et n° 16 ont été choisis de façon à améliorer les modèles 2D de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados de façon optimale, grâce à la méthode de l'IVMR présentée dans le chapitre 5. Un 17^e snapshot, de paramètres $L = 2,3$ m, $D = 0,7$ m et $\alpha = 7,5^\circ$, a été choisi avec le critère de l'IVMR et calculé avec CEDRE. Cependant, ce snapshot n'a finalement pas été utilisé pour construire les modèles de C_p et de flux de chaleur, car il les dégrade légèrement : l'erreur commise par les modèles 2D pour les autres cas, évaluée par la méthode du Leave One Out, augmente de quelques pourcents lorsque le snapshot n° 17 est

ajouté à la base de données d'entrée. Ce résultat contre-intuitif est peut-être une indication que les modèles 2D souffrent de surapprentissage, qui se produit quand certains points d'échantillonnage sont trop rapprochés. Les modèles sont trop contraints dans cette zone, ce qui se traduit par des erreurs plus élevées en dehors des points d'échantillonnage : les modèles s'adaptent trop aux données d'entrée et perdent leur capacité de prédiction sur le reste du domaine. Une solution possible à ce problème est de laisser une marge de manœuvre au modèle en ne l'obligeant pas à passer exactement par les valeurs échantillonnées, mais cette solution n'a pas fonctionné dans le cas présent.

Il peut paraître étonnant que le modèle souffre de surapprentissage avec uniquement 17 points d'échantillonnage. Cela est probablement dû aux défauts du plan d'expérience initial, construit à partir du paramètre L/D , qui comprenait beaucoup de géométries avec un petit diamètre. Au vu de l'importance prépondérante de ce paramètre sur les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados, il est possible que cela ait entraîné un surapprentissage du modèle dans la région des faibles diamètres. Le fait de rajouter de nouveaux points avec des diamètres différents n'a pas permis de compenser les défauts du plan d'expérience initial. Une solution possible à ce problème serait de reconstruire les modèles en laissant de côté certains snapshots de faible diamètre.

1.4. Extension des modèles 1D et 2D à d'autres conditions de vol

Les modèles conçus pour le C_p et le flux de chaleur sur l'extrados des cylindres pleins pour le point de vol A3 ont été étendus aux autres points de vol, en considérant que les effets de point de vol étaient indépendants des paramètres L , D et α . Pour cela, les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados des cylindres n° 11 ($L = 2,1$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 5^\circ$) et n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) ont été calculées numériquement avec le code CEDRE pour les points de vol A1 et A2 (voir tableau 7.3). Ces deux géométries ont été sélectionnées dans l'objectif de généraliser les modèles à n'importe quel point de vol, car elles n'ont aucun paramètre en commun, et ont respectivement un diamètre $D \geq 0,4$ m et $D \leq 0,2$ m. Dans un premier temps, l'écoulement est considéré laminaire pour tous les points de vol, l'influence de la turbulence est abordée dans la section 1.5.

	A1	A2	A3
Altitude Z [km]	40	58	70
Vitesse U_∞ [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	2888,7	4769,7	5959,4
Température T_∞ [K]	256,26	250,61	220,1
Pression P_∞ [Pa]	272,72	26,3	6,02
Masse volumique ρ_∞ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	$3,71 \times 10^{-3}$	$3,64 \times 10^{-4}$	$9,49 \times 10^{-5}$
M_∞	9	15	20
Re/m [m^{-1}]	$6,56 \times 10^5$	$9,86 \times 10^4$	$3,46 \times 10^4$
Température de paroi T_w [K]	700	700	700

TABLEAU 7.3. – Points de vol étudiés

En régime hypersonique continu, le coefficient de pression C_p aux parois au vent ne varie pas avec le point de vol. Sur les parois à l'ombre, le C_p est légèrement modifié par le point de vol (voir figure 7.5) : lorsque l'altitude diminue, la détente au passage de l'arête est plus forte, la valeur maximale de C_p est plus élevée et la décroissance qui suit est plus rapide. De plus, pour le cas n° 15, le maximum de C_p se déplace légèrement vers l'aval, alors que son abscisse ne varie pas pour le cas n° 11. L'étude de l'écoulement n'a pas permis d'expliquer cette différence entre les cas.

Le tableau 7.4 montre les écarts relatifs entre les distributions de C_p obtenues avec CEDRE pour les points de vol A1 et A2 et la distribution de C_p obtenue avec CEDRE pour le point de vol A3. Ces écarts ont été calculés en 1D (dans le plan $y = 0$) et en 2D (sur la totalité de l'extrados) avec l'équation 7.1. Cet écart correspond à l'erreur commise en considérant la distribution de

C_p comme étant indépendante du point de vol, et ne prend pas en compte l'erreur initiale des modèles 1D et 2D pour le point de vol A3.

Les erreurs sont relativement faibles, sauf pour le cas n° 15 et le point de vol A1 : dans ce cas, comme le cylindre est plus court, la différence locale de C_p entre les points de vol A1 et A3 près de l'arête amont à une plus grande influence sur l'erreur globale. Toutefois, l'erreur de modélisation du C_p due au point de vol est globalement plus faible que l'erreur des modèles 1D et 2D pour le point de vol A3, et modéliser plus précisément l'effet du point de vol nécessiterait des calculs CEDRE supplémentaires. Il semble donc plus important d'améliorer dans un premier temps les modèles de C_p pour le point de vol A3, puis de modéliser plus précisément l'influence du point de vol sur le C_p . En première approximation, les modèles de C_p construits pour le point de vol A3 sont donc considérés valables pour les autres points de vol où l'écoulement est laminaire.

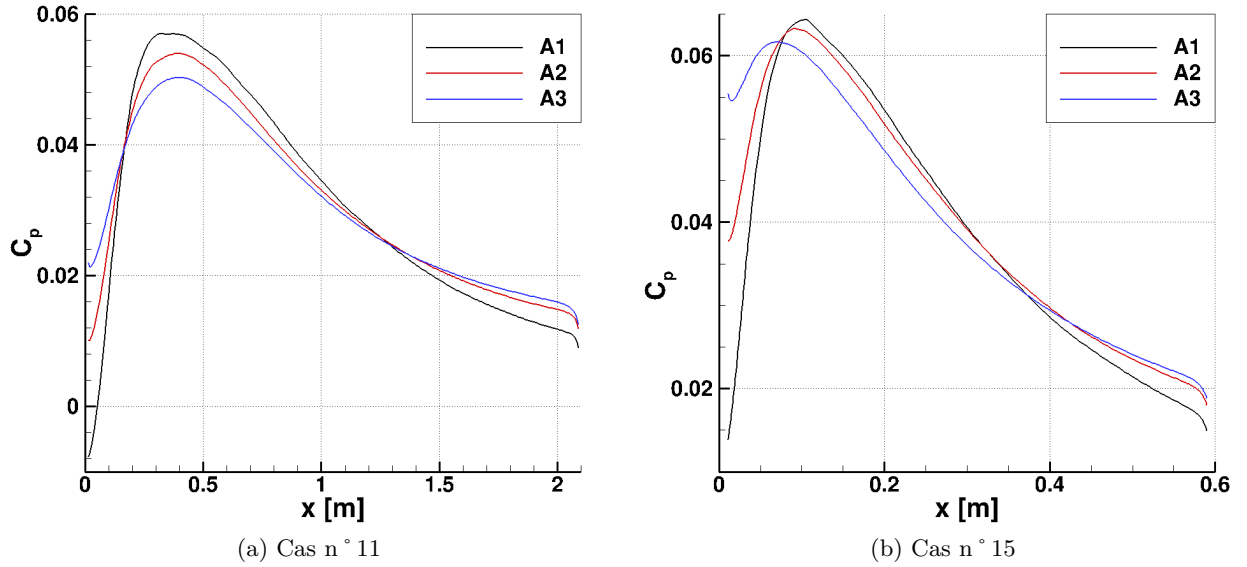


FIGURE 7.5. – Distributions de C_p dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados des cylindres n° 11 ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 5^\circ$) (a) et n° 15 ($L = 0.5$ m, $D = 0.05$ m, $\alpha = 1.5^\circ$) (b) aux points de vol A1 ($Z = 40$ km, $U_\infty = 2888.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), A2 ($Z = 58$ km, $U_\infty = 4769.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) et A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)

	$\varepsilon(C_p)$ cas n° 11, 1D	$\varepsilon(C_p)$ cas n° 15, 1D	$\varepsilon(C_p)$ cas n° 11, 2D	$\varepsilon(C_p)$ cas n° 15, 2D
A1	17 %	28 %	17 %	27 %
A2	8 %	12 %	7 %	12 %

TABLEAU 7.4. – Ecart relatif entre les distributions de C_p obtenues avec CEDRE pour les points de vol A1 et A2 et la distribution de C_p obtenue avec CEDRE pour le point de vol A3, pour les cas n° 11 et n° 15

Pour la distribution de flux de chaleur total, l'effet du point de vol est pris en compte via l'adimensionnement par un flux de référence dérivé des travaux de Vérant et Sagnier [35] :

$$Q_{ref} = \rho_\infty^{0.5} U_\infty \Delta H^{1.069} \quad (7.5)$$

$$\Delta H = \frac{H_{tot,\infty} - H_{wall}}{287.0 \times 273.15} \quad (7.6)$$

$$H_{tot,\infty} = 1005.0 * T_\infty + \frac{1}{2} U_\infty^2 \quad (7.7)$$

$$H_{wall} = c_{p,t,wall} T_{wall} \quad (7.8)$$

$$c_{p,t,wall} = 1005.0 + 296.0 \left(\frac{\theta}{T_{wall}} \right)^2 \times \frac{e^{\theta/T_{wall}}}{(e^{\theta/T_{wall}} - 1)^2} \quad (7.9)$$

$$\theta = 3000 \text{ K} \quad (7.10)$$

Comme le montre la figure 7.6, le flux de chaleur total adimensionné Q_{tot}/Q_{ref} est pratiquement indépendant du point de vol, sauf au niveau de l'arête amont, où la détente est plus forte quand l'altitude diminue, comme constaté sur les distributions de C_p . En particulier, pour le cas n° 15, le profil de la distribution est modifié entre les points A3 et A2, et un creux apparaît près de l'arête amont. Pour le point de vol A2, le nombre de Reynolds incident basé sur le diamètre du cylindre n° 15 vaut $Re_{\infty,D} = 1,5 \times 10^4$. Ce résultat confirme les observations faites dans la section 1.1 : au-dessus d'une valeur limite de $Re_{\infty,D}$, comprise entre $6,9 \times 10^3$ et $1,4 \times 10^4$, la distribution de flux de chaleur sur l'extrados dans le plan médian du cylindre présente un minimum près de l'arête amont.

Le tableau 7.5 montre les écarts relatifs entre les distributions de flux de chaleur adimensionné Q_{tot}/Q_{ref} obtenus avec CEDRE pour les points de vol A1 et A2, et la distribution de flux de chaleur adimensionné Q_{tot}/Q_{ref} obtenus avec CEDRE pour le point de vol A3. Cet écart correspond à l'erreur commise en considérant la distribution de Q_{tot}/Q_{ref} comme indépendante du point de vol, et ne prend pas en compte l'erreur initiale des modèles 1D et 2D pour le point de vol A3. Cela revient à modéliser le flux de chaleur pour le point de vol A1 par :

$$Q_{tot}(A1) = Q_{tot}(A3) \times \frac{Q_{ref}(A1)}{Q_{ref}(A3)} \quad (7.11)$$

en supposant la distribution $Q_{tot}(A3)$ connue.

Là encore, ces écarts sont relativement faibles, sauf pour le cas n° 15 et le point de vol A1, où l'écart entre les distributions de Q_{tot}/Q_{ref} pour les points de vol A1 et A3 est important près de l'arête amont. C'est notamment dû au fait que le flux de chaleur présente un minimum dans le plan médian près de l'arête amont pour le cas n° 15 et les points de vol A1 et A2. Il pourrait être intéressant de prendre en compte la valeur de $Re_{\infty,D}$ dans le modèle de flux de chaleur 1D pour retrouver le bon type de distribution (avec ou sans minimum près de l'arête amont) selon le point de vol. Cependant, comme dans le cas du C_p , l'erreur de modélisation due au point de vol est globalement plus faible que l'erreur des modèles 1D et 2D pour le point de vol A3. En première approximation, l'effet du point de vol sur le flux de chaleur sera modélisé en considérant le flux adimensionné Q_{tot}/Q_{ref} comme indépendant du point de vol.

	$\varepsilon(Q_{tot}/Q_{ref})$ cas n° 11, 1D	$\varepsilon(Q_{tot}/Q_{ref})$ cas n° 15, 1D	$\varepsilon(Q_{tot}/Q_{ref})$ cas n° 11, 2D	$\varepsilon(Q_{tot}/Q_{ref})$ cas n° 15, 2D
A1	17 %	28 %	17 %	27 %
A2	12 %	16 %	10 %	10 %

TABLEAU 7.5. – Ecarts relatifs entre les distributions de flux de chaleur total obtenues avec CEDRE pour les points de vol A1 et A2 et la distribution de flux de chaleur total obtenue avec CEDRE pour le point de vol A3, pour les cas n° 11 et n° 15

Là encore, les données disponibles sont insuffisantes pour construire un modèle plus précis, et il a été décidé d'étendre les modèles construits pour le point de vol A3 aux autres points de vol où l'écoulement est laminaire, à l'aide du flux de chaleur adimensionné Q_{tot}/Q_{ref} .

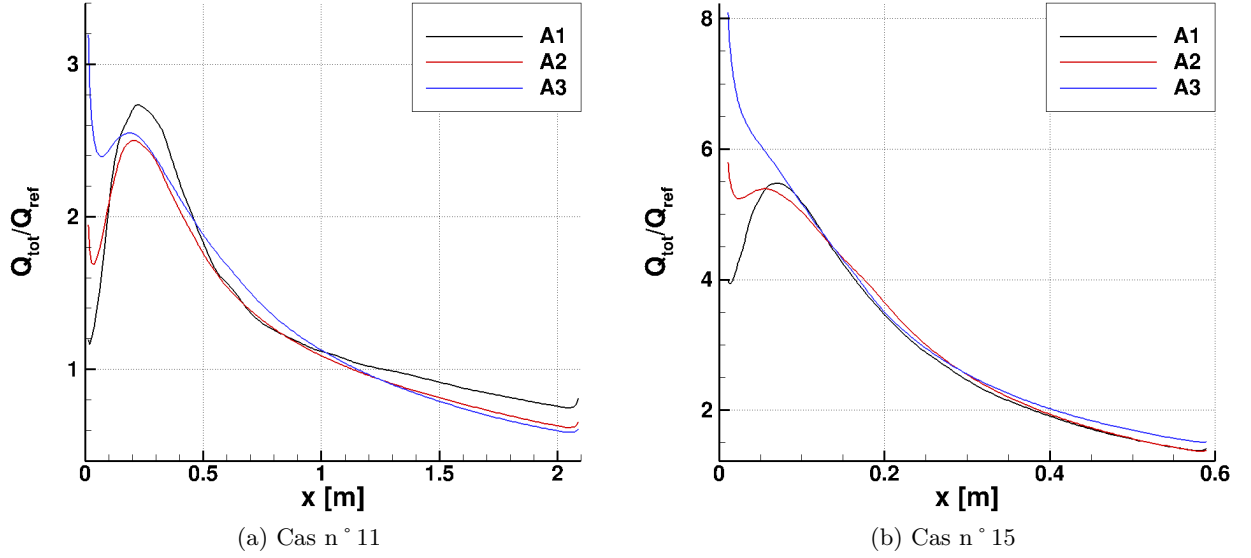


FIGURE 7.6. – Distributions de flux de chaleur total adimensionné dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados des cylindres n° 11 ($L = 2,1$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 5^\circ$) (a) et n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) (b) aux points de vol A1 ($Z = 40$ km, $U_\infty = 2888,7$ m \cdot s $^{-1}$), A2 ($Z = 58$ km, $U_\infty = 4769,7$ m \cdot s $^{-1}$) et A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m \cdot s $^{-1}$)

1.5. Influence de la turbulence

Comme indiqué dans le chapitre 4, le critère de transition de Lees [45] prévoit l'apparition de la turbulence dans le sillage des cylindres pour le point de vol A1. Des calculs turbulents ont donc été réalisés avec un modèle $k - \omega$ pour les géométries n° 11 et n° 15, pour ce point de vol.

La figure 7.7 montre les champs de ν_{turb}/ν autour des deux cylindres, où ν_{turb} [m $^2 \cdot$ s $^{-1}$] est la viscosité turbulente et ν la viscosité cinématique [m $^2 \cdot$ s $^{-1}$]. En comparant les deux images, on observe un niveau élevé de viscosité turbulente à la paroi et au culot du cylindre n° 11 (figure 7.7 (a)), et au culot du cylindre n° 15 (figure 7.7 (b)). Toutefois, ces résultats doivent être considérés avec précautions, car CEDRE ne possède pas de modèle de transition. La « transition » observée numériquement à la paroi du cylindre n° 11 n'est donc pas nécessairement physique, et des calculs supplémentaires avec un code de couche limite seraient nécessaires pour s'en assurer.

Ces calculs peuvent tout de même fournir un aperçu de l'influence de la turbulence sur les grandeurs pariétales à l'extrados des cylindres pleins. Pour le cas n° 15, le niveau de viscosité turbulente sur l'extrados reste très faible, et les niveaux de C_p et de flux de chaleur sont les mêmes que ceux obtenus par le calcul laminaire. Pour le cas n° 11, le niveau de viscosité turbulente augmente fortement sur l'extrados à partir de $x \simeq 0,45$ m, ce qui est plus court que la longueur du cylindre n° 15. Le fait que la « transition » ne soit pas observée sur l'extrados de celui-ci pourrait s'expliquer par l'angle d'attaque plus faible ($\alpha = 3^\circ$ pour le cas n° 15, et $\alpha = 5^\circ$ pour le cas n° 11), ce qui aurait tendance à stabiliser l'écoulement. Le C_p du cas n° 11 n'est pas affecté par la turbulence de l'écoulement, mais le flux de chaleur augmente fortement à partir de la « transition » et est 2 à 3 fois plus élevé que le flux de chaleur du calcul laminaire (voir figure 7.8).

Il est donc important de prendre en compte la turbulence dans les modèles de flux de chaleur aux faibles altitudes. La construction d'un tel modèle nécessiterait de nombreux calculs supplémentaires, pour prédire la position de la transition avec l'altitude, et pour modéliser l'impact de la turbulence sur le flux de chaleur. Ainsi, le modèle actuel n'a pas été étendu au cas d'écoulements turbulents. Toutefois, cette étude de sensibilité a permis de mettre en évidence l'intérêt d'un modèle de flux de chaleur spécifique aux écoulements turbulents, pour les géométries allongées et les faibles altitudes.

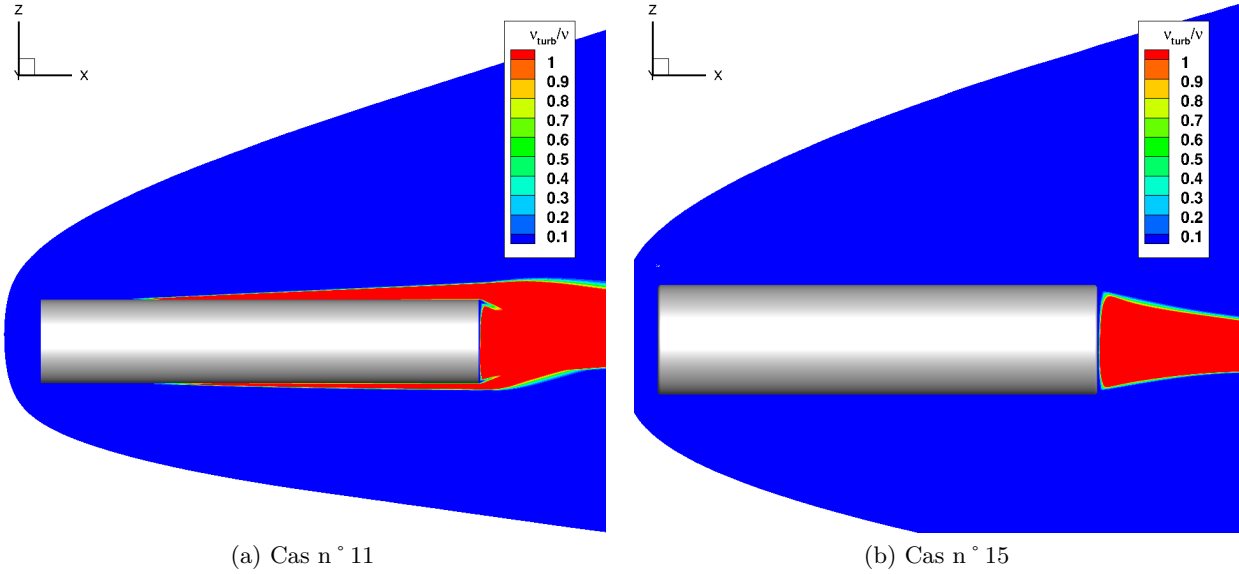


FIGURE 7.7. – Champ de viscosité turbulente ν_{turb} adimensionnée par la viscosité cinématique ν autour des cylindres n ° 11 ($L = 2,1$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 5^\circ$) (a) et n ° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) (b) avec un modèle $k-\omega$ pour le point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)

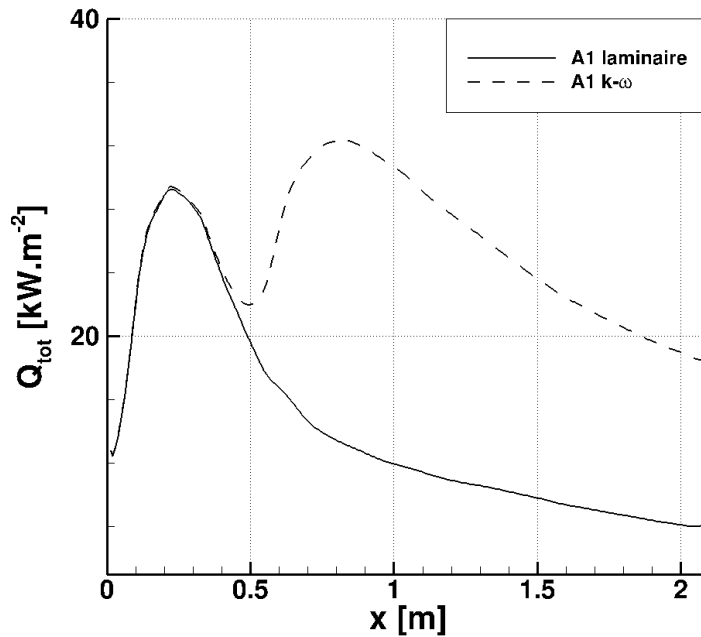


FIGURE 7.8. – Flux de chaleur total obtenu avec un calcul laminaire et turbulent sur l'extrados du cylindre n ° 11 ($L = 1$ m, $D = 1$ m, $\alpha = 5^\circ$) dans le plan $y = 0$ pour le point de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$)

1.6. Influence du modèle de paroi utilisé

Pour la construction du modèle, la paroi a été considérée totalement catalytique, avec une température de paroi imposée $T_{wall} = 700$ K. Cela correspond par exemple à une paroi métallique relativement froide. Toutefois, au cours de la rentrée, la température de paroi peut atteindre des niveaux beaucoup plus élevés, jusqu'à la température de fusion du matériau (pour exemple, celle-ci est d'environ 1900 K pour le TA6V, un alliage de titane très utilisé en aérospatiale).

La température peut également varier le long de la paroi. De plus, certains matériaux, comme les composites, sont beaucoup moins catalytiques que les métaux. L'impact des conditions à la paroi doit donc être estimé et éventuellement pris en compte dans les modèles. Pour cela, des simulations CEDRE ont été réalisées sur des cas de cylindres pleins pour les conditions de vol A3, en considérant :

- des parois non catalytiques isothermes (en imposant $T_w = 700$ K)
- des parois totalement catalytiques pour lesquelles la température de paroi est calculée à l'équilibre radiatif

1.6.1. Comparaison entre paroi isotherme et à l'équilibre radiatif

Des calculs CEDRE ont été réalisés pour les cas n° 4, 11 et 15 avec une paroi totalement catalytique dont la température est calculée à l'équilibre radiatif. L'hypothèse de la paroi à l'équilibre radiatif est fréquemment utilisée dans les codes de rentrée pour calculer simultanément la température de paroi T_w ainsi que les flux de chaleur qui dépendent de celle-ci, comme le flux convectif-diffusif, le flux radiatif de la paroi ou encore le flux conductif. Dans les calculs CEDRE présentés dans ce chapitre, la conduction thermique dans la paroi n'est pas prise en compte, et le flux de chaleur radiatif reçu par la paroi est négligeable sur l'arrière-corps. Dans ce cas, on peut écrire :

$$q_{conv+diff}(T_w) = q_{rad}(T_w) \quad (7.12)$$

$$q_{rad}(T_w) = \varepsilon \sigma T_w^4 \quad (7.13)$$

Le calcul de T_w et de $q_{conv+diff}(T_w)$ se fait alors par un processus itératif. Ce modèle de paroi est plus réaliste car il conserve l'énergie du système, ce qui n'est pas le cas lorsque la température T_w est imposée, mais le calcul est plus long.

La figure 7.9 présente les distributions de C_p et de flux de chaleur total sur l'extrados du cylindre n° 15 dans le plan $y = 0$, obtenues pour une paroi à température fixée ($T_w = 700$ K) et une paroi dont la température est calculée à l'équilibre radiatif. La distribution de C_p est légèrement affectée par la température de paroi, principalement au niveau de l'arête amont. En effet, la température de la paroi à l'équilibre radiatif sur la face avant dépasse 2000 K, contre 700 K pour la paroi isotherme. L'air est donc moins refroidi par la paroi, et a une température et une pression plus forte au passage de l'arête. Le flux de chaleur est également peu affecté par la température de paroi, car l'écart de température entre l'air et celle de la paroi reste pratiquement identique. On note tout de même un flux de chaleur plus élevé sur la paroi à l'équilibre radiatif, probablement dû à l'augmentation de conductivité thermique de l'air avec la pression et la température dans la gamme de pression considérée [76]. Pour le cas n° 11, de diamètre $D = 0,4$ m, le pic de flux caractéristique des grands diamètres est toujours présent avec une paroi à l'équilibre radiatif, mais moins marqué que pour une paroi isotherme.

La figure 7.10 présente la distribution de température sur l'extrados du cylindre n° 15 dans le plan $y = 0$, obtenue pour une paroi à l'équilibre radiatif d'émissivité $\varepsilon = 0,8$. Cette température est partout supérieure à 850 K, et atteint 1400 K au niveau de l'arête amont, le double de la température T_w fixée pour le calcul avec paroi isotherme. Toutefois, la température de paroi n'a qu'un faible impact sur les distributions de C_p et de flux de chaleur, et il n'est pas nécessaire de construire de nouveaux modèles de flux et de C_p pour les parois à l'équilibre radiatif.

1.6.2. Influence de la catalycité

Des calculs CEDRE ont été réalisés pour les cas n° 7 ($L = 0,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 13^\circ$), n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) et n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) avec une paroi isotherme ($T_{wall} = 700$ K) et non catalytique. La figure 7.11 présente les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados du cylindre n° 13 dans le plan $y = 0$, pour une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique. Comme attendu, la distribution de C_p n'est quasiment

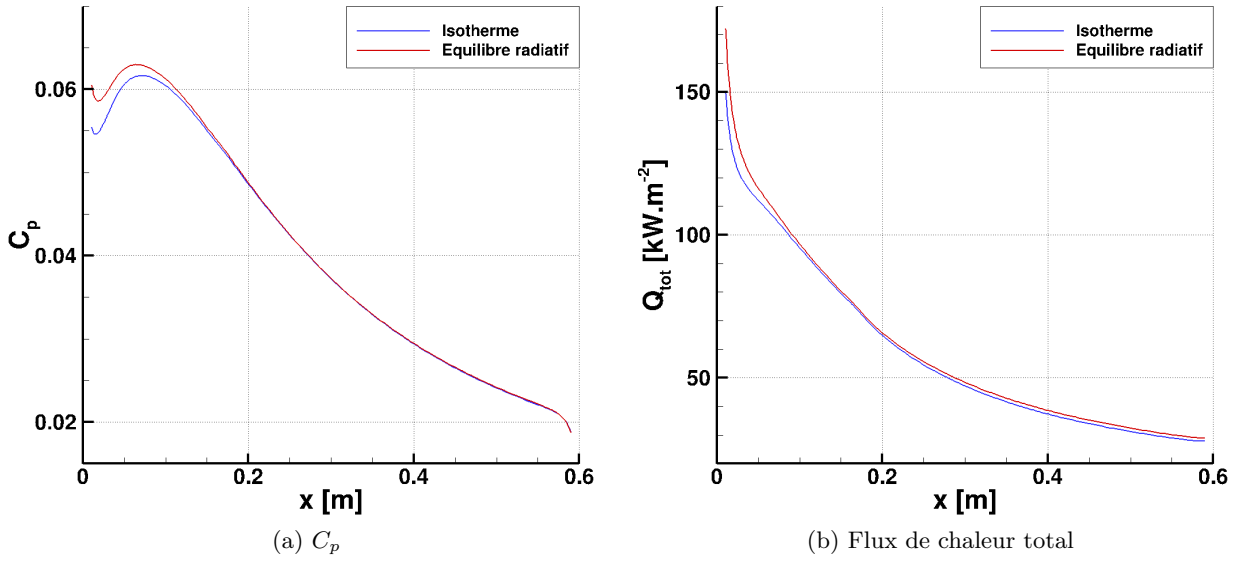


FIGURE 7.9. – Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados du cylindre n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) pour une paroi isotherme ($T_w = 700$ K) et une paroi à l'équilibre radiatif, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹)

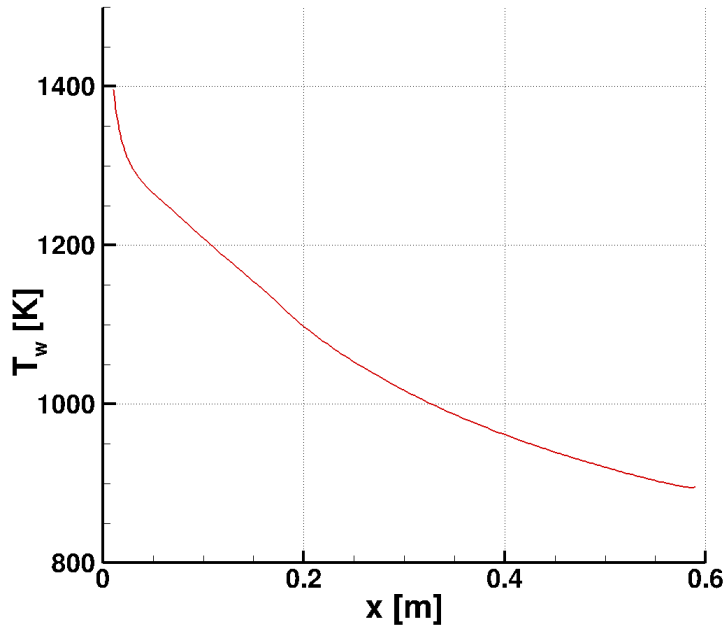


FIGURE 7.10. – Température de paroi dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados du cylindre n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$), dans le cas où la température pariétale est calculée à l'équilibre radiatif, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹)

pas affectée par la catalycité de la paroi, tandis que le flux de chaleur total est fortement impacté : près de l'arête amont, là où les concentrations en N, O et NO sont encore élevées (voir figure 7.12), le flux obtenu pour une paroi non catalytique représente environ le tiers du flux total pour une paroi totalement catalytique. Plus loin en aval, les concentrations en N, O et NO sont plus faibles, du fait des recombinaisons qui ont lieu le long de la paroi et dans le champ, et l'écart entre les deux distributions diminue. Au niveau de l'arête aval, le flux à la paroi non catalytique

est environ la moitié du flux total à la paroi totalement catalytique. De plus, on remarque que le pic de flux de chaleur caractéristique des grands diamètres est toujours visible sur la paroi non catalytique. Ce pic n'est donc pas dû à un effet de chimie mais bien à la topologie de l'écoulement, même si aucune explication n'a pu être trouvée. Compte tenu de l'écart conséquent entre le flux de chaleur calculé sur une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique, il semble intéressant de modifier le modèle de flux de chaleur pour l'adapter aux parois non catalytiques. Cette modification devrait aussi tenir compte du point de vol, qui va impacter les concentrations en N, O et NO dans l'écoulement, et donc l'influence de la catalycité de la paroi sur le flux de chaleur. En effet, pour des vitesses incidentes U_∞ plus faibles, l'écoulement est moins dissocié derrière le choc, et la différence entre le flux de chaleur pour une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique est moins importante. Au vu du nombre de simulations supplémentaires nécessaires et de la complexité à modéliser le flux de chaleur pour des parois non catalytiques ou partiellement catalytiques, la construction de ce nouveau modèle n'a pas été abordée dans cette thèse.

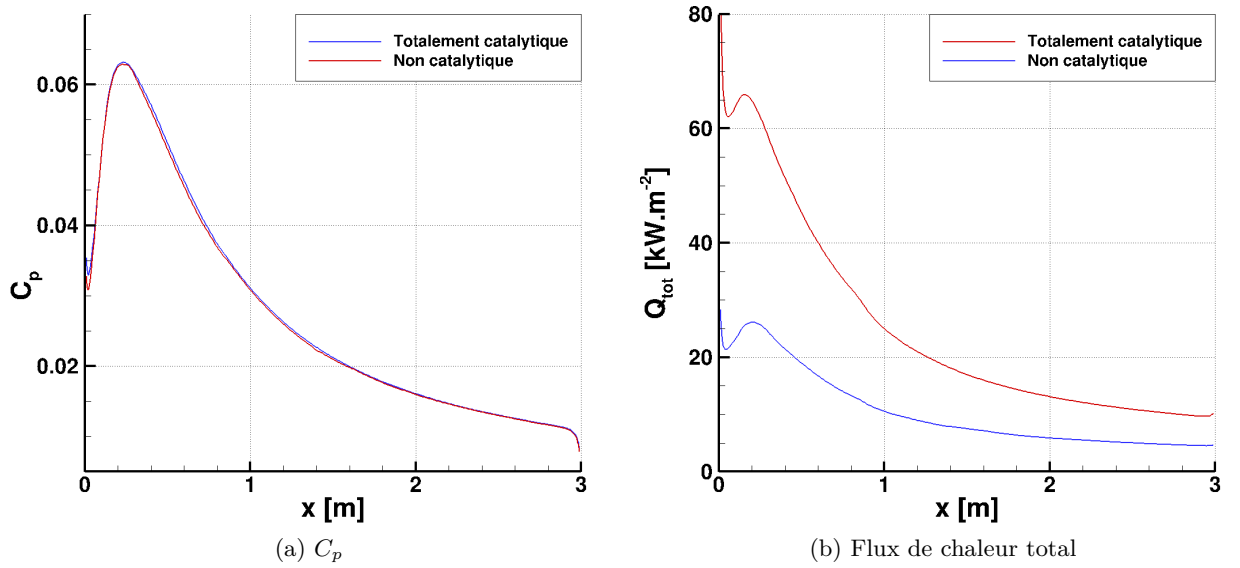


FIGURE 7.11. – Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) dans le plan $y = 0$ en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée s^* sur l'extrados du cylindre n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) pour une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique, pour le point de vol A3

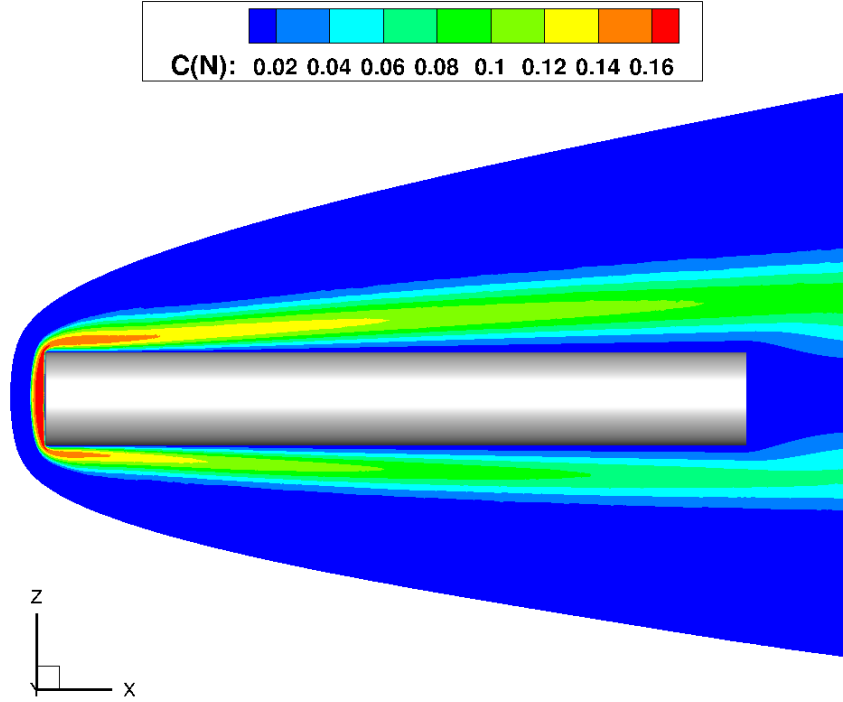


FIGURE 7.12. – Champ de fraction massique $C(N)$ de l'azote autour du cylindre n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m \cdot s $^{-1}$) et une paroi totalement catalytique

2. C_p et flux de chaleur sur le culot des cylindres

2.1. Analyse des résultats pour le point de vol A3

L'analyse des distributions de C_p et de flux de chaleur au culot des cylindres pleins montre à nouveau leur forte dépendance au diamètre du cylindre, mais également à l'angle d'attaque. Pour les cylindres de diamètre $D \leq 0,4$ m ($Re_{\infty,D} \leq 1,4 \times 10^4$), on observe sur le culot un maximum de C_p et de flux de chaleur, situé dans le plan de symétrie $y = 0$ et dont la hauteur varie avec l'angle d'attaque (voir figure 7.13). La position des maxima de C_p et de flux de chaleur coïncident pratiquement. Ce type de distribution est caractéristique d'un unique tourbillon dans la zone de recirculation. Pour les cylindres de diamètre $D \geq 1$ m ($Re_{\infty,D} \geq 3,5 \times 10^4$), l'angle d'attaque influence fortement la topologie de l'écoulement : lorsque $\alpha = 0$, comme pour le cas n° 1, la zone de recirculation est formée d'un seul tourbillon, et on observe un seul pic de C_p et de flux de chaleur au centre du culot. Lorsque α augmente, on observe plusieurs pics de C_p et de flux de chaleur (voir figure 7.14). Ces distributions indiquent une topologie d'écoulement complexe dans la zone de recirculation, et la présence de deux tourbillons principaux, mais l'écoulement reste tout de même stationnaire pour tous les cas étudiés. Aucun des cas disponibles dans la base de donnée numérique ne comporte de diamètre $0,4$ m $< D < 1$ m ; il n'est pas possible de déterminer le diamètre limite entre les deux comportements. Dans tous les cas, les niveaux de C_p au culot sont très faibles, de l'ordre de 1 % du niveau au point d'arrêt. Le niveau de flux de chaleur peut lui atteindre 10 % de sa valeur au point d'arrêt.

Ces comportements différents en fonction du Reynolds $Re_{\infty,D}$ sont cohérents avec ceux observés dans la littérature et dans la base de données MISTRAL (chapitre 4) : lorsque $Re_{\infty,D}$ augmente, plusieurs tourbillons apparaissent dans la zone de circulation, entraînant des maxima secondaires de pression et de flux de chaleur au culot.

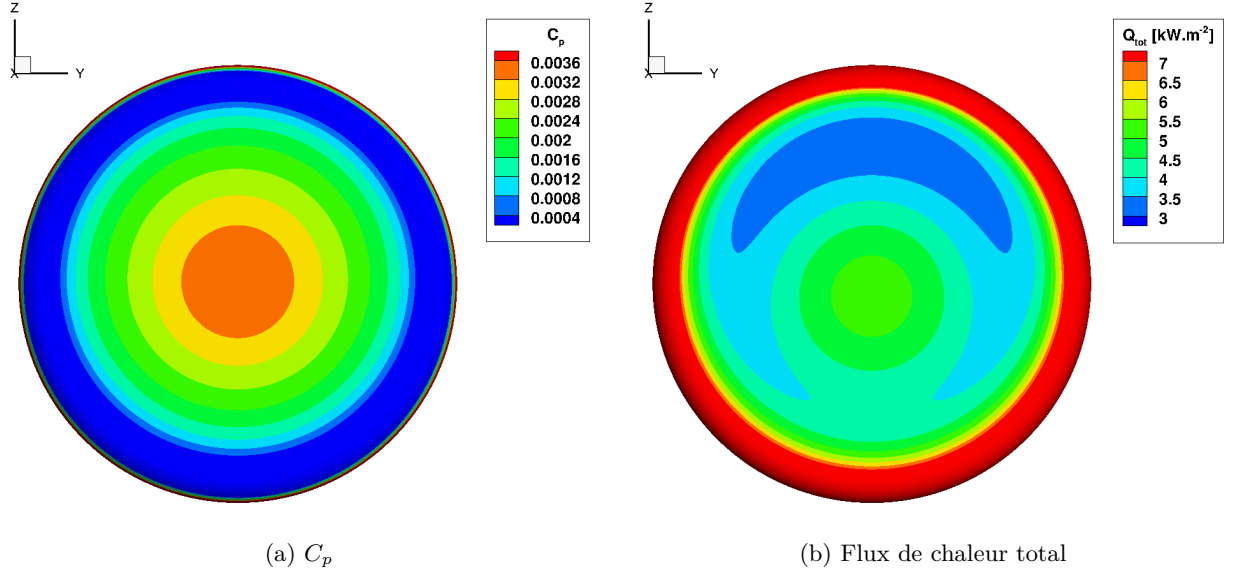


FIGURE 7.13. – Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 4 ($L = 1,5 \text{ m}$, $D = 0,2 \text{ m}$, $\alpha = 1,5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70 \text{ km}$, $U_\infty = 5959,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)

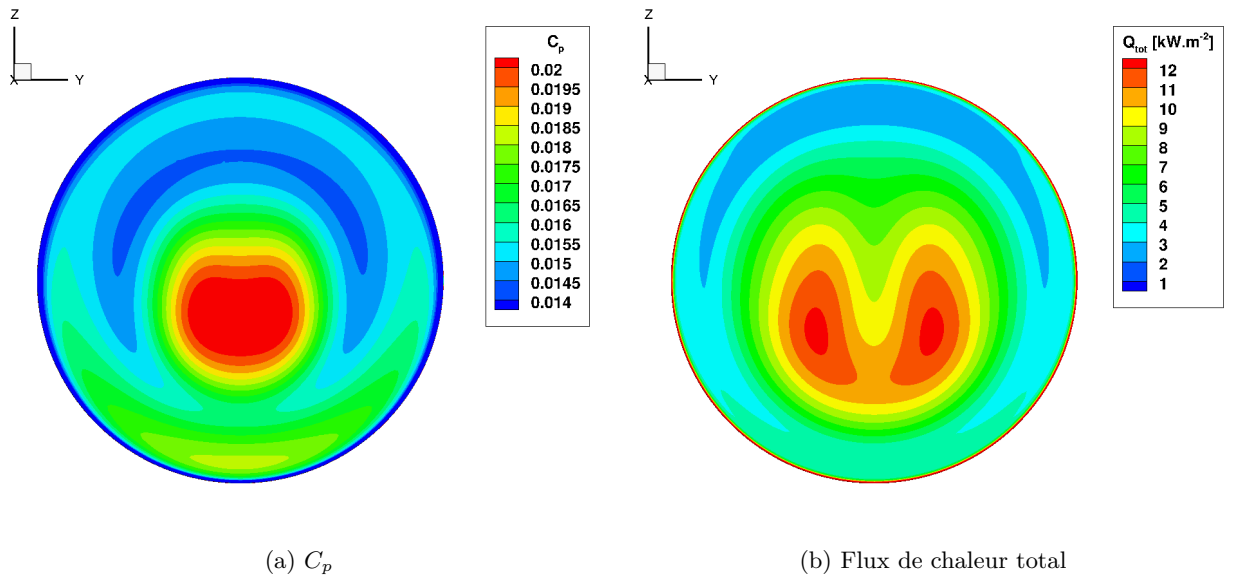


FIGURE 7.14. – Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 14 ($L = 1 \text{ m}$, $D = 1,3 \text{ m}$, $\alpha = 4^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70 \text{ km}$, $U_\infty = 5959,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)

2.2. Modèles réduits de C_p et de flux de chaleur sur le culot des cylindres pour le point de vol A3

Plusieurs méthodes ont été testées pour construire des modèles de C_p et de flux de chaleur au culot des cylindres pleins, mais aucune n'a donné de résultats satisfaisants. Une première idée était de construire des modèles 1D pour les petits diamètres ($D \leq 0,4 \text{ m}$), et de les étendre à la totalité du culot, les profil de C_p et de flux de chaleur au culot des cylindres de petit diamètre étant pratiquement axisymétriques. Cependant, aucun modèle 1D satisfaisant n'a pu être construit, de manière analytique ou en utilisant la POD.

La méthode de la POD a ensuite été utilisée pour tenter de construire directement des modèles 2D sur la surface du culot. Au vu des profils très différents de C_p et de flux de chaleur obtenus pour les petits et les grands diamètres, il semble nécessaire de construire des modèles différents. Par conséquent, très peu de données d'entrées sont disponibles pour développer chaque modèle, d'autant que les cas n° 3, 5, 6 et 9 n'ont pas pu être utilisés à cause de problèmes dans les résultats au culot. À titre indicatif, le tableau 7.6 montre les erreurs obtenues pour chaque cas avec les différents modèles.

Cas n°	L[m]	D[m]	α [°]	$\varepsilon(C_p, 1D)$	$\varepsilon(Q_{tot}, 1D)$	$\varepsilon(C_p, 2D)$	$\varepsilon(Q_{tot}, 2D)$
1	1	1	0			41 %	73 %
2	1	1	5°			29 %	171 %
3	0,5	0,05	1,5°				
4	1,5	0,2	1,5°	189 %	22,3 %	70 %	89 %
5	2,8	0,2	7°				
6	1,5	0,1	10°				
7	0,8	0,2	13°	27 %	35 %	30 %	40 %
8	0,3	0,2	4°	72 %	53 %	53 %	54 %
9	1	0,1	11°				
10	2,6	0,4	15°	39 %	43 %	45 %	28 %
11	2,1	0,4	5°	23 %	25 %	20 %	61 %
12	2,4	1,8	7,5°			50 %	153 %
13	3	0,4	1,5°	69 %	44 %	16 %	34 %
14	1	1,3	4°			23 %	34 %
15	0,6	0,15	3°	74 %	18 %	24 %	44 %
16	1,8	1,5	14°			62 %	126 %

TABLEAU 7.6. – Erreurs des modèles 1D et 2D pour le C_p et le flux de chaleur total au culot des cylindres pour le point de vol A3

2.3. Influence du point de vol et de la turbulence

Les résultats des simulations CEDRE réalisées pour les points de vol A1 ($Z = 40$ km, $M_\infty = 9$, $Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$) et A2 ($Z = 58$ km, $M_\infty = 15$, $Re_\infty = 9,86 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$) sur les cas n° 11 et n° 15 ont également permis d'évaluer l'influence du point de vol sur les distributions de C_p et de flux de chaleur au culot des cylindres pleins. Pour ces deux cas, avec un écoulement laminaire, l'écoulement dans la recirculation était instationnaire pour le point A1. Les calculs ont donc été réalisés avec un pas de temps Δt global, et les grandeurs pariétales instantanées ont été moyennées. Pour les simulations turbulentes pour le point A1, réalisées avec un modèle $k - \omega$, l'écoulement reste stationnaire dans la recirculation. Pour le cas n° 15, la longueur de la zone de recirculation est de $L_w = 0,09 \text{ m} = 0,6D$, pour le point de vol A3 ($Re_\infty = 3,46 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$), $L_w = 0,15 \text{ m} = D$ pour le point A2 ($Re_\infty = 9,86 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$), $L_w = 0,25 \text{ m} = 1,7D$ pour le point A1 ($Re_\infty = 6,56 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$) pour un écoulement laminaire, $L_w = 0,18 \text{ m} = 1,2D$ pour un écoulement turbulent. Ce résultat est conforme à ceux de Gorshkov [44], Hollis et Perkins [51], et Wright *et al.* [42] (voir chapitre 4), qui ont montré que la taille de la zone de recirculation augmentait avec le Reynolds incident $Re_{\infty,D}$. De même, le fait que la longueur L_w pour le point A1 soit plus courte pour la simulation laminaire que pour la simulation turbulente est en accord avec les résultats de Horvath et Hannemann [52]. Pour mémoire, les auteurs expliquent ce phénomène par le fait que la zone de mélange est plus épaisse dans un écoulement turbulent et recolle plus en amont que dans un écoulement laminaire, ce qui réduit la longueur de la zone de recirculation.

La figure 7.15 présente les distributions de C_p et de flux de chaleur total le long du culot du cylindre n° 15 dans le plan $y = 0$, pour les points de vol A1, A2 et A3. Le flux de chaleur est

adimensionné par le flux de référence de l'équation 7.5. Les grandeurs représentées pour le calcul A1 laminaire sont moyennées en temps. Le niveau maximal de C_p est à peu près semblable entre les points de vol A3 et A2, mais la forme de la distribution de C_p et la position du maximum sont modifiées. Par contre, le niveau de C_p du point A1 est très inférieur aux deux autres, aussi bien dans le cas laminaire que turbulent. Ce dernier présente tout de même un profil similaire à celui observé pour le point de vol A2. Enfin, le niveau moyen de la pression au culot augmente avec $Re_{\infty,D}$, comme observé par Bertin [3] et Bulmer [57].

Le flux de chaleur adimensionné augmente lorsque l'altitude diminue, et le pic de flux se déplace vers le bas du culot. Le flux est plus élevé dans le cas turbulent que la cas laminaire, ce qui est conforme aux résultats théoriques, et la forme de la distribution pour le cas turbulent est très proche de celle obtenue en régime laminaire pour les points de vol A2 et A3. Enfin, les distributions de C_p et de flux de chaleur au culot des cylindres n° 11 et n° 15 présentent toujours un maximum global situé dans le plan médian $y = 0$ pour les points de vol A2 et A3, et pour le point de vol A1 en écoulement turbulent. Or, pour le cylindre n° 11 et le point de vol A2, le nombre de Reynolds basé sur le diamètre vaut $Re_{\infty,D} = 3,9 \times 10^4$. D'après les résultats de la section 2.1, cette valeur devrait entraîner l'apparition de maxima secondaires, comme c'est le cas au point de vol A3. Il semble donc que la valeur de $Re_{\infty,D}$ ne suffise pas à déterminer le profil des distributions de C_p et de flux de chaleur au culot des cylindres pleins.

Enfin, les résultats des calculs pour les points de vol A1 et A2 montrent que, même dans le cas où un modèle satisfaisant existait pour les distributions de C_p et de flux de chaleur au culot des cylindres pour le point de vol A3, les adimensionnements pour prendre en compte les effets de point de vol, qui avaient été utilisés sur l'extrados, ne sont plus valables sur le culot.

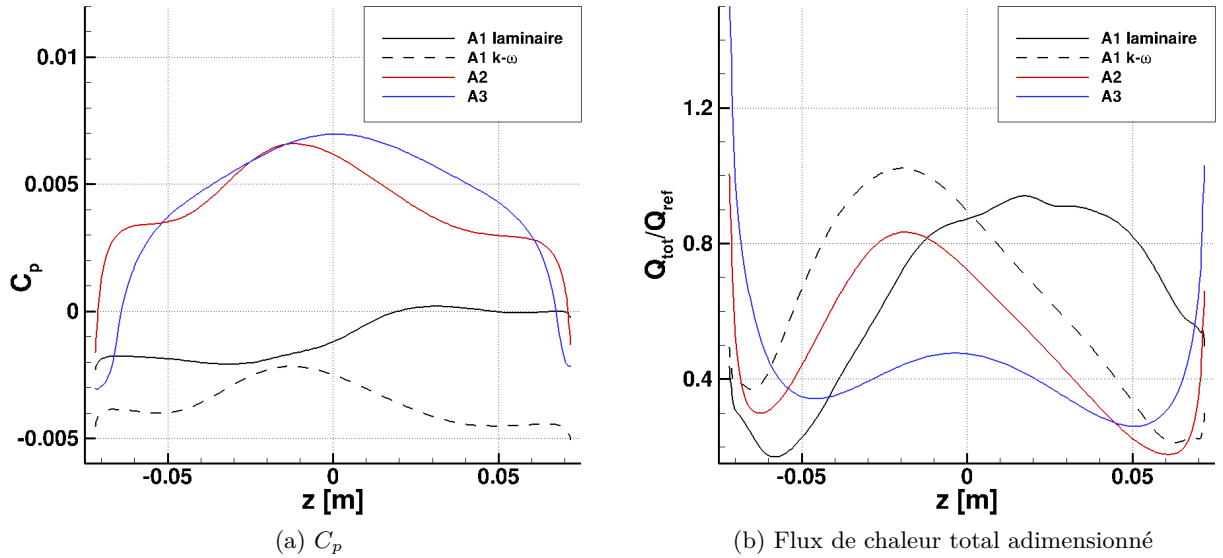


FIGURE 7.15. – Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 15 ($L = 0,6$ m, $D = 0,15$ m, $\alpha = 3^\circ$) aux points de vol A1 ($Z = 40$ km, $U_\infty = 2888,7$ m \cdot s $^{-1}$), A2 ($Z = 58$ km, $U_\infty = 4769,7$ m \cdot s $^{-1}$) et A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m \cdot s $^{-1}$)

2.4. Influence du modèle de paroi utilisé

2.4.1. Comparaison entre paroi isotherme et à l'équilibre radiatif

La figure 7.16 présente les distributions de C_p et de flux de chaleur le long du culot du cylindre n° 11, dans le plan $y = 0$, lorsque la température de paroi est imposée ($T_w = 700$ K) et lorsqu'elle est calculée à l'équilibre radiatif. Dans les deux cas, la paroi est totalement catalytique. Les deux

distributions sont très peu affectées par la température de paroi. Le flux de chaleur à la paroi à l'équilibre radiatif est légèrement plus élevé que celui calculé pour une paroi isotherme, car les températures de paroi obtenues à l'équilibre radiatif sont très proches de la température de paroi imposée ($T_w = 700$ K pour la paroi isotherme, et $600 \text{ K} \leq T_w \leq 800 \text{ K}$ pour la paroi à l'équilibre radiatif).

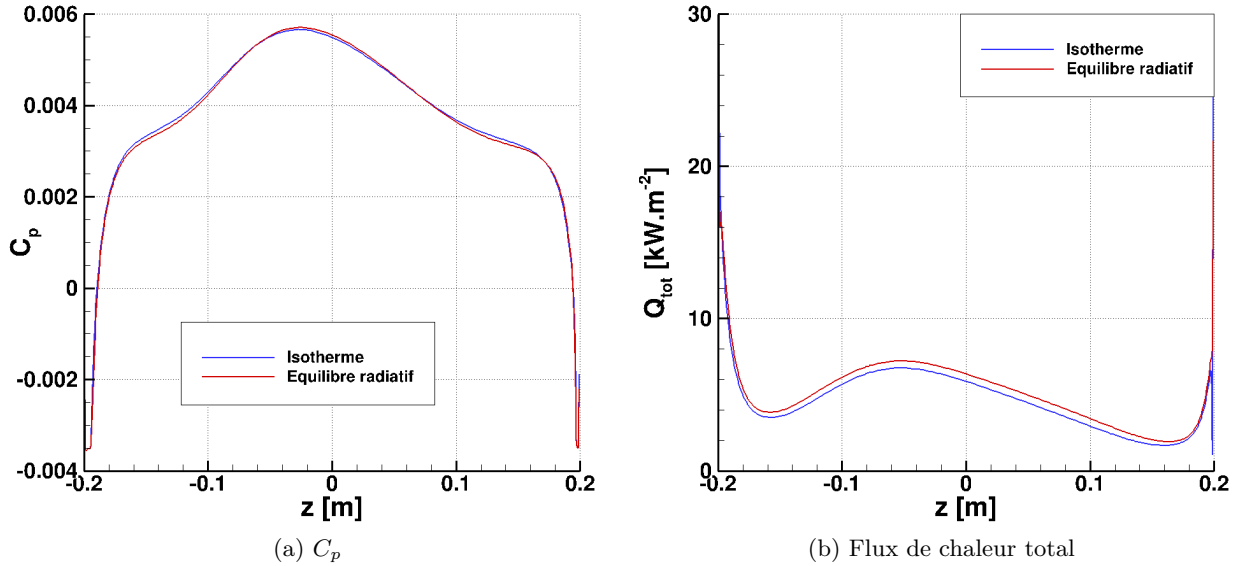


FIGURE 7.16. – Distributions de C_p (a) et de flux de chaleur total (b) au culot du cylindre n° 11 ($L = 2,1$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), pour une paroi isotherme et une paroi à l'équilibre radiatif

2.4.2. Influence de la catalycité

Comme sur l'extrados, et comme attendu, la catalycité de la paroi n'a aucune influence sur la distribution de C_p au culot. L'effet de la catalycité sur le flux de chaleur est moins important au culot qu'à l'extrados, car la plupart des espèces se sont déjà recombinées en amont, à la paroi ou dans le champ (voir figure 7.17). La figure 7.19 (a) montre la distribution de flux de chaleur total le long du culot du cas n° 13, dans le plan $y = 0$. Le flux de chaleur calculé pour une paroi totalement catalytique est environ le double de celui obtenu pour une paroi non catalytique. De plus, l'effet de la catalycité dépend de l'angle d'attaque : pour le cas n° 7, qui a un angle d'attaque $\alpha = 13^\circ$ plus élevé que celui du cas n° 13, la catalycité de la paroi ne modifie presque pas le flux de chaleur total sur la partie basse du culot ($z < 0$ sur la figure 7.19 (b)). À l'inverse, sur la partie haute du culot ($z > 0$), l'influence de la catalycité de la paroi est visible. Ceci s'explique par le fait que, lorsque α est élevé, dans le cas d'une paroi totalement catalytique, les atomes se recombinent beaucoup au contact de l'intrados. Ainsi, pour le cas n° 7 ($L = 0,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 13^\circ$), la concentration d'atomes au niveau de l'arête aval de l'intrados est relativement faible (voir figure 7.18). Par conséquent, la concentration d'atomes dans la partie basse de la zone de recirculation est faible, et dans le cas d'une paroi totalement catalytique, le flux diffusif sur la partie basse du culot est très faible. Ceci explique la faible différence entre les flux de chaleur pour une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique dans le cas n° 7 sur la partie basse du culot ($z < 0$ sur la figure 7.19 (b)). À l'inverse, lorsque α est élevé, des atomes restent présents dans l'écoulement près de l'extrados même dans le cas d'une paroi totalement catalytique (figure 7.18). Il reste donc des atomes dans la partie haute de la zone de recirculation, qui se recombinent à la paroi totalement catalytique. Ceci cause un flux de chaleur diffusif non négligeable sur la partie supérieure du culot, et une différence de flux de chaleur total entre une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique.

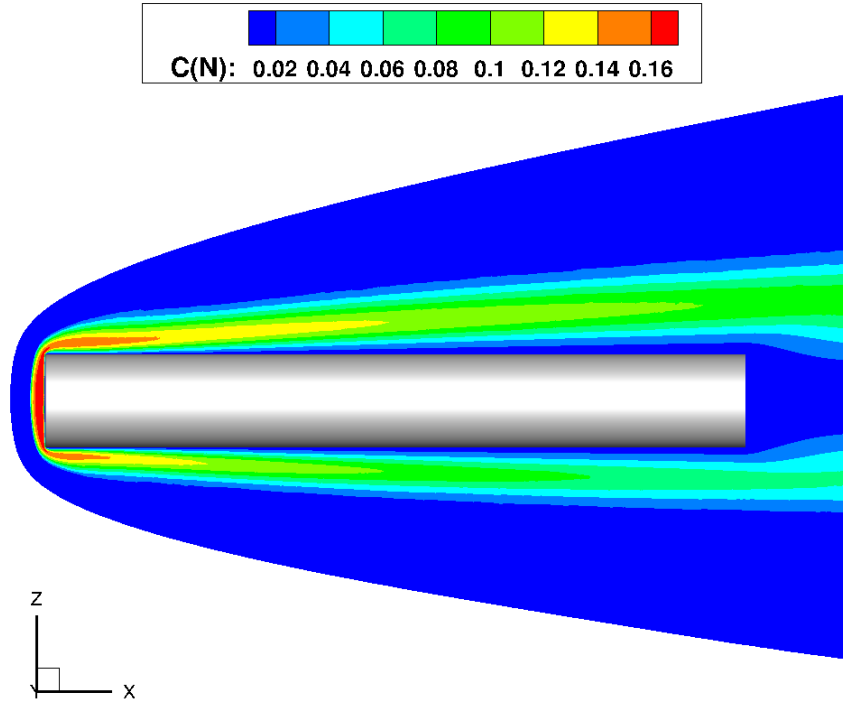


FIGURE 7.17. – Champ de fraction massique $C(N)$ de l'azote autour du cylindre n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹) et une paroi totalement catalytique

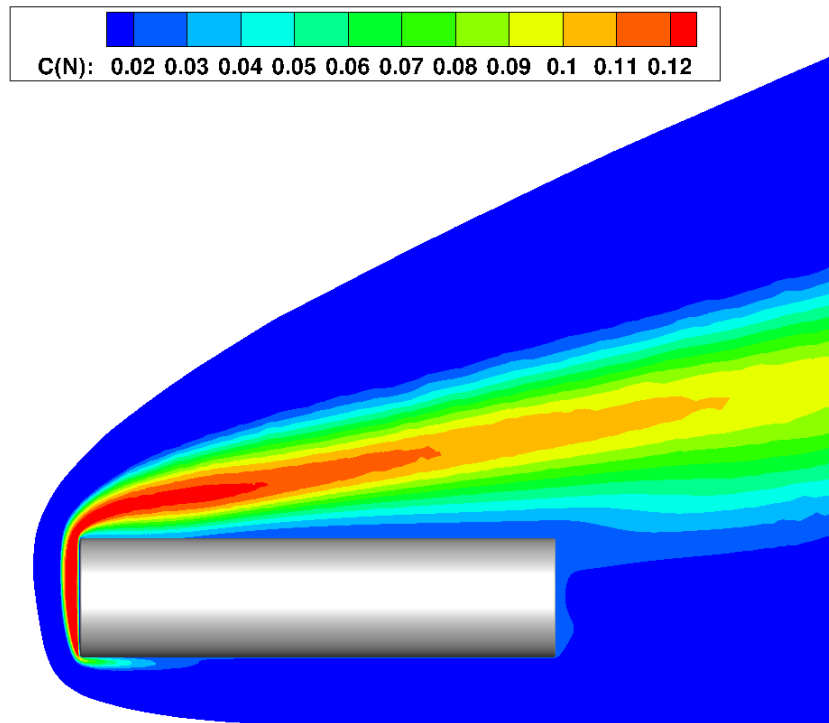


FIGURE 7.18. – Champ de fraction massique $C(N)$ de l'azote autour du cylindre n° 7 ($L = 0,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 13^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹) et une paroi totalement catalytique

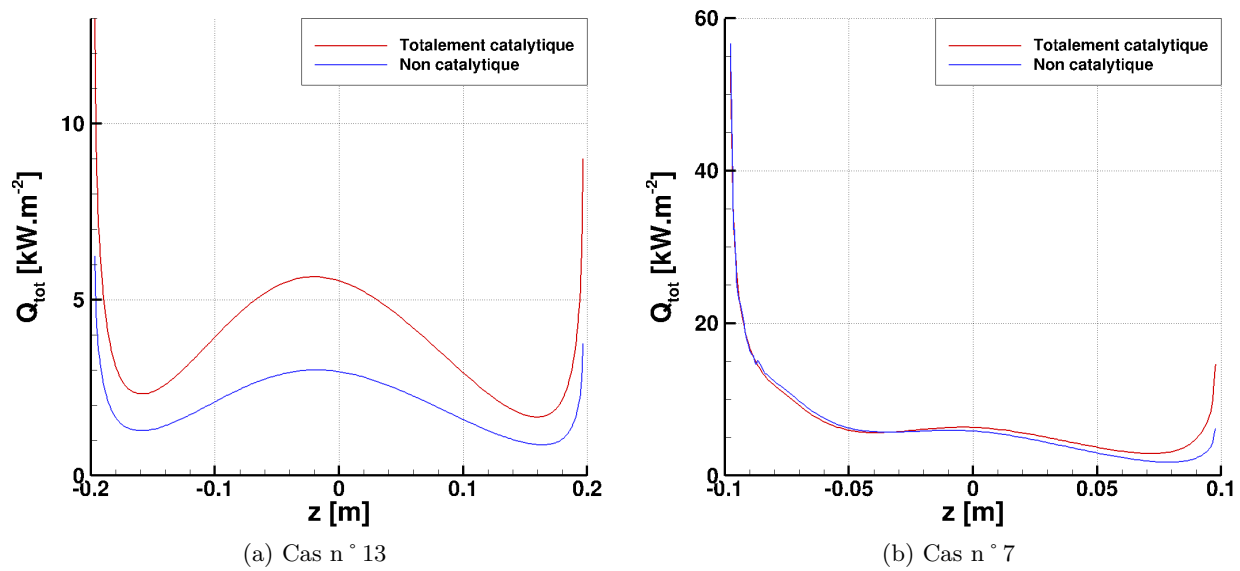


FIGURE 7.19. – Distributions de flux de chaleur total (b) au culot des cylindres n° 13 ($L = 3$ m, $D = 0,4$ m, $\alpha = 1,5^\circ$) (a) et n° 7 ($L = 0,8$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 13^\circ$) pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4$ m · s⁻¹), pour une paroi totalement catalytique et une paroi non catalytique

3. Bilan et discussion

3.1. Physique des écoulements sur l'extrados et le culot de cylindres pleins

L'exploitation des résultats des calculs CEDRE sur les cylindres pleins a permis de mettre en évidence la très forte influence du diamètre sur les distributions de C_p et de flux de chaleur. Sur l'extrados, dans le plan de symétrie $y = 0$, deux types de distributions de C_p ont été observées : pour les diamètres $D \geq 0,1$ m, la distribution comporte un minimum dû à la détente qui se produit au niveau de l'arête amont, puis un maximum, et décroît ensuite jusqu'au bord de fuite. Le minimum et le maximum ont tendance à se déplacer vers l'aval quand D et α augmentent. Pour le cas n° 3, de diamètre $D = 0,05$ m, le minimum et le maximum ne sont plus visibles. Les distributions de flux de chaleur présentent elles aussi deux comportements différents selon le diamètre. Pour les petits diamètres ($D \leq 0,2$ m ; $Re_{\infty,D} \leq 6,9 \times 10^3$), le flux décroît le long de l'extrados, tandis que pour les grands diamètres ($D \geq 0,4$ m ; $Re_{\infty,D} \geq 1,4 \times 10^4$), il présente un minimum près de l'arête amont, suivi d'un maximum, comme le C_p . L'étude de l'écoulement autour des cylindres n'a pas permis d'expliquer ces deux comportements différents. Toutefois, les calculs réalisés pour d'autres points de vol ont permis de vérifier que ce phénomène était lié à la valeur de $Re_{\infty,D}$.

Au culot, la topologie de l'écoulement est également très dépendante du diamètre : pour les petits diamètres ($D \leq 0,4$ m, $Re_{\infty,D} \leq 1,4 \times 10^4$), la zone de recirculation ne comporte qu'un seul tourbillon, et les distributions de C_p et de flux de chaleur atteignent des valeurs maximales. Le maximum est toujours situé dans le plan médian du culot $y = 0$, mais sa position dans ce plan varie avec l'angle d'attaque. Pour les grands diamètres ($D \geq 1$ m, $Re_{\infty,D} \geq 3,5 \times 10^4$), lorsque α est non nulle, la topologie de l'écoulement au culot est plus complexe, avec plusieurs tourbillons, et plusieurs maxima (locaux et globaux) de C_p et de flux de chaleur.

Les calculs réalisés ont également permis d'évaluer l'influence du point de vol considéré, de la turbulence et du modèle de paroi utilisé (température imposée ou calculée à l'équilibre radiatif, totalement catalytique ou non catalytique). Il a été constaté qu'une augmentation du Reynolds incident $Re_{\infty,D}$ causait un allongement de la zone de recirculation et une augmentation de la pression au culot, ce qui rejoint les résultats de la littérature. Les résultats des deux simulations turbulentes réalisées pour le point de vol A1 prédisent de la turbulence dans la recirculation au culot pour le cylindre n° 15, et dès l'extrados pour le cylindre n° 11. Ces résultats doivent toutefois être considérés avec prudence, les simulations étant réalisées sans modèle de transition. Elles ont tout de même permis de confirmer que la turbulence avait tendance à stabiliser l'écoulement dans le sillage, et d'évaluer son influence sur le flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins. Les calculs réalisés sur des parois à température imposée ou à l'équilibre radiatif ont montré une quasi-insensibilité du C_p et du flux de chaleur à la température de paroi. Enfin, les calculs effectués sur des parois totalement catalytiques et non catalytiques ont montré le fort impact de la catalycité sur les écoulements d'arrière-corps pour des vitesses incidentes U_∞ élevées, et également l'impact de l'angle d'attaque sur le flux diffusif au culot des cylindres.

3.2. Modélisation des distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins par la méthode d'interpolation par POD

La dépendance des résultats au diamètre n'avait pas pu être observée avec la base de données de résultats MISTRAL fournie par le CNES, tous les cylindres disponibles ayant le même diamètre (voir chapitre 4). Cela a donc complexifié la construction des modèles, puisque le plan d'expérience initial était construit à partir du paramètre L/D , et comportait donc plusieurs cas de même diamètre. L'analyse des simulations numériques faites dans cette thèse ont montré la forte influence du diamètre du cylindre sur les distributions de C_p et de flux de chaleur aux parois de l'extrados et du culot. Des points supplémentaires ont donc été ajoutés pour des diamètres différents, mais le nombre total de données d'entrées reste insuffisant pour atteindre la précision souhaitée pour les modèles au culot des cylindres. De plus, les différences de comportement entre les grands et les petits diamètres obligent à construire deux modèles différents, ce qui réduit les

données disponibles pour chaque modèle. À l'inverse, il semble que les modèles 2D de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados des cylindres souffrent de surapprentissage. Ceci est probablement dû à la mauvaise qualité du plan d'expérience initial, qui comprenait trop de géométries avec un petit diamètre. Une solution possible serait de reconstruire un modèle en laissant de côté certains des cas de plus faible diamètre.

La méthode de l'interpolation par POD semble adaptée à la modélisation de distributions des grandeurs pariétales. Le plan d'expérience de type LHS, faisant varier tous les paramètres en même temps, permet d'explorer la totalité du domaine de variation en minimisant le nombre de points d'observation. Il permet également d'utiliser des outils d'analyse de sensibilité, comme les indices de Sobol, et de quantifier l'influence des différents paramètres d'entrée, ainsi que leurs éventuelles interactions. Le principal inconvénient de ce type de plan d'expérience est qu'il complique la construction de modèles analytiques, car il n'est pas possible d'isoler l'influence des différents paramètres. Pour comparaison, Xin *et al.* ont utilisé l'interpolation par POD pour modéliser la distribution de température sur l'aile d'un véhicule hypersonique en fonction de M_∞ , Re_∞ et α , et ont obtenu une erreur moyenne de l'ordre de 6 %. Cependant, leur modèle a été créé à partir de 100 snapshots, contre 16 dans cette thèse, ce qui explique très probablement la meilleure précision qu'ils obtiennent.

Les modèles de C_p et de flux de chaleur construits dans ce chapitre ont une précision satisfaisante sur l'extrados. L'effet du point de vol sur le C_p a été jugé négligeable, et l'effet sur le flux de chaleur a pu être modélisé de manière satisfaisante grâce à un adimensionnement tiré de la littérature. Dans la continuité de cette thèse, il serait intéressant d'évaluer l'impact de ces modèles sur la trajectoire et le taux de survie d'un débris lors de sa rentrée atmosphérique. Si cet impact est jugé suffisant, il faudrait alors finir de construire les modèles pour le C_p et le flux de chaleur au culot. Enfin, il serait souhaitable d'étendre les modèles à d'autres formes de débris, comme les cônes tronqués, où des recollement solides et des interactions choc-choc peuvent apparaître.

Conclusions et perspectives

Conclusions

L'objectif de cette thèse était de construire des modèles réduits de coefficient de pression C_p et de flux de chaleur aux parois à l'ombre pour des géométries caractéristiques de débris orbitaux en écoulement hypersonique continu.

L'étude des résultats de la littérature sur les écoulements hypersoniques d'arrière-corps, ainsi que des résultats de simulations numériques Navier-Stokes en écoulement hypersonique laminaire fournis par le CNES, a permis d'identifier trois topologies d'écoulement à l'origine de niveaux de C_p et de flux de chaleur élevés aux parois à l'ombre : les écoulements à l'ombre attachés, les écoulements décollés (avec recollement fluide ou solide) et les interactions choc-choc (chapitre 4).

Les écoulements à l'ombre attachés sont à l'origine de niveaux de C_p relativement faibles sur les parois concernées, mais peuvent engendrer un flux de chaleur de l'ordre de 15 % du flux de chaleur au point d'arrêt. De plus, ce type d'écoulement peut concerner une grande partie de la géométrie, et ainsi contribuer de manière significative aux coefficients aérodynamiques et au flux de chaleur intégré sur toute la surface de l'objet, qui influencent sa trajectoire et son niveau de dégradation thermique.

La seconde topologie identifiée regroupe les écoulements décollés, avec recollement fluide ou recollement solide. Les premiers sont principalement observés au culot des objets, lorsque la couche limite décolle au passage de l'arête aval et recolle dans le sillage. Il se forme alors une zone de recirculation qui amène directement l'air chaud du point de recollement vers le culot, entraînant des pics de flux de C_p et de flux de chaleur. Le flux de chaleur peut ainsi atteindre 24 % du flux de chaleur au point d'arrêt [42].

Lorsqu'une paroi se situe en aval du décollement, le recollement peut avoir lieu directement à la paroi (recollement solide), ce qui cause un pic de flux de chaleur et de C_p à cet endroit. Horvath et Hannemann [52] ont observé au point de recollement un flux de chaleur équivalent à 18 % du flux de chaleur au point d'arrêt, tandis que des résultats de simulations fournies par le CNES sur des géométries de cônes tronqués font apparaître des pics de flux, dus à des recollements solides, de l'ordre de 110 % du flux au point d'arrêt.

Enfin, les résultats de la base de données de simulations numériques fournie par le CNES font également apparaître des interactions choc-choc dans les zones à l'ombre, sur des géométries de cônes tronqués. Ces interactions ont été classifiées par Edney en 6 catégories, en fonction de l'angle entre les deux chocs. Autour des géométries de cônes tronqués, des interactions de type II et III ont été observées, et le flux de chaleur qui en résulte aux parois à l'ombre atteint 50 % du flux au point d'arrêt.

L'analyse des résultats de la littérature et des calculs fournis par le CNES a également permis d'évaluer l'influence d'autres paramètres, comme le point de vol, la géométrie de l'objet ou la turbulence. Cette dernière peut apparaître dans le sillage et sur l'arrière-corps des objets aux faibles altitudes et impacte fortement les niveaux de flux de chaleur, qui peuvent être jusqu'à trois fois plus élevés que dans un écoulement laminaire.

Au vu des conclusions de cette première étude, il a été décidé de modéliser en premier les distributions de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados et le culot de cylindres pleins en incidence. Une méthode adaptée à la modélisation de distributions, l'interpolation par POD (*Proper Orthogonal Decomposition*, ou décomposition orthogonale en modes propres) a été implémentée et testée avec succès (chapitre 5). Les données d'entrée des modèles ont été obtenues par des calculs Navier-Stokes en écoulement hypersonique réactif réalisés avec le code CEDRE, en utilisant la méthodologie de maillage hybride mise au point dans cette thèse (chapitre 6).

Ces simulations CEDRE d'écoulements autour de cylindres pleins ont mis en évidence de nouveaux phénomènes impactant les distributions de C_p et de flux de chaleur dues aux écoulements à l'ombre attachés et aux écoulements décollés avec recollement solide. L'analyse des résultats a

notamment montré une très forte dépendance au diamètre des profils de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados, où l'écoulement reste attaché, et au culot, où se produit un décollement avec recollement fluide. Sur l'extrados du cylindre, dans le plan médian $y = 0$, la distribution classique de C_p et de flux de chaleur présente un minimum proche de l'arête amont, suivi d'un maximum et d'une décroissance lente jusqu'à l'arête aval. Cependant, en dessous d'une valeur limite du Reynolds $Re_{\infty,D}$, comprise entre $6,9 \times 10^3$ et $1,4 \times 10^4$, le minimum et le maximum de flux de chaleur disparaissent, et le flux de chaleur décroît de façon monotone entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Ce phénomène semble dû uniquement à la topologie de l'écoulement, et non à des effets de chimie, mais l'étude des résultats n'a pas permis d'avancer une explication. Au culot, pour les diamètres inférieurs à 0,4 m ($Re_{\infty,D} \leq 1,4 \times 10^4$), la zone de recirculation est formée d'un seul tourbillon, qui cause un seul pic de C_p et de flux de chaleur. Pour les diamètres supérieurs à 1 m ($Re_{\infty,D} \geq 3,5 \times 10^4$), lorsque le cylindre est en incidence, des tourbillons secondaires se forment dans la recirculation, et plusieurs pics de C_p et de flux de chaleur apparaissent. Toutefois, des calculs sur d'autres points de vol ont montré que la topologie de l'écoulement au culot ne dépendait pas que de $Re_{\infty,D}$. Ces calculs ont également permis de quantifier l'influence du point de vol sur les distributions de C_p et de flux de chaleur sur les parois à l'ombre des cylindres. En particulier, des calculs turbulents ont été réalisés pour un point de vol à faible altitude, et ont montré que la turbulence augmentait fortement le niveau de flux de chaleur sur l'extrados des cylindres, mais avait une influence plus limitée sur le flux de chaleur au culot. Enfin, des calculs supplémentaires ont été réalisés pour évaluer l'influence du modèle de paroi utilisé (température de paroi imposée ou calculée à l'équilibre radiatif, paroi totalement catalytique ou non catalytique). Ces calculs ont notamment mis en évidence l'influence de l'angle d'attaque α du cylindre sur le flux de chaleur diffusif au culot : en effet, lorsque α augmente, le flux diffusif au culot diminue, car l'air dans la recirculation est moins dissocié.

Enfin, des modèles 1D et 2D pour le C_p et le flux de chaleur sur l'extrados des cylindres ont été construits, en utilisant la méthode d'interpolation par POD (chapitre 7). Ces modèles prennent en compte l'influence de la longueur du cylindre, du diamètre, de l'angle d'attaque ainsi que du point de vol, et ont une précision satisfaisante. Toutefois, la quantité relativement faible de données d'entrée n'a pas permis de construire de modèle satisfaisant pour le C_p ou le flux de chaleur au culot des cylindres.

Perspectives

À partir de ces résultats, plusieurs développements supplémentaires sont envisageables. En priorité, il serait souhaitable d'évaluer l'impact des nouveaux modèles de C_p et de flux de chaleur sur l'extrados des cylindres pleins, en modélisant la rentrée d'un cylindre avec le code de rentrée atmosphérique ARES. Si cet impact est jugé significatif, il sera alors possible d'augmenter la précision des modèles existants à l'aide de calculs CEDRE supplémentaires, en laissant éventuellement de côté certains cas de petit diamètre pour éviter le surapprentissage. Des calculs supplémentaires permettraient également de finir de construire les modèles de flux de chaleur et de C_p au culot des cylindres.

Dans un deuxième temps, il serait intéressant de modéliser l'influence de la turbulence et de la catalycité de la paroi sur le flux de chaleur des cylindres. Les calculs réalisés dans cette thèse ont montré que ces deux phénomènes modifient fortement les distributions de flux de chaleur. Il ne semble donc pas possible de modifier simplement les modèles existants, et une nouvelle base de données d'entrée, centrée sur ces deux phénomènes, devra sans doute être générée.

Enfin, il faudrait également construire des modèles de C_p et de flux de chaleur à l'ombre pour d'autres géométries. Il semble possible en premier lieu d'étendre les modèles 1D de C_p et de flux de chaleur à l'extrados de boîtes et de cylindres pleins. À terme, il serait souhaitable de construire des modèles pour des géométries plus complexes, mais dont le taux de survie et la trajectoire seraient beaucoup plus affectés par le C_p et le flux de chaleur à l'ombre. Ces modèles pourraient par exemple être construits pour des formes concaves, car le flux de chaleur sur la face avant peut être relativement faible, ou pour les cônes tronqués, aux parois desquels les écoulements décollés

avec recollement solide et les interactions choc-choc peuvent entraîner des niveaux de C_p et de flux de chaleur très élevés.

Annexes

Modélisation de la forme du choc autour de cylindres pleins en incidence

Cette annexe présente le modèle prédictif pour la forme du choc autour de cylindres pleins en incidence, pour le point de vol A3 ($Z = 70$ km, $U_\infty = 5959,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Ce modèle a été construit à partir des premiers résultats disponibles de calculs CEDRE. Pour chaque calcul, la forme du choc a été extraite, une rotation d'angle $-\alpha$ lui a été appliquée, avec α l'angle d'incidence du cas considéré, et la forme a été tronquée de façon à pouvoir être considérée comme une fonction $x = f(y, z)$ (voir le schéma de la figure A.1). La méthode d'interpolation par POD a ensuite été appliquée en considérant chaque forme de choc comme un snapshot $\mathbf{x}(L, D, \alpha)$. Ce modèle a été construit à partir des formes de choc des cas n° 1 à 13. Avec ces données d'entrée, l'erreur globale sur la forme du choc ε , définie par :

$$\varepsilon = \frac{\|\mathbf{x}_{CFD}(L, D, \alpha) - \mathbf{x}_{modèle}(L, D, \alpha)\|_2}{\|\mathbf{x}_{CFD}(L, D, \alpha)\|_2} \quad (\text{A.1})$$

et évaluée par la méthode du Leave One Out, est comprise entre 3 % et 31 %, ce dernier point correspondant au cas n° 3, qui a le plus petit diamètre et est donc situé sur l'enveloppe convexe du domaine d'observation. Ce modèle a ensuite été utilisé pour prédire les formes de choc des calculs suivants, ce qui a permis d'obtenir plus rapidement la forme de choc réelle. La figure A.1 montre les comparaisons entre les enveloppes obtenues avec CEDRE et avec le modèle réduit pour le cylindre n° 8.

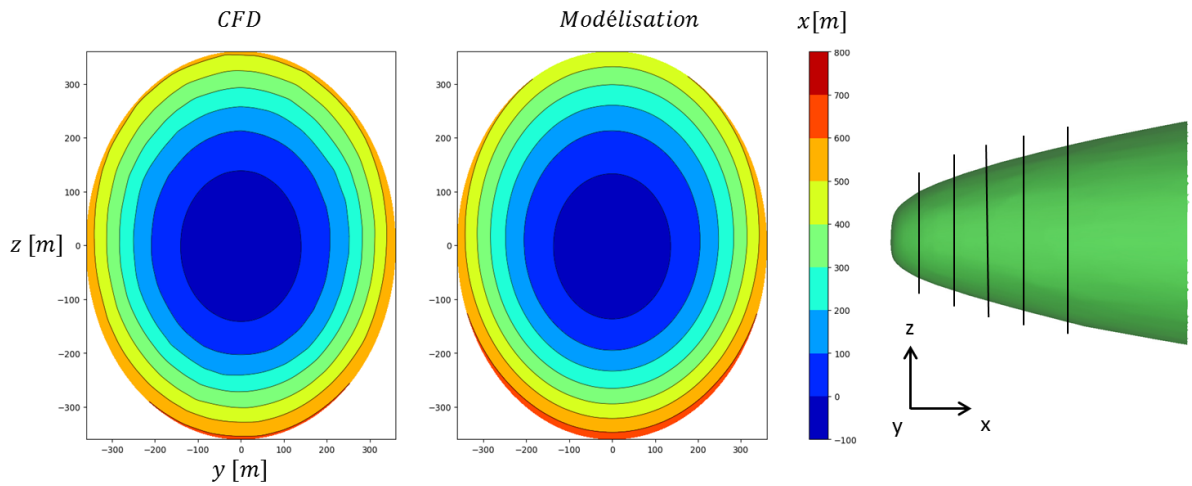


FIGURE A.1. – Forme de choc calculée et modélisée pour le cas n° 8 ($L = 0,3$ m, $D = 0,2$ m, $\alpha = 4^\circ$)

Bibliographie

- [1] ESA, *Space Debris*, 2017, URL : http://www.esa.int/Our_Activities/Operations/Space_Debris/ (visité le 10/05/2017).
- [2] D. R. CHAPMAN, *A Theoretical Analysis of Heat Transfer in Regions of Separated Flow*, rapp. tech., Ames Aeronautical Laboratory, Moffett Field, Calif., 1956.
- [3] J. J. BERTIN, *Hypersonic Aerothermodynamics*, AIAA, 1994.
- [4] H. KLINKRAD, *Space Debris : Models and Risk Analysis*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [5] IADC, *IADC Space Debris Mitigation Guidelines*, IADC, 2007.
- [6] NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION, University of Colorado, URL : <http://paos.colorado.edu/~fasullo/1060/resources/satellites.html> (visité le 11/05/2017).
- [7] *Orbital Debris Quarterly News* 23 (2019).
- [8] IADC, *Space Debris : IADC Assessment Report for 2010*, rapp. tech., Inter-Agency Space Debris Coordination Committee, 2013.
- [9] N. L. JOHNSON et al., *History of On-Orbit Satellite Fragmentations : Thirteenth Edition*, rapp. tech., NASA, 2004.
- [10] S. CLARK, *U.S. military sensors track debris from Indian anti-satellite test*, 2019, URL : <https://spaceflightnow.com/2019/03/27/u-s-military-sensors-track-debris-from-indian-anti-satellite-test/>.
- [11] T. KELSO, 2019, URL : <https://twitter.com/TSKelso/status/1164424542728675331>.
- [12] ESA, *e.Deorbit*, 2016, URL : http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Engineering_Technology/Clean_Space/e.Deorbit (visité le 16/05/2017).
- [13] EOPortal, *eoPortal Directory*, 2019, URL : <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/r/removedebris>.
- [14] W. O. SCHALL, « Laser Radiations for Cleaning Space Debris from Lower Earth Orbit », *Journal of Spacecraft and Rockets* 39.1 (2002), p. 81-91.
- [15] J. STUPL et al., « LightForce : An Update on Orbital Collision Avoidance Using Photon Pressure », *63rd International Astronautical Congress*, 2012.
- [16] THE CLEAN SPACE BLOG, *e.Deorbit : Pushing the Boundaries of Space Technologies*, ESA, 2016, URL : <http://blogs.esa.int/cleanspace/2016/06/30/e-deorbit-pushing-the-boundaries-of-space-technologies/> (visité le 16/05/2017).
- [17] SUNSPOT INDEX AND LONG-TERM SOLAR OBSERVATIONS, 2017, URL : <http://www.sidc.be/silso/home> (visité le 16/05/2017).
- [18] A. CORPORATION, *Large Object Reentries*, 2016, URL : <http://www.aerospace.org/cords/research/reentry-data/#/Large> (visité le 17/05/2017).
- [19] I. ZAÏTSEV, « L'exploitation satellitaire bientôt impossible », *Courrier International* 955 (2009), URL : <http://www.courrierinternational.com/article/2009/02/19/1-exploitation-satellitaire-bientot-impossible>.
- [20] D. R. CHAPMAN, D. M. KUEHN et H. K. LARSON, *Preliminary Report on a Study of Separated Flows in Supersonic and Subsonic Streams*, rapp. tech., NACA, 1956.
- [21] J. D. ANDERSON Jr, *Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*, sous la dir. de M.-H. B. COMPANY, McGraw-Hill series in aeronautical et aerospace engineering, 1989.

- [22] P. OMALY, C. MAGNIN VELLA et S. GALERA, « DEBRISK, CNES Tool for Re-Entry Survivability Prediction : Validation and Sensitivity Analysis », *6th IAASS Conference*, 2013.
- [23] P. OMALY et J. ANNALORO, « DEBRISK V3 : CNES Tool Evolutions for Re-Entry Risk Analysis », *10th IAASS Conference*, 2019.
- [24] H. KLINKRAD, B. FRITSCHÉ et A. KASHKOVSKY, « Prediction of Spacecraft Destruction During Uncontrolled Re-Entries », *European Conference on Spacecraft Structures, Materials and Mechanical Testing*, 2001.
- [25] G. KOPPENWALLNER et al., « Analysis of ATV Destructive Re-Entry Including Explosion Events », *4th European Conference on Space Debris*, 2005.
- [26] G. KOPPENWALLNER, B. FRITSCHÉ et T. LIPS, « Multidisciplinary Analysis Tools for Orbit and Re-entry », *3rd International Workshop on Astrodynamics Tools and Techniques*, 2006.
- [27] B. FRITSCHÉ, T. LIPS et G. KOPPENWALLNER, « Analytical and numerical re-entry analysis of simple-shaped objects », *Acta Astronautica* (60 2007), p. 737 -751.
- [28] L. LEES, « Laminar Heat Transfer over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds », *Journal of Jet Propulsion* (1956).
- [29] J. ANNALORO et al., « Space Debris Atmospheric Entry Prediction With Spacecraft-Oriented Tools », *7th European Conference on Space Debris*, 2017.
- [30] Y. PRÉVEREAUD et al., « Numerical and experimental study of the thermal degradation process during the atmospheric re-entry of a TiAl 6 V 4 tank », *Acta Astronautica* (122 2016), p. 258 -286.
- [31] V. BIASI, « Modélisation thermique de la dégradation d'un matériau composite soumis au feu », thèse de doct., École doctorale Aéronautique-Astronautique (Toulouse), 2014.
- [32] S. SRINIVASAN, J. C. TANNEHILL et K. J. WEILMUNSTER, *Simplified Curve Fits for the Thermodynamic Properties of Equilibrium Air*, rapp. tech. NASA-RP-1181, NASA Langley Research Center, 1987.
- [33] R. DETRA, N. KEMP et F. RIDDELL, « Addendum to 'Heat Transfer to Satellite Vehicles Reentering the Atmosphere' », *Journal of Jet Propulsion* 27 (12 1957), p. 1256 -1257.
- [34] N. KEMP et F. RIDDELL, « Heat Transfer to Satellite Vehicles Reentering the Atmosphere », *Journal of Jet Propulsion* 27.2 (1957), p. 132 -137, DOI : 10.2514/8.12603.
- [35] P. SAGNIER et J.-L. VÉRANT, « Flow Characterization in the ONERA F4 high enthalpy wind tunnel », *AIAA Journal* 36.4 (avr. 1998), p. 522-531.
- [36] J. FAY et F. RIDDELL, « Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air », *Journal of the Aeronautical Sciences* 25.2 (1958), p. 73 -86.
- [37] K. SUTTON et R. GRAVES, *A General Stagnation Point Convective Heating Equation for Arbitrary Gas Mixture*, rapp. tech. TR-R-376, NASA, 1971.
- [38] M. TAUBER et K. SUTTON, « Stagnation-Point Radiative Heating Relations for Earth and Mars Entries », *Journal of Spacecraft and Rockets* 28.1 (1991), p. 40 -42.
- [39] J. J. MARTIN, *Atmospheric Reentry, an Introduction to its Science and Engineering*, Prentice-Hall, 1966.
- [40] J. ANNALORO et al., « Rebuilding With Pampero Of Destructive Hypersonic Tests On Honeycomb Sandwich Panels In The T-117 Wind Tunnel », *10th IAASS Conference*, 2019.
- [41] O. L. ZAPPA et W. G. REINECKE, « An Experimental Investigation of Base Heating on Typical Mars Entry Body Shapes », *AIAA 7th Thermophysics Conference*, 1972.
- [42] M. WRIGHT, M. LOOMIS et P. PAPADOPOULOS, « Aerothermal Analysis of the Project Fire II Afterbody Flow », *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 17.2 (2003), p. 240-249.

- [43] L. M. WALPOT et al., « Base flow investigation of the Apollo AS-202 Command Module », *Progress in Aerospace Science* (2012).
- [44] A. B. GORSHKOV, « Laminar Near Wake of a Sharp Wedge in Hypersonic Perfect-Gas Flow », *Fluid Dynamics* 45.1 (2010), p. 126-133.
- [45] L. LEES, « Hypersonic Wakes and Trails », *AIAA Journal* 2.3 (mar. 1964), p. 417-728.
- [46] M. S. HOLDEN et K. M. CHADWICK, *Experimental Studies of Relaminarization in Highly Expanding Hypersonic Flows*, rapp. tech., Calspan-UB Research Center, 1994.
- [47] S. O'BYRNE, « Hypersonic Laminar Boundary Layers and Near-Wake Flows », thèse de doct., The Australian National University, 2001.
- [48] J. C. S. MENG, *A New Technique For Calculating Reentry Base Heating*, rapp. tech., NASA, 1973.
- [49] J. RABINOWICZ, « Measurement of Turbulent Heat Transfer Rates on the Aft Portion and Blunt Base of a Hemisphere Cylinder in the Shock Tube », *Journal of Jet Propulsion* 28.9 (1958), p. 615-620.
- [50] J. ROM et al., « Heat Transfer in Separated Regions in Supersonic and Hypersonic Flows », *The Eight Congress of the International Council of the Aeronautical Science*, 1972.
- [51] B. R. HOLLIS et J. N. PERKINS, « Transition Effects on Heating in the Wake of a Blunt Body », *32nd AIAA Thermophysics Conference*, 1997.
- [52] T. HORVATH et K. HANNEMANN, *Blunt Body Near Wake Flow Field at Mach 10*, rapp. tech., NASA, 1997.
- [53] R. L. KRUSE, *Transition and Flow Reattachment Behind an Apollo-like Body at Mach Numbers to 9*, rapp. tech., NASA, 1968.
- [54] P. F. HOLLOWAY, J. R. STERETT et H. S. CREEKMORE, *An Investigation of Heat Transfer Within Regions of Separated Flow at a Mach Number of 6.0*, rapp. tech., NASA, 1965.
- [55] M. J. WRIGHT, F. S. MILOS et P. TRAN, « Afterbody Aeroheating Flight Data for Planetary Probe Thermal Protection System Design », *Journal of Spacecraft and Rockets* 43.5 (sept. 2006), p. 929-943.
- [56] J. DILLON et H. CARTER, *Analysis of Base Pressure and Base Heating on a 5° Half Angle Cone in Free Flight near Mach 20*, rapp. tech. TM X-2468, NASA, 1972.
- [57] B. M. BULMER, « Study of Base Pressure in Laminar Hypersonic Flow : Re-entry Flight Measurements », *AIAA Journal* 13.10 (1975), p. 1340-1348.
- [58] J. M. WU, M. W. SU et T. H. MOULDEN, « On the Near Flow Field Generated by the Supersonic Flow Over Rearward Facing Steps », *AIAA Journal* (1971).
- [59] J. ROM et A. SEGNER, « Laminar Heat Transfer to a Two-Dimensional Backward Facing Step from the High-Enthalpy Supersonic Flow in the Shock Tube », *AIAA Journal* 2.2 (1964), p. 251-255.
- [60] B. EDNEY, *Anomalous heat transfer and pressure distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock*, rapp. tech., 1968.
- [61] F. GRASSO, C. PURPURA et J. CHANETZ Bruno et Délerly, « Type 3 and 4 shock/shock interferences : theoretical and experimental aspects », *Aerospace Science and Technology* (2003).
- [62] B. CHANETZ et M. COET, *Etude des Interférences de chocs en écoulements hypersoniques*, rapp. tech., 1993.
- [63] M. KIRBY et L. SIROVICH, « Application of the Karhunen-Loève Procedure for the Characterization of Human Faces », *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 12.1 (jan. 1990), p. 103-108.

-
- [64] L. SIROVICH, « Turbulence and the dynamics of coherent structures Part 1 : Coherent Structures », *Quarterly of Applied Mathematics* (1987).
- [65] R. DUPUIS, J.-C. JOUHAUD et P. SAGAUT, « Aerodynamic Data Predictions for Transonic Flows via a Machine-Learning-based Surrogate Model », *2018 AIAA/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*, 2018.
- [66] C. XIN et al., « A reduced order aerothermodynamic modeling framework for hypersonic vehicles based on surrogate and POD », *Chinese Journal of Aeronautics* (2015).
- [67] M. University of MICHIGAN et al., *Surrogate Modeling Toolbox*, 2017, URL : <https://smt.readthedocs.io/en/latest/index.html>.
- [68] A. I. J. FORRESTER, A. SÓBESTER et A. J. KEAN, *Engineering Design via Surrogate Modelling : A Practical Guide*, sous la dir. de WILEY-BLACKWELL, 2008.
- [69] R. P. LIEM et J. R. R. A. MARTINS, « Surrogate Models and Mixtures of Experts in Aerodynamic Performance Prediction for Mission Analysis », *15th AIAA/ISSMO Multidisciplinary Analysis and Optimization Conference*, 2014.
- [70] N. BARTOLI et al., « Improvement of efficient global optimization with application to aircraft wing design », *17th AIAA/ISSMO Multidisciplinary Analysis and Optimization Conference*, 2016.
- [71] G. BERTHELIN, « Propagation of modelling uncertainty in Multidisciplinary analysis via model order reduction : application to conceptual aircraft design », mém. de mast., ISAE Supaero, 2018.
- [72] M. A. GREPL et al., « Efficient reduced-basis treatment of nonaffine and nonlinear partial differential equations », *ESAIM : Mathematical Modelling and Numerical Analysis* (2007).
- [73] R. G. BATT et T. KUBOTA, « Experimental Investigation of Laminar Near Wakes Behind 20° Wedges at $M = 6$ », *AIAA 6th Aerospace Sciences Meeting*, 1968.
- [74] M. BARNHARDT, G. V. CANDLER et M. MACLEAN, « CFD Analysis of CUBRC Base Flow Experiments », *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2010.
- [75] J. M. BROCK, P. K. SUBBAREDDY et G. V. CANDLER, « Numerical Simulation of Hypersonic Capsule Base Flow », *42nd AIAA Thermophysics Conference*, 2011.
- [76] B. LE NEINDRE, « Conductivité thermique des liquides et des gaz », *Techniques de l'ingénieur* (1998).

Modélisation aérothermodynamique des écoulements hypersoniques d'arrière-corps de débris orbitaux

Depuis 1957, plus de 27 000 tonnes de débris orbitaux ont effectué une rentrée atmosphérique terrestre. On estime que 10 à 40 % de cette masse a pu parvenir jusqu'à la surface terrestre, soit plus de 2700 tonnes de débris, qui représentent un risque réel pour les biens et les personnes. L'estimation du risque à l'impact est devenue un enjeu majeur pour tous les acteurs du spatial et en particulier pour le CNES, en charge de la Loi d'Opération Spatiale (LOS). A ce jour, les méthodes de modélisation aérothermodynamique des objets rentrant dans l'atmosphère se focalisent sur les régions exposées « au vent », et sous-estiment le flux de chaleur et la pression aux parois « à l'ombre ». Cependant, des simulations numériques ont montré que pour certaines géométries de débris, le flux de chaleur et la pression sur les parois à l'ombre peuvent être du même ordre que sur les parois au vent. L'objectif de cette thèse est donc de construire des modèles plus précis de flux de chaleur et de pression aux parois à l'ombre des débris orbitaux, en régime hypersonique continu.

Tout d'abord, l'étude des résultats de la littérature sur les écoulements hypersoniques d'arrière-corps, ainsi que de résultats CFD fournis par le CNES, a permis d'identifier les phénomènes aérothermodynamiques à l'origine de niveaux élevés de pression ou de flux de chaleur sur les parois à l'ombre des débris. Trois topologies d'écoulements ont été identifiées (écoulements attachés, écoulements décollés avec recollement fluide ou solide, interactions choc-choc). Pour chaque topologie, l'influence de la géométrie et des paramètres de l'écoulement incident sur les grandeurs pariétales a été quantifiée.

Ensuite, des modèles de distribution de pression et de flux de chaleur sur l'extrados (écoulement attaché) et le culot (écoulement décollé) de cylindres pleins en incidence ont été développés par une méthode d'interpolation par POD (Proper Orthogonal Decomposition). Ces modèles ont été obtenus à partir de résultats de calculs Navier-Stokes 3D pour des écoulements réactifs laminares, réalisés avec le code CEDRE de l'ONERA.

Mots clés : *aérothermodynamique, hypersonique, débris orbitaux, arrière-corps, modélisation*

Aerothermodynamic modelling of the hypersonic flows around around space debris afterbodies

Since 1957, more than 27,000 tons of space debris have reentered Earth atmosphere. It is estimated that 10 to 40 % of this mass reached the ground, which represents more than 2,700 tons of debris and poses a real threat to goods and persons. Estimating the on-ground risk has become a major challenge for all entities operating in space, and particularly for CNES, which is in charge of the French Space Operation Law. The current aerothermodynamic modelling of reentering objects focuses on the windward area and neglects the wall pressure and heat flux in the "shadow area", i.e. the area of the object which is not directly impinged upon by the incoming flow. However, numerical simulations have shown that for specific debris geometries, the wall pressure and heat flux in the shadow area could be of the same order of magnitude as in the windward area. Therefore, this work aims at building more accurate models for heat flux and wall pressure in the shadow area of space debris, in hypersonic continuous flows.

Firstly, the phenomena causing high levels of heat flux or wall pressure in the shadow area of space debris have been identified, by a study of the scientific literature on hypersonic afterbody flows and of CFD computations provided by CNES. Three flow topologies have been identified (attached flows, detached flows with fluid or solid reattachment, and shock-shock interactions). For each topology, the influence of the geometry and of the freestream parameters has been quantified.

Secondly, models have been built using POD-interpolation (Proper Orthogonal Decomposition), for pressure and heat flux distributions on the leeward side (attached flow) and on the aft (detached flow) of cylinders with different angles of attack. These models have been developed from 3D Navier-Stokes computations of laminar reactive flows, carried out with the software CEDRE from ONERA.

Keywords : *aerothermodynamics, hypersonic, space debris, afterbodies, modelling*