

# APPROCHE MULTIPHYSIQUE POUR LA MODÉLISATION DES TRAÎNÉES DE CONDENSATION EN CHAMP MOYEN

par

Victor BRÉGEOT

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE  
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION DE  
LA MAÎTRISE EN GÉNIE AÉROSPATIAL  
M. Sc. A.

MONTREAL, LE 24 NOVEMBRE 2025

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE  
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Victor Brégeot, 2025



Cette licence [Creative Commons](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/) signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette œuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'œuvre n'ait pas été modifié.

**PRÉSENTATION DU JURY**  
**CE RAPPORT DE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ**  
**PAR UN JURY COMPOSÉ DE :**

M. François Garnier, directeur de mémoire  
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Robert Hausler, président du jury  
Département de génie de la construction à l'École de technologie supérieure

M. Flavio Noca, membre du jury  
Département de génie aérospatial à l'École de technologie supérieure

**IL A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC**

**LE 19 NOVEMBRE 2025**

**À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE**



## REMERCIEMENTS

À l'issue de ce travail de recherche, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à toutes les personnes qui m'ont accompagné et soutenu tout au long de la rédaction ce mémoire.

Je remercie tout particulièrement François Garnier, mon directeur de recherche, pour sa disponibilité, ses conseils précieux, son exigence scientifique et sa bienveillance. Avec l'aide de Mohamed Chouak, leur encadrement attentif et leurs retours constructifs ont largement contribué à la qualité de ce travail. J'ai beaucoup appris grâce à leurs expertises et à leur rigueur intellectuelle.

Je souhaite également remercier les membres du laboratoire AeroPropulsion ÉTS, Lucas, Jason, Alban, Clélia, Perla, Sébastien, Alexis, Parisa, Babak, Adrien et Lina, avec qui j'ai eu la chance d'évoluer durant cette recherche. Le cadre de travail stimulant, les discussions enrichissantes et l'ambiance conviviale ont été d'un grand soutien tout au long de mon parcours. Un grand merci également à eux pour leurs conseils techniques et leur disponibilité tout au long de ma recherche.

Je suis également reconnaissant envers Safran pour leur appui, les données mises à disposition, ou les ressources techniques essentielles au bon déroulement de ce projet.

Je n'oublie pas mes camarades, mes colocataires et amis, qui ont su, par leur écoute, leur soutien moral et parfois même leur aide concrète, alléger les moments de doute ou de fatigue.

Enfin, je remercie du fond du cœur ma famille, et notamment mes parents pour leur soutien constant, leur patience et leurs encouragements indéfectibles tout au long de mon projet d'études à l'étranger, qui m'ont permis de mener à bien ce mémoire dans les meilleures conditions.



# **Approche multiphysique pour la modélisation des traînées de condensation en champ moyen**

Victor BRÉGEOT

## **RÉSUMÉ**

Les traînées de condensation, qui se forment à l'arrière des moteurs d'un avion en vol, représentent une composante importante du forçage radiatif associé à l'aviation civile. Ce phénomène est d'autant plus significatif lorsque ces traînées évoluent en cirrus induits, dont la durée de vie prolongée accentue leur impact climatique. Toutefois, de fortes incertitudes subsistent à ce sujet, en raison de la variabilité des conditions atmosphériques et des échelles spatio-temporelles complexes à considérer. Par ailleurs, la difficulté d'obtenir des mesures expérimentales représentatives rend la simulation numérique particulièrement adaptée pour l'étude de ces phénomènes. Dans ce contexte, ce mémoire se propose d'analyser l'interaction entre le jet propulsif et le tourbillon marginal généré par le bout de l'aile de l'appareil, afin de mieux comprendre leur rôle dans la formation et l'évolution des traînées de condensation.

Pour modéliser ce phénomène, la dynamique des fluides est utilisée en considérant des conditions de vol à vitesse et altitude de croisière. Les équations de Navier-Stokes moyennées par la décomposition de Reynolds sont résolues sur une distance d'un kilomètre en aval du moteur, en régime stationnaire dans un premier temps, puis en régime instationnaire. Le panache propulsif est représenté sous la forme d'une phase lagrangienne de particules de suie, évoluant dans un mélange compressible et turbulent d'air et de vapeur d'eau, permettant ainsi de suivre leur évolution temporelle et spatiale. Celle-ci est décrite à l'aide du modèle de Kärcher pour la phase liquide et du modèle de Fukuta et Walter pour la phase solide.

Des études paramétriques ont été menées afin d'évaluer l'influence de différents paramètres de l'écoulement sur la formation et l'évolution de la traînée de condensation. La présence de l'aile, à l'origine du tourbillon marginal, entraîne une dilution importante du panache, pouvant aller jusqu'à doubler la surface de traînée par rapport au cas d'un moteur seul. Par ailleurs, une température ambiante plus élevée ( $>225$  K) limite la formation des traînées de condensation, tandis que des températures plus faibles ( $<215$  K) la favorise. Le rayon initial des particules de suie en sortie de moteur n'a pas d'influence significative dans les conditions considérées. Enfin, l'indice d'émission influence directement la taille des cristaux de glace dans le panache, et, par conséquent, la visibilité de la traînée de condensation.

**Mots-clés :** Traînée de condensation, CFD, URANS, champ moyen, tourbillon, maillage adaptatif, particule, modèle microphysique





## **Multiphysical study for contrail model in medium range**

Victor BRÉGEOT

### **ABSTRACT**

Contrails, which appear behind aircraft engines in flight, represent a significant contribution to the radiative forcing associated with civil aviation. This phenomenon becomes particularly critical when contrails evolve into induced cirrus clouds, whose extended lifetime amplifies their climatic impact. However, large uncertainties remain due to the variability of atmospheric conditions and the complex spatial and temporal scales involved. Moreover, the difficulty of obtaining representative experimental measurements makes numerical simulations a particularly suitable approach for studying these phenomena. In this context, this work aims to analyze the interaction between the engine exhaust jet and the wingtip vortex generated by the aircraft's wing, to better understand their role in the formation and evolution of contrails.

To model this phenomenon, computational fluid dynamics is employed under cruise flight conditions. The Reynolds-Averaged Navier–Stokes equations are solved over a one-kilometre domain downstream of the engine, first in steady state and then in unsteady mode. The exhaust plume is represented as a Lagrangian phase of soot particles evolving in a compressible and turbulent mixture of air and water vapour, allowing both spatial and temporal evolution to be tracked. This evolution is modelled using Kärcher's formulation for the liquid phase and the Fukuta and Walter model for the solid phase.

Parametric studies were conducted to assess the influence of various flow parameters on contrail formation and development. The presence of the wing, which generates the wingtip vortex, induces significant plume dilution, increasing the contrail cross-section by up to a factor of two compared to the single-engine configuration. In addition, higher ambient temperatures ( $>225$  K) limit contrail formation, while lower temperatures ( $<215$  K) favour it. The initial radius of soot particles at the engine exit shows no significant influence for the considered conditions. Finally, the emission index directly affects the size of the ice crystals within the plume and, consequently, the overall visibility of the contrail.

**Keywords:** Contrail, CFD, URANS, medium range, vortices, adaptative mesh, particles, microphysical model



## TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE .....	3
1.1 Impacts environnementaux liés à l’aviation .....	3
1.2 Généralités sur les traînées de condensation.....	6
1.3 Régimes d’évolution du panache .....	8
1.3.1 Régime jet .....	9
1.3.2 Régime tourbillonnaire .....	10
1.3.3 Phénomène de dilution du panache.....	11
1.4 Caractéristiques chimiques du panache .....	15
1.5 Processus microphysiques dans le panache .....	17
1.5.1 Nucléation .....	18
1.5.2 Activation des suies .....	19
1.5.3 Condensation et formation des cristaux de glace.....	20
1.5.4 Taille et forme des particules.....	23
1.5.5 Nombre de particules .....	24
1.6 Modélisation numérique .....	26
1.6.1 Dynamique du panache.....	26
1.6.2 Microphysique dans le panache .....	28
1.7 Objectifs de l’étude .....	28
CHAPITRE 2 MODÉLISATION ET FORMULATION MATHÉMATIQUE .....	31
2.1 Équations de l’écoulement.....	31
2.1.1 Hypothèses et méthodes de calcul .....	32
2.1.2 Dynamique des fluides dans le modèle RANS .....	33
2.1.3 Modèle de turbulence.....	37
2.1.4 Dynamique tourbillonnaire .....	41
2.2 Discrétisation spatiale .....	43
2.2.1 Méthode de maillage.....	44
2.2.2 Couche limite .....	45
2.3 Discrétisation temporelle .....	46
2.4 Modélisation de la microphysique.....	47
2.4.1 Hypothèses de la microphysique .....	47
2.4.2 Définition du modèle .....	48
2.4.2.1 Introduction au modèle global .....	49
2.4.2.2 Modèle de croissance liquide (Kärcher et al., 2015) .....	51
2.4.2.3 Modèle de croissance solide (N. Fukuta & Walter, 1970).....	54
2.4.2.4 Couplage avec la dynamique .....	56
2.5 Visualisation des traînées de condensation.....	56

CHAPITRE 3 CONFIGURATION DE LA SIMULATION ET DU MODÈLE	
DYNAMIQUE.....	59
3.1 Modèle étudié et définition du domaine .....	59
3.2 Paramètres et conditions aux limites.....	61
3.2.1 Caractéristiques de l’atmosphère ambiante .....	61
3.2.2 Caractéristiques du moteur .....	63
3.3 Construction du maillage .....	64
3.3.1 Initialisation .....	64
3.3.2 Raffinement.....	67
3.3.3 Convergence du maillage.....	74
3.4 Mise en place de la microphysique.....	77
3.5 Validation du modèle.....	78
3.5.1 Convergence des grandeurs étudiées .....	79
3.5.2 Étude des coefficients de traînée et de portance .....	79
3.5.3 Critère de dilution .....	81
3.5.4 Critère sur la circulation.....	82
3.6 Conclusion .....	84
CHAPITRE 4 INFLUENCE DU SILLAGE ET DE LA TEMPÉRATURE AMBIANTE .....	
SUR L’ÉCOULEMENT .....	87
4.1 Influence de l’aile sur le jet en sortie du moteur.....	87
4.1.1 Comparaison générale.....	87
4.1.2 Évolution de la dynamique de l’écoulement.....	92
4.1.3 Impact sur les résultats microphysiques .....	97
4.2 Influence de la température ambiante sur les résultats microphysiques .....	106
4.3 Synthèse des résultats .....	115
CHAPITRE 5 INFLUENCE DE PARAMÈTRES DU JET PROPULSIF INITIAL .....	117
5.1 Rayon initial des particules de suies .....	117
5.2 Indice d’émission des particules .....	122
5.3 Synthèse des résultats .....	129
CONCLUSION.....	133
RECOMMANDATIONS .....	135
BIBLIOGRAPHIE.....	137

## LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 1-1	Bilan des émissions de polluants primaires par l'aviation Tiré de (Lee et al., 2010).....17
Tableau 2-1.	Coefficients du modèle de turbulence $k - \omega$ SST.....41
Tableau 3-1	Conditions ambiantes de la simulation.....62
Tableau 3-2	Conditions en entrée et en sortie du moteur.....63
Tableau 3-3	Comparaison de complexité entre les maillages tétraédrique et découpé..65
Tableau 3-4	Étude sur le choix du critère de raffinement du maillage lié à la température.....69
Tableau 3-5	Étude sur le choix du critère de raffinement du maillage lié à $\Lambda^2$ ...69
Tableau 3-6	Cas d'étude du maillage.....75
Tableau 3-7	Synthèse des valeurs de l'étude de sensibilité du maillage.....76
Tableau 3-8	Valeurs convergées de différents paramètres aérodynamiques en trois points du domaine d'étude.....79
Tableau 3-9	Présentation des résultats sur l'étude des coefficients de portance et de traînée.....80



## LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 1.1. Répartition du forçage radiatif entre 1750 et 2019 Tiré de Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) (2023, p. 54).....	4
Figure 1.2. Effets du forçage radiatif lié à l'aviation Tiré de Lee et al. (2021, p. 38).....	5
Figure 1.3. Représentation des couches de l'atmosphère (Météo France).....	7
Figure 1.4. Régimes dynamiques dans le sillage d'un aéronef Tirée de Guignery (2010, p.27).....	9
Figure 1.5. Illustration de la formation du tourbillon induit par le bout de l'aile .....	11
Figure 1.6. Ratio de dilution dans l'axe du jet en fonction de l'âge du panache Tirée de Schumann et al. (1998, p. 3102).....	14
Figure 1.7. Illustration du phénomène d'activation des suies Tirée de Khou (2016, p. 44).....	20
Figure 1.8. Lignes de mélange (tirets) et courbe de saturation par rapport à l'eau liquide (ligne) dans un diagramme représentant la pression partielle de vapeur d'eau $e$ en fonction de la température $T$ Tirée de Schumann (2005, p.550).....	21
Figure 1.9. Évolution temporelle et spatiale des particules en sortie du réacteur Tirée de Kärcher (2018, p.3).....	23
Figure 1.10. Variation du nombre de cristaux de glace dans le panache en fonction de nombre de particules de suies en sortie du réacteur Tirée de Yu et al. (2024, p.17657).....	25
Figure 3.1. Illustration du modèle utilisé, vue de face (gauche) et de dessus (droite)	60
Figure 3.2. Schéma du domaine autour de l'appareil, à titre indicatif.....	61
Figure 3.3. Vues du maillage initial en coupe latérale .....	64
Figure 3.4. Vues du maillage initial en coupe horizontale.....	65
Figure 3.5. Étude de la couche limite sur la paroi extérieure du moteur.....	67

Figure 3.6.	Évolution du nombre de mailles au cours des 10000 premières itérations de calcul .....	70
Figure 3.7.	Coupe latérale du maillage, centrée sur le moteur .....	71
Figure 3.8.	Coupe latérale du maillage, détails autour du moteur.....	72
Figure 3.9.	Coupe supérieure du maillage, centrée sur l'aile et le moteur .....	72
Figure 3.10.	Coupe latérale du maillage entier .....	73
Figure 3.11.	Coupe supérieure du maillage entier.....	73
Figure 3.12.	Comparaison du ratio de dilution en fonction du temps avec des valeurs expérimentales tirées de Schumann et al. (1998, p. 3102).....	82
Figure 3.13.	Suivi de la circulation du tourbillon le long de l'écoulement.....	83
Figure 3.14.	Profils de vitesse tangentielle pour différentes distances derrière le moteur .....	84
Figure 4.1.	Visualisation des trajectoires guidées par la vitesse .....	88
Figure 4.2.	Évolution de la vorticité axiale en aval de l'appareil, centrée sur le jet, sur des plans transverses distants de 20m .....	89
Figure 4.3.	Évolution de la vorticité axiale sur une envergure derrière l'aile .....	90
Figure 4.4.	Température moyenne dans le jet pour les deux configurations étudiées, avec et sans aile.....	91
Figure 4.5.	Évolution de la position du centre du jet horizontalement .....	93
Figure 4.6.	Évolution de la position du centre du jet verticalement.....	94
Figure 4.7.	Rapport d'aplatissement du jet .....	95
Figure 4.8.	Évolution du diamètre simulé (bleu) et équivalent (rouge) du jet .....	96
Figure 4.9.	Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations, avec et sans aile, 2 envergures derrière le moteur .....	98
Figure 4.10.	Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations, avec et sans aile, 5 envergures derrière le moteur .....	99
Figure 4.11.	Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations, avec et sans aile, 10 envergures derrière le moteur .....	100



Figure 4.12.	Comparaison de la saturation solide dans les deux configurations, avec et sans aile, 10 envergures derrière le moteur .....	101
Figure 4.13.	Évolution de la pression partielle en fonction de la température dans les deux configurations étudiées, avec et sans aile .....	102
Figure 4.14.	Vue en coupe transverse des rayons dans les deux configurations, avec et sans aile, à une distance de 10 envergures en aval du moteur ....	103
Figure 4.15.	Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les deux configurations, avec et sans aile.....	104
Figure 4.16.	Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les deux configurations étudiées, avec et sans aile.....	105
Figure 4.17.	Épaisseur optique transverse pour $X / d = 10$ [-] dans les deux configurations, avec et sans aile.....	106
Figure 4.18.	Comparaison de la saturation liquide dans les trois configurations de température ambiante, 2 envergures derrière le moteur.....	108
Figure 4.19.	Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations choisies de température ambiante, 10 envergures derrière le moteur .....	109
Figure 4.20.	Comparaison de la saturation solide dans les deux configurations choisies de température ambiante, 10 envergures derrière le moteur .....	110
Figure 4.21.	Évolution temporelle de la saturation solide (en ligne) et la saturation liquide (en tiret) dans les deux configurations choisies de température ambiante .....	111
Figure 4.22.	Vue en coupe transverse des rayons dans les deux configurations choisies de température ambiante, à une distance de 10 envergures en aval du moteur.....	112
Figure 4.23.	Évolution du rayon moyen en fonction de la distance en aval du moteur pour les deux configurations choisies de température ambiante	113
Figure 4.24.	Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les deux configurations de température à 215 et 218.81 [K]	114
Figure 4.25.	Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les deux configurations de température ambiante étudiées, à 215 et 218,81 [K] .....	115
Figure 5.1.	Comparaison de la saturation liquide dans les trois configurations de rayon initial, 2 envergures derrière le moteur .....	118

Figure 5.2.	Comparaison de la saturation liquide dans les trois configurations de rayon initial, 10 envergures derrière le moteur .....	118
Figure 5.3.	Comparaison de la saturation solide dans les trois configurations de rayon initial, 10 envergures derrière le moteur .....	119
Figure 5.4.	Vue en coupe des rayons des particules à 10 envergures du moteur pour les trois configurations de rayon initial considérées.....	120
Figure 5.5.	Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les trois configurations de rayon initial .....	121
Figure 5.6.	Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les trois configurations de rayon initial à 12, 15 et 20 [nm].....	122
Figure 5.7.	Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations d'indice d'émission, 10 envergures derrière le moteur.....	123
Figure 5.8.	Comparaison de la saturation solide dans les deux configurations d'indice d'émission, 10 envergures derrière le moteur.....	124
Figure 5.9.	Évolution temporelle de la saturation solide (en ligne) et la saturation liquide (en tiret) dans les deux configurations d'indices d'émission.....	125
Figure 5.10.	Vue en coupe transverse des rayons dans les deux configurations d'indice d'émission, 10 envergures derrière le moteur.....	126
Figure 5.11.	Évolution du rayon moyen en fonction de la distance en aval du moteur pour les deux configurations d'indices d'émission .....	127
Figure 5.12.	Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les deux configurations d'indices d'émission .....	128
Figure 5.13.	Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les deux configurations d'indice d'émission .....	129

## LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

AMR	<i>Adaptive Mesh Refinement</i> (Raffinage adaptatif du maillage)
CFD	<i>Computational Fluid Dynamic</i> (Mécanique des fluides numérique)
CRM	<i>Common Research Model</i>
DES	<i>Detached Eddy Simulation</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
ERF	<i>Effective Radiative Forcing</i> (Forçage radiatif efficace)
GCI	<i>Grid Convergence Index</i> (Indice de convergence de grille)
GIEC	Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier Stokes</i>
RH	<i>Relative Humidity</i> (Humidité relative)
SAF	<i>Sustainable Aviation Fuels</i> (Carburants renouvelables pour l'aviation)
URANS	<i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier Stokes</i>



## LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

### Symbole de notation

$\dot{a}$	Dérivée temporelle d'a
$\bar{a}$	Valeur moyenne d'a
$\tilde{a}$	Composante pondérée par la densité d'a
$ a $	Valeur absolue d'a
$\Delta a$	Variation ou écart de valeur d'a

### Indice

$a$	Air ambiant
$g$	Phase gazeuse
$p$	Particule de suie
$v$	Vapeur d'eau

### Symboles grecs

$\alpha, \beta$	Coefficients d'accommodation	[-]
$\alpha_1, \beta_1, \sigma_{k1}, \sigma_{\omega 1}$	Coefficients tirés du modèle de turbulence $k - \omega$	[-]
$\alpha_2, \beta_2, \sigma_{k2}, \sigma_{\omega 2}$	Coefficients tirés du modèle de turbulence $k - \varepsilon$	[-]
$\beta^*$	Coefficient du modèle de turbulence $k - \omega SST$	[-]
$\gamma_i$	Fraction massique associée à l'indice	[-]
$\Gamma$	Circulation du fluide	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker	[-]
$\varepsilon$	Taux de dissipation	[J.kg <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\varepsilon_{ijk}$	Symbole de Levi-Civita	[-]
$\varepsilon_{mv}$	Ratio des masses volumiques vapeur d'eau / air	[-]
$\eta$	Efficacité de propulsion du moteur	[-]
$\kappa$	Constante de Von Kármán	[-]
$\mu_g$	Viscosité dynamique du gaz	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\mu_g^t$	Viscosité dynamique turbulente du gaz	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\rho_i$	Masse volumique associée à l'indice	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\sigma_g$	Nombre de Schmidt	[-]
$\sigma_g^t$	Nombre de Schmidt turbulent	[-]
$\sigma_p$	Tension surfacique	[J.m <sup>-2</sup> ]
$\tau_g, \tau_g^t$	Tenseur de contraintes visqueuses et turbulentes	[kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$\tau_p$	Cisaillement appliqué sur la paroi	[N]
$\phi_i$	Scalaire considéré pour l'étude du maillage indicé	
$\omega_g$	Vorticité	[s <sup>-1</sup> ]
$\omega_{glace}$	Terme de couplage de la microphysique	[kg.s <sup>-1</sup> ]

## Symboles latins

$a_1, a_2$	Coefficients d'approximation du taux de solidification	[-]
$a_{ell}, b_{ell}$	Demi-axes d'une ellipse	[m]
$a_{H2O}$	Coefficient d'accommodation	[-]
$A$	Coefficient correctif sur la saturation	[-]
$b$	Diamètre du moteur pour normalisation	[-]
$c_p$	Capacité thermique	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$c_g$	Chaleur massique	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$C_d, C_l$	Coefficients de traînée et de portance	[-]
$C_T, C_\rho$	Coefficients de la température et densité locale à une particule	[-]
$d$	Envergure de l'appareil pour normalisation	[m]
$D_v$	Coefficient de diffusion	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$e_g^{tot}$	Énergie totale	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$e_a^{ij}$	Erreur relative approximative entre les maillages indicés	[-]
$E$	Coefficient empirique pour la couche limite	[-]
$El$	Indice d'émission	[kg <sup>-1</sup> ]
$f_{3\alpha}, f_{3\beta}$	Facteurs de normalisation	[-]
$F_1, F_2$	Coefficients du modèle de turbulence $k - \omega SST$	[-]
$G$	Gradient des lignes de mélange	[Pa.K <sup>-1</sup> ]
$GCI^{ij}$	Indice de convergence de maillage entre les maillages indicés	[-]
$h_i$	Distance représentative des cellules du maillage indicé	[m]
$J_p$	Flux de molécule d'eau, pour la particule	[s <sup>-1</sup> ]
$k$	Énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$k_g$	Conductivité thermique	[W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$k_{sol}$	Paramètre de solubilité ou hygroscopicité	[-]
$L_c$	Chaleur latente liée à un changement d'état	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$m$	Masse	[kg]
$M_i$	Masse molaire associée à l'espèce indicée	[kg.mol <sup>-1</sup> ]
$\dot{m}_{car}$	Débit massique de la consommation de carburant	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$n_{H2O}^{sat}$	Concentration en eau à la saturation liquide	[m <sup>-3</sup> ]
$N$	Ratio de dilution	[-]
$N_a$	Nombre d'Avogadro	[-]
$N_m$	Nombre total d'éléments dans le maillage	[-]
$N_{num}$	Nombre de particules numériques	[-]
$p$	Pression	[Pa]
$p_m$	Ordre apparent de l'étude de maillage	[-]
$p_{v,i}$	Pression de saturation selon l'indice i (liquide, glace, surface)	[Pa]
$Pr_g$	Nombre de Prandtl	[-]
$Pr_{t,g}$	Nombre de Prandtl adapté à un écoulement turbulent	[-]
$P_k$	Terme de production du modèle de turbulence	[m <sup>2</sup> .s <sup>-3</sup> ]
$q_i$	Échanges de chaleur induits par les effets visqueux	[W.m <sup>-2</sup> ]

$q_i^t$	Échanges de chaleur induits par les effets turbulents	[W.m <sup>-2</sup> ]
$Q$	Pouvoir calorifique	[kJ.kg <sup>-1</sup> ]
$Q_{crit}$	Critère Q	[s <sup>-2</sup> ]
$Q_{eff}$	Pouvoir calorifique effectif	[kJ.kg <sup>-1</sup> ]
$r_{ij}$	Facteur de raffinement entre les maillages indicés	[-]
$r_p$	Rayon de la particule	[m]
$r_{suie}$	Rayon de la particule de suie	[m]
$R$	Constante des gaz parfaits	[J.mol <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$R_i$	Constante des gaz parfaits associée au gaz indicé	[J.mol <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$R_{apl}$	Rapport d'aplatissement	[-]
$S_{aile}$	Surface de l'aile, pour le calcul de portance	[m <sup>2</sup> ]
$S_{ij}$	Taux de déformation instantanée	[s <sup>-1</sup> ]
$S_{glace}$	Saturation solide de l'eau	[-]
$S_{liq}$	Saturation liquide de l'eau	[-]
$T$	Température	[K]
$T_s$	Température de seuil	[K]
$T_p^*$	Température de congélation	[K]
$\mathbf{u}(u, v, w)$	Vecteur vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U^+$	Vitesse adimensionnelle	[-]
$u_\tau$	Vitesse de friction tangentielle	[m.s <sup>-1</sup> ]
$v_{H2O}$	Vitesse moyenne thermique	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_i$	Volume de la particule indicée	[m <sup>3</sup> ]
$V_\theta$	Vitesse tangentielle	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{x}(x, y, z)$	Vecteur position	[m]
$Y^+$	Distance adimensionnelle au premier nœud de la paroi	[-]
$y_p$	Distance normale au premier nœud de la paroi	[m]
$\tilde{Y}_{mol}$	Fraction molaire	[-]





## INTRODUCTION

Le rapport de synthèse du sixième cycle d'évaluation publié par le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC, 2023) constitue une référence scientifique majeure sur l'état du climat et les responsabilités humaines dans son évolution. Ce document de synthèse confirme de manière catégorique que le réchauffement climatique observé au cours des dernières décennies est une conséquence directe des activités humaines. Dans ce rapport, l'impact énergétique net de ces activités est étudié, notamment en identifiant les différentes sources d'émission.

En se basant sur ce rapport, l'aviation a un impact non négligeable sur le réchauffement climatique. En effet, en considérant la totalité du cycle de vie des avions, de leur fabrication à leur retrait, en passant par leur utilisation et leur maintenance, plus de 5% du réchauffement climatique d'origine humaine est issu de l'aviation civile. Parmi cette contribution, environ 94 % proviennent de la combustion des carburants fossiles par les moteurs d'avion. Cependant, l'émission de polluants lors de la combustion n'est pas la seule source de pollution dans l'aviation : les traînées de condensation générées par les moteurs en haute altitude, qui peuvent évoluer en cirrus artificiels, jouent également un rôle majeur. Bien que leur contribution exacte fasse encore l'objet de nombreuses incertitudes, les estimations actuelles suggèrent qu'elles pourraient représenter plus de la moitié de l'impact total attribué à l'aviation. Une étude plus approfondie de ce phénomène permettra de mieux quantifier cette source de forçage radiatif.

Pour étudier les traînées de condensation, deux sources de données sont principalement utilisées : les données expérimentales et les données issues de simulations numériques. Les premières sont très coûteuses et complexes à obtenir, mais permettent de valider les secondes. Le développement de méthodes de simulations numériques de mécanique des fluides (*Computational Fluid Dynamics* ou CFD en anglais) couplé aux travaux réalisés depuis quelques décennies a permis de mettre en évidence les facteurs influençant non seulement la formation des traînées de condensation, mais également leur persistance, ou leur durée de vie, et leur épaisseur optique, c'est-à-dire l'évolution de la traînée en cirrus opaque. Ces facteurs

sont principalement la taille des cristaux de glace formés, ainsi que leur densité dans le panache issu du moteur de l'avion (Heymsfield et al., 2010).

Afin d'enrichir les connaissances dans le domaine, ainsi que les bases d'étude de l'ÉTS, ce mémoire aura pour objectif d'étudier l'interaction entre le jet en sortie du moteur et le tourbillon issu de l'aile de l'appareil en utilisant une simulation CFD à l'aide du logiciel commercial StarCCM+. La formation et l'évolution des cristaux de glace à l'origine de la traînée seront également observées afin de réaliser une étude physico-chimique aussi complète que possible.

Le premier chapitre de cette étude fait l'objet d'une revue de littérature permettant de mieux appréhender les différents sujets évoqués dans cette introduction, puis de proposer les objectifs de ce mémoire. Le second chapitre permet de présenter toutes les équations nécessaires à la mise en place des différents phénomènes constituant la simulation. Ensuite, le troisième chapitre fait une présentation la plus complète et détaillée possible de cette simulation et des paramètres qui la régissent. Finalement, les résultats des différentes études géométriques et atmosphériques, dans le quatrième chapitre, et microphysiques, dans le cinquième chapitre, seront présentés et discutés. L'interaction entre le jet et le tourbillon issus de l'appareil pourra ainsi être caractérisée au mieux.

## CHAPITRE 1

### REVUE DE LITTÉRATURE

#### 1.1 Impacts environnementaux liés à l'aviation

Pour quantifier le changement climatique, le GIEC introduit la notion de forçage radiatif effectif (*Effective Radiative Forcing* ou *ERF* en anglais), comme la différence entre l'énergie radiative reçue et l'énergie radiative émise par un système, le système Terre-atmosphère dans ce cas. Ce paramètre permet alors d'évaluer l'impact énergétique des activités humaines, notamment en identifiant les différentes sources d'émission.

La Figure 1.1 présente les principales sources de forçage radiatif d'origine humaine, depuis les périodes antérieures à l'ère industrielle. Sur cette figure, les principales sources d'ERF sont le dioxyde de carbone, l'ozone, ainsi que d'autres gaz à effet de serre, tous issus des diverses activités humaines, dont fait partie l'aviation. Il est également à noter que les traînées de condensation et les cirrus induits qui apparaissent ensuite, donc seulement propres à l'aviation, correspondent à plus de 2 % du forçage radiatif effectif lié aux activités humaines.

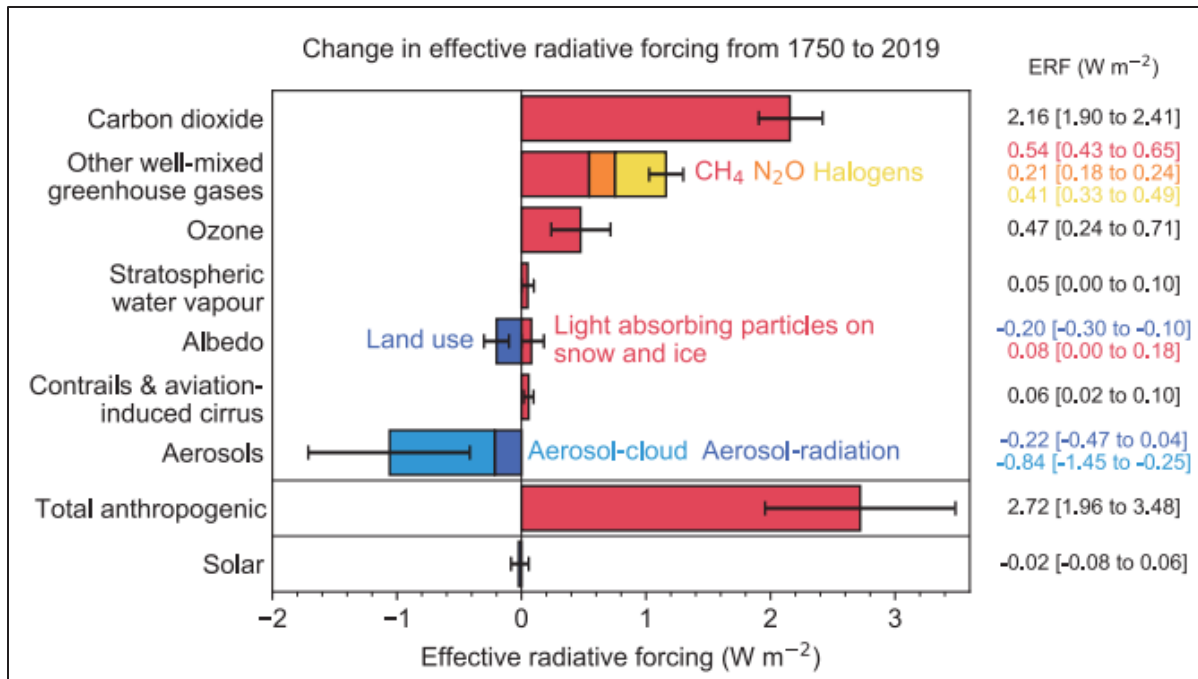


Figure 1.1. Répartition du forçage radiatif entre 1750 et 2019  
Tiré de Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC)  
(2023, p. 54)

L'aviation est un secteur industriel critique lorsque l'on considère le réchauffement climatique. En effet, entre 2000 et 2018, le cycle de vie complet de l'aviation commerciale correspond à environ 5,1 % du forçage radiatif anthropique. Les sources de ce forçage radiatif sont multiples, mais doivent cependant être réparties en deux catégories principales : le forçage issu du dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>) et le reste. En effet, même si le CO<sub>2</sub> est la source majoritaire d'ERF globalement, dans le cas de l'aviation, il ne contribue qu'à hauteur d'un tiers. La majorité de l'ERF de l'aviation est en effet issue de différents phénomènes physico-chimiques complexes. Toutes ces sources d'ERF sont présentées dans la Figure 1.2 (Lee et al., 2021).

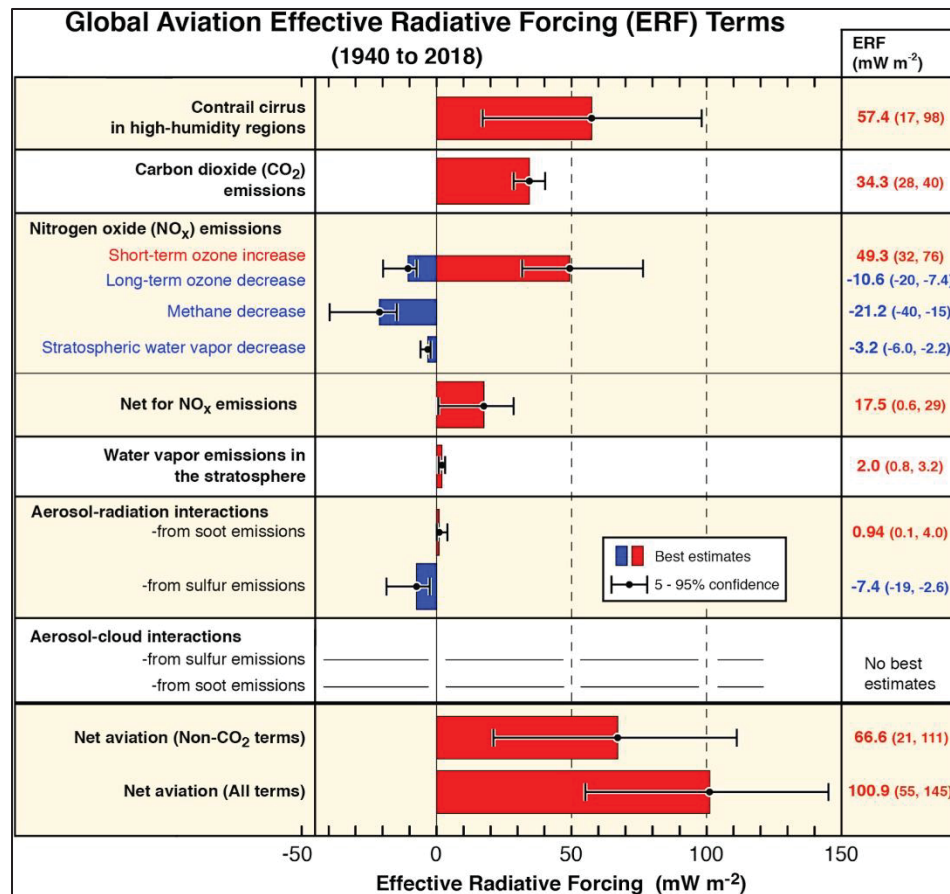


Figure 1.2. Effets du forçage radiatif lié à l'aviation  
Tiré de Lee et al. (2021, p. 38)

La Figure 1.2 présente les cirrus induits des traînées de condensation (*contrail cirrus* en anglais) comme la principale source d'ERF dans l'aviation. En effet, ils correspondent en moyenne à 57 % de l'ERF total lié à l'aviation, et 86 % sans considérer le dioxyde de carbone. Ces cirrus, de plusieurs kilomètres de long, conduisent à la réfraction d'une partie des rayonnements émis par le soleil, mais bloquent également dans l'atmosphère les rayonnements émis depuis la Terre.

Cependant, l'incertitude associée au forçage radiatif de ces cirrus induits reste grande, avec des variations jusqu'à 70 % de la valeur moyenne, rendant difficile l'évaluation globale de l'impact climatique de ces cirrus, et donc plus généralement de l'aviation. Cette incertitude massive vient notamment de la prise en compte d'un nombre très important de paramètres. En

effet, ils peuvent être d'ordre météorologique, comme l'humidité relative ou la température ambiante, mécaniques, comme le modèle ou la géométrie du moteur, ou plus généraux, comme la position par rapport à la Terre, en latitude et en altitude, ou le moment de la journée, nuit ou jour.

## **1.2 Généralités sur les traînées de condensation**

Une traînée de condensation est considérée comme un nuage en météorologie, et se forme derrière les moteurs d'un avion. Leur durée de vie peut aller de quelques minutes à quelques heures, si elle évolue en cirrus induit, un type de nuage plus persistant dans l'atmosphère.

La Figure 1.3 présente les différentes couches de l'atmosphère. À cause de la densité plus faible autour de la tropopause, la région entre la troposphère et la stratosphère, la traînée, et donc la consommation de carburant, sont réduites dans cette zone. C'est en partie pour cette raison que la plupart des avions commerciaux évoluent dans des altitudes proches de la tropopause, c'est-à-dire à une altitude d'environ 10 km. De plus, la troposphère contient environ 90% de la masse totale de l'atmosphère et 99% de sa vapeur d'eau. La température de l'air à une telle altitude connaît une relative stabilité, entre -50 °C et -65 °C. Il s'agit de la température la plus faible de la basse atmosphère, car elle décroît dans la troposphère et augmente ensuite dans la stratosphère. Ces températures, autour de 218 K, favorisent la solidification de l'eau liquide à une telle altitude.

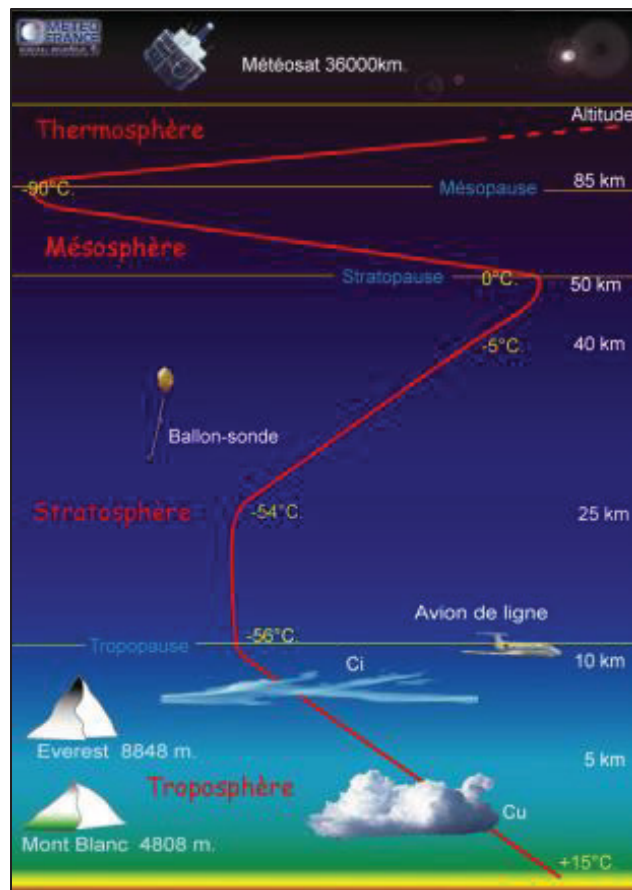


Figure 1.3. Représentation des couches de l'atmosphère (Météo France)

L'apparition des traînées de condensation derrière un appareil en vol résulte principalement de l'interaction de trois phénomènes physiques : la dynamique du sillage de l'avion, les réactions chimiques des espèces en présence dans le panache et les différents processus microphysiques (Kärcher, Peter, Biermann, & Schumann, 1996). Ces derniers désignent les phénomènes physiques qui ont lieu à une échelle microscopique, entre les molécules composant les effluents de l'avion. On considère que le sillage est l'ensemble des modifications dues au passage de l'avion dans l'atmosphère, c'est par exemple le cas des variations de pression et de température, mais également de l'apparition de zones tourbillonnaires. Ainsi, de manière plus générale, la dynamique du sillage correspond à l'aérodynamique autour de l'appareil, plus précisément derrière l'avion. Elle influe fortement sur la formation des traînées de condensation, en étant responsable de la dilution du panache issu du moteur. Cette influence

vient de la géométrie de l'appareil, et plus particulièrement des jets sortants du moteur ainsi que des extrémités des ailes, induisant des tourbillons (Schumann et al., 1998). La composition chimique du panache est déterminée par les produits de la combustion incomplète des moteurs et par leurs réactions entre eux ou avec l'air environnant. Finalement, les processus microphysiques contribuent à modifier les propriétés des différentes particules constituant le panache, conduisant à la formation des cristaux de glace, puis des traînées de condensation (Kärcher, Yu, Schröder, & Turco, 1998). Ces phénomènes seront présentés plus en détail dans la suite de cette revue de littérature, cette partie permettant d'introduire les différents concepts.

### **1.3 Régimes d'évolution du panache**

Une fois rejetés dans la tropopause, les éléments sortant des réacteurs de l'appareil vont subir un processus de dilution. Ce phénomène se décompose en quatre phases (Garnier, Brunet, & Jacquin, 1997 ; Gerz & Ehret, 1997), chacune correspondant à un phénomène de dispersion. De manière chronologique, on trouve le régime jet, le régime tourbillonnaire, le régime de dispersion et le régime de diffusion.

La Figure 1.4 présente les temporalités de ces différents régimes après la sortie du moteur. Cette étude portera davantage sur la formation et l'évolution des traînées de condensation lors des premières secondes après émissions, c'est-à-dire les régimes jet et tourbillonnaire. Ces régimes seront présentés dans cette partie. Les deux derniers régimes, de dispersion et de diffusion, associés à l'évolution au-delà de la centaine de secondes jusqu'à la disparition au bout de plusieurs heures, ne seront pas traités dans cette étude, en raison des ordres de grandeur temporels relativement élevés.



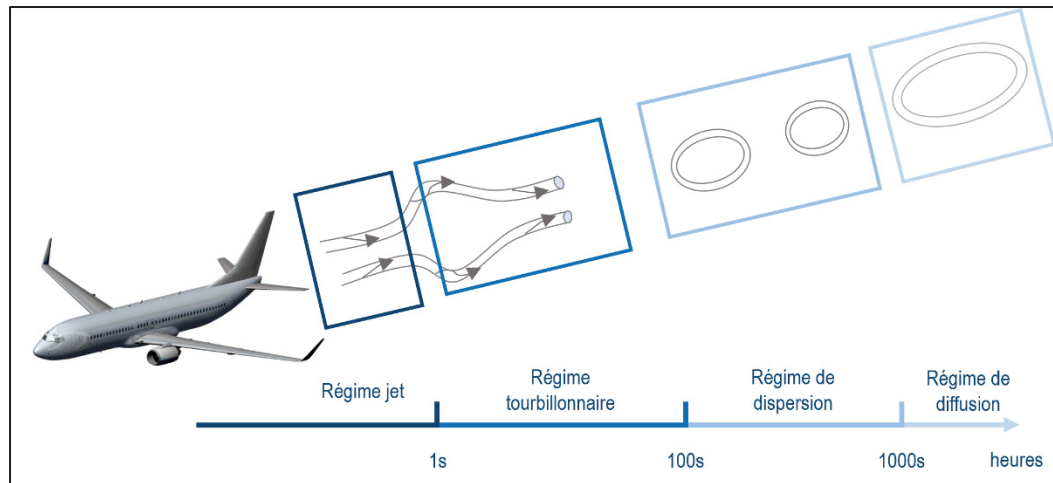


Figure 1.4. Régimes dynamiques dans le sillage d'un aéronef  
Tirée de Guignery (2010, p.27)

### 1.3.1 Régime jet

Le régime de jet s'étend jusqu'à une vingtaine de secondes après l'éjection des effluents par le moteur. La dynamique de dispersion est alors similaire à celle d'un jet dans l'air ambiant (Hoshizaki, 1972). On est alors dans le cas d'un jet chaud en expansion dans l'atmosphère froide. Les tourbillons induits par les ailes n'ont à cet instant qu'un impact négligeable sur la cinématique du jet.

Le nombre de Reynolds, noté  $Re$ , permet de caractériser la turbulence de l'écoulement. Il est dépendant de la vitesse considérée pour l'écoulement, la longueur caractéristique du système dans l'écoulement (la corde de l'aile ou l'envergure de l'appareil, par exemple) et la viscosité cinématique de l'écoulement. Ainsi, on obtient un nombre de Reynolds de l'ordre de  $10^6$ . Le régime turbulent est donc pleinement développé, c'est-à-dire que le taux de dilution, défini comme le rapport d'un scalaire passif pris dans l'écoulement et d'une valeur de référence prise à son maximum (Garnier et al., 1997), est très élevé, notamment dans la couche de cisaillement entre le jet et l'atmosphère. On considère que le taux de dilution du panache d'un avion dans l'atmosphère ambiante, en régime jet, est fortement dépendant des caractéristiques de la turbulence du jet et du fluide environnant.

Des mesures expérimentales montrent que la température et la vitesse élevées en sortie du moteur impactent fortement les mécanismes de dispersion dans les premiers instants du panache (Ricou & Spalding, 1961). La différence de densité entre les effluents dans le jet et l'atmosphère ambiante est en effet amplifiée par les écarts de températures entre le jet chaud et l'air froid qui l'entoure, entraînant alors une augmentation de l'intensité turbulente et du taux de dilution.

### **1.3.2 Régime tourbillonnaire**

Après quelques dixièmes de secondes, le jet va commencer à subir l'influence des tourbillons de sillage. Ceux-ci vont avoir une place de plus en plus importante dans le processus de dilution, car les effluents constituant le jet vont progressivement être entraînés vers le sillage issu des bouts d'ailes. Cette phase, dite d'entraînement, est caractérisée par l'interaction jet/tourbillon de plus en plus significative.

Ces tourbillons générés en bout d'aile sont issus des différences de pression entre l'extrados (surface extérieure de l'aile), où l'on observe une dépression, et l'intrados (surface intérieure de l'aile), avec une surpression. En effet, en se rejoignant sur le bord de fuite, les trajectoires des filets d'air passés par chacune de ces lignes de courant sont déviées de sorte que leurs angles les amènent à « s'enrouler » l'un autour de l'autre. Ainsi, ces perturbations sont des conséquences directes de la portance, la force permettant à l'appareil de se maintenir en vol. Les tourbillons ainsi formés sont appelés tourbillons marginaux, et l'écoulement est perturbé sur toute la longueur du bord de fuite par cette nappe tourbillonnaire, comme représenté sur la Figure 1.5. La zone en aval du profil est d'autant plus perturbée que des tourbillons marginaux issus du bord de l'aile s'associent à ces tourbillons de fuite.

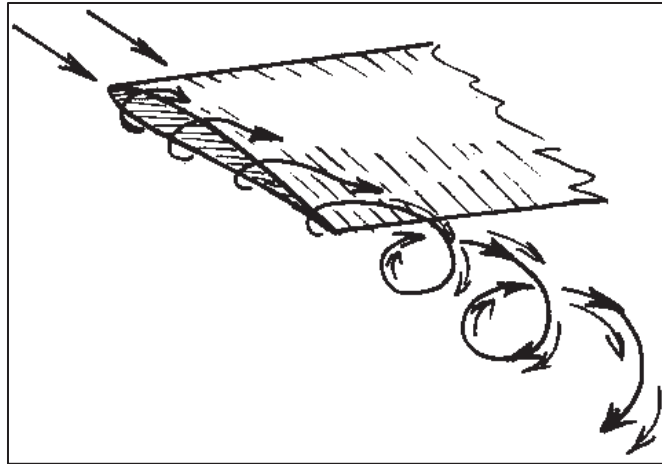


Figure 1.5. Illustration de la formation du tourbillon induit par le bout de l'aile

Une étude cinématique de l'appareil en vol permet d'évaluer le flux de quantité de mouvement du tourbillon comme égal à l'opposé de la force de portance dont il est issu. De plus, dans le cas d'un déplacement horizontal uniforme, le poids de l'appareil compense la portance, et est donc égal au flux de quantité de mouvement du tourbillon du sillage.

### 1.3.3 Phénomène de dilution du panache

Comme nous l'avons vu, le taux de dilution est un indicateur qui permet de caractériser l'expansion du panache. À chaque instant, il correspond au rapport entre la masse d'air entraîné dans le panache formé par les effluents du moteur et la masse de carburant consommé pour produire ce panache. Il est défini par :

$$N = \frac{m_{panache}}{m_{carburant}} \quad (1.1)$$

Avec  $m_{panache}$  [kg] la masse du panache et  $m_{carburant}$  [kg] la masse de carburant consommé.  $N$  [-] augmente donc avec le temps, à mesure que le panache se dilue et s'étend dans l'atmosphère.

Pour déterminer  $N$ , (Schumann et al., 1998) montrent qu'il peut être estimé à partir de données mesurables en vol, comme le diamètre  $D$  [m] du panache formé.

$$N = \frac{\pi \rho V D^2}{4 \dot{m}_{car}} \quad (1.2)$$

Avec :

- $\rho$  [kg.m<sup>-3</sup>] la masse volumique du panache
- $\dot{m}_{car}$  [kg.s<sup>-1</sup>] le débit massique de la consommation de carburant
- $V$  [m.s<sup>-1</sup>] la vitesse de l'appareil

Il peut également être estimé à partir de données liées aux propriétés thermiques du panache et du carburant. Pour cela, on commence par considérer le pouvoir calorifique  $Q$  [J.kg<sup>-1</sup>] du carburant. Ce dernier peut être séparé en deux termes.  $Q_{eff}$  [J.kg<sup>-1</sup>] correspond à l'énergie thermique dégagée pendant la combustion. La partie restante, le pouvoir calorifique effectif du carburant  $Q_p$  [J.kg<sup>-1</sup>], correspond à celle transformée en énergie mécanique et permettant la propulsion de l'avion. Nous pouvons décrire :

$$Q_{eff} = Q - Q_p \quad (1.3)$$

Le pouvoir calorifique du carburant vaut  $Q = (43,2 \pm 0.2) \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$  en considérant comme carburant le kérosène Jet A-1, utilisé pour les avions commerciaux. Le pouvoir calorifique effectif  $Q_p$  [J.kg<sup>-1</sup>] peut être calculé en fonction de l'efficacité de la propulsion  $\eta$  tel que :

$$Q_p = \eta \cdot Q \quad (1.4)$$

Chaque moteur possède sa propre efficacité de propulsion, en fonction de ses paramètres, et dépendant également de son régime de fonctionnement. On prendra  $\eta \approx 0,3$  pour un moteur

moderne en régime de croisière (Schumann et al., 1998). Les combinaisons précédentes donnent donc le pouvoir calorifique chauffant comme :

$$Q_{eff} = (1 - \eta) \cdot Q \quad (1.5)$$

Le taux de dilution du panache à partir de l'écart de températures  $\Delta T$  [K] s'écrit alors :

$$N = \frac{c_p \Delta T}{(1 - \eta)Q} \quad (1.6)$$

La capacité thermique à pression constante des gaz constituant le panache sera prise telle que  $c_p = 1004 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ .

Finalement, le taux de dilution peut s'écrire comme :

$$N = \frac{c_p \Delta T}{Q_{eff}} \quad (1.7)$$

La caractérisation du panache par l'utilisation du taux de dilution est intéressante, car elle donne des valeurs identiques pour des panaches créés par des aéronefs différents. Autrement dit, cette caractérisation est indépendante de l'appareil considéré. Cette propriété en fait un outil pertinent pour situer l'état de dispersion d'un panache quelconque.

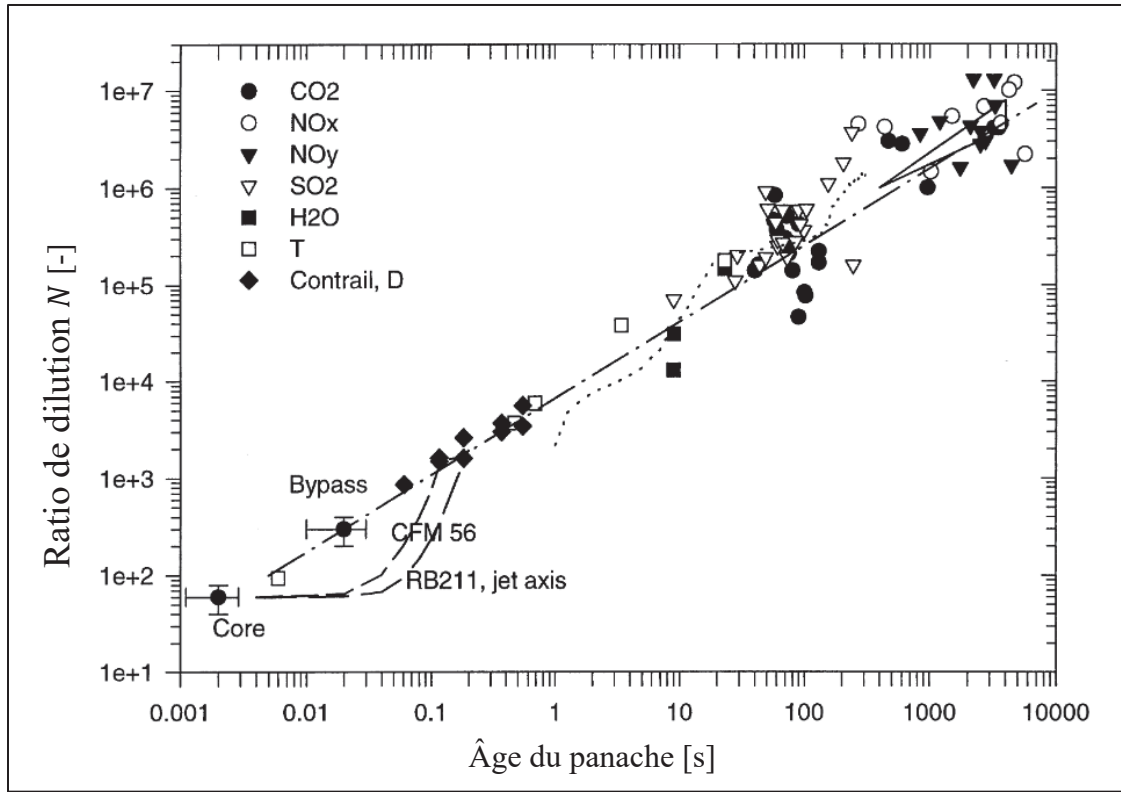


Figure 1.6. Ratio de dilution dans l'axe du jet en fonction de l'âge du panache  
Tirée de Schumann et al. (1998, p. 3102)

La Figure 1.6 met en avant cette caractéristique du panache. En effet, les résultats des simulations, sur différents appareils ou en utilisant différentes méthodes, correspondant aux courbes de tirets ou de points, se rapprochent des résultats expérimentaux pour les espèces en présence, représentées par les différents symboles. Par ailleurs, les résultats en pointillés sur la figure ont été obtenus par simulation numérique, par (Gerz & Ehret, 1997) et (Garnier et al., 1997) pour le cas du moteur RB 211 et du moteur CFM 56. Ils apparaissent pour le champ proche, pour un temps inférieur à quelques dixièmes de seconde. Pour des temps plus longs, après le champ très proche du moteur, une interpolation est proposée en traits et points :

$$N = 7000 \cdot t^{0.8} \quad (1.8)$$

Cette interpolation proposée par (Schumann et al., 1998), et prenant en compte le temps  $t$  en secondes, permet d'exprimer le ratio de dilution  $N$ , qui servira de référence pour la vérification des résultats aérodynamiques de cette étude.

#### 1.4 Caractéristiques chimiques du panache

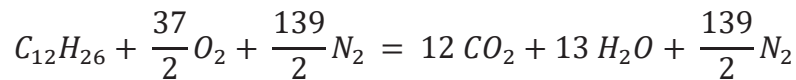
La composition chimique du panache en sortie du réacteur de l'avion et celle de l'atmosphère ambiante jouent un rôle essentiel dans la formation des traînées de condensation. En effet, ce sont les interactions entre ces deux phases, qui seront amenées à se mélanger avec le temps grâce aux tourbillons issus des ailes, qui vont conduire à des transformations chimiques et microphysiques. L'étude de ces compositions permettra de mieux comprendre l'évolution chimique du panache et des traînées de condensation.

Comme vu dans une partie précédente, l'altitude considérée pour le vol de croisières des avions est d'environ 10 km. La pression moyenne dans la tropopause est de  $P \approx 24\,000$  Pa, c'est-à-dire qu'elle est au moins quatre fois inférieure à celle au niveau de la mer. Les quantités de gaz sont donc également considérablement réduites par rapport au sol, même si à ceux-ci s'ajoutent de la vapeur d'eau ou divers polluants, dans des proportions négligeables pour cette étude.

Le kérosène est le carburant utilisé pour les appareils de l'aviation civile. Il s'agit en réalité d'une famille de mélanges d'hydrocarbures composés d'alcane, c'est-à-dire des espèces de la forme  $C_nH_{2n+2}$ , avec  $n$  compris entre 10 et 16. Parmi elles, on trouve le carburant nommé Jet A1, dont le ratio hydrogène-carbone moyen est de 1.9, correspondant à l'espèce  $C_{12}H_{23}$ . Le Jet A1 est le plus utilisé dans l'aviation, notamment en raison de ses propriétés à basse température, comme son point de congélation très bas ( $-47^\circ\text{C}$ ), lui permettant de rester à l'état liquide, et donc un fonctionnement optimal, à l'altitude et à la température de vol. L'une de ses autres propriétés avantageuses est son pouvoir calorifique, qui correspond à l'énergie produite par la combustion d'une unité de masse consommée. Un fort pouvoir calorifique permet donc une masse embarquée plus faible, avec une autonomie constante par rapport à d'autres carburants. Cette propriété est de  $Q = 45\text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$  pour le Jet A1, et pour

comparaison, de  $Q = 15 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$  pour le bois. Il est à noter que le Jet A1 contient également du soufre en faible quantité.

Les émissions du moteur sont issues de la combustion du carburant avec l'air ambiant, au sein du moteur. Pour mieux comprendre cela, plaçons-nous dans un premier temps dans le cas idéal d'une combustion stœchiométrique et complète d'un carburant constitué uniquement de  $C_{12}H_{26}$ . Une combustion stœchiométrique signifie que le combustible et le comburant, l'air ambiant ici, sont consommés en proportions stœchiométriques, c'est-à-dire qu'une réaction totale consommerait tous les réactifs. Une combustion totale signifie que les produits, du dioxyde de carbone ( $CO_2$ ) et de l'eau ( $H_2O$ ) sous la forme de vapeur ici, ne peuvent plus réagir à leur tour dans une nouvelle combustion. La réaction entre le carburant et l'air ambiant s'écrit alors :



Il est à noter que le diazote présent dans l'air n'intervient pas dans cette réaction de combustion supposée stœchiométrique.

Dans la réalité, la réaction de combustion dans les réacteurs d'un avion n'est ni stœchiométrique ni complète. En effet, dans un souci d'avoir une combustion efficace, la proportion carburant / comburant correspond à un mélange pauvre, c'est-à-dire que l'air est introduit en excès, par rapport aux quantités d'hydrocarbures introduites. De plus, la combustion est incomplète, c'est-à-dire qu'elle produit des espèces encore oxydables. En effet, on retrouve en sortie de tuyère non seulement du dioxyde de carbone ( $CO_2$ ) et de l'eau ( $H_2O$ ), mais également du monoxyde de carbone ( $CO$ ), des hydrocarbures imbrulés ( $CH$ ), des composés azotés ( $NO_x$ ) et de dioxyde de soufre ( $SO_2$ ), ainsi que des suies. Malgré le fait que l'air soit introduit en excès, le mélange dans la chambre de combustion n'est pas homogène, conduisant à des zones dans lesquelles la combustion n'est pas complète, et produisant ces espèces non totalement oxydées. Les polluants primaires sont donnés dans le Tableau 1-1 qui présente les espèces qui se trouvent dans la tuyère.



Tableau 1-1 Bilan des émissions de polluants primaires par l'aviation  
Tiré de (Lee et al., 2010)

Espèce	Indice d'émission en $g \cdot kg^{-1}$	Taux d'émission (2004) en $Tg \cdot an^{-1}$	Base de comparaison en $Tg \cdot an^{-1}$	Source de la base de comparaison
Kérosène		224	3 817	Production totale de pétrole
$CO_2$	3 160	700	26 500	Émission totale de $CO_2$ d'origine humaine
$H_2O$	1 240	275	525 000	Évaporation de $H_2O$ de la surface terrestre
$NO_x$	14 (12 - 17)	3	$170 \pm 20$	Émission totale
Suie	0.025 (0.01 – 0.05)	0.006	12	Combustion d'énergie fossile et de biomasse
$SO_2$	0.8 (0.6 – 1.0)	0.18	130	Combustion d'énergie fossile
$CO$	3 (2 - 3)	0.67	1 500	Émission totale d'origine humaine
$HC$	0.4 (0.1 – 0.6)	0.09	90	Émission totale d'origine humaine

Le Tableau 1-1 permet de mettre en évidence que le principal polluant émis dans l'atmosphère est le  $CO_2$ , qui se forme au cours de la réaction de combustion du carburant. Les autres espèces formées se retrouvent dans l'air ambiant en faibles quantités. Elles ne doivent cependant pas être négligées, étant également source de pollution atmosphérique. Les deux dernières colonnes servent de comparaison des émissions de l'aviation, avec les émissions totales d'origine humaine dans certains cas. Cette mise en contexte permet de montrer que l'aviation correspond à environ 2.6% des émissions totales de  $CO_2$ . Il est cependant nécessaire de préciser que l'aviation est la principale source de pollution à l'altitude de vol considérée.

Les principales espèces polluantes à observer dans le cadre de l'observation des traînées de condensation sont les composés azotés ( $NO_x$ ) et le dioxyde de soufre ( $SO_2$ ), qui vont conduire à l'apparition d'aérosols permettant à l'eau ( $H_2O$ ) de se condenser sur les suies.

## 1.5 Processus microphysiques dans le panache

Les traînées de condensation résultent de processus microphysiques entre le jet chaud et humide sortant du réacteur et l'atmosphère froide et sèche ambiante, amenant la formation de

cristaux de glaces. Ceux-ci sont visibles à l'œil nu lorsque la densité est suffisante, sous la forme de nuages blancs.

### 1.5.1 Nucléation

La nucléation est un phénomène essentiel à la formation des traînées de condensation, et peut avoir lieu en milieu homogène ou hétérogène. Les fluctuations thermiques modifient les concentrations en particules de certaines zones. Lorsque cette dernière est suffisamment importante, c'est-à-dire qu'elle dépasse un seuil dit de saturation, un germe peut alors se former, puis croître. C'est le cas pour la formation des cristaux de glace dans une traînée de condensation (Khvorostyanov & Curry, 2004).

La nucléation homogène peut être influencée par divers paramètres, comme la température, l'humidité relative et la pression ambiante. Dans ce cas, lors des fluctuations thermiques et de l'augmentation de la concentration qui en découle, le germe solide ou liquide peut se former sans l'intervention d'autres particules. L'apparition de cristaux de glace par la condensation se fait alors en dépendant uniquement des propriétés physiques de l'environnement. Cependant, ce processus est rare dans le cas de l'étude de jet d'un réacteur. En effet, les besoins énergétiques et les critères élevés quant à la pureté de l'eau le rendent compliqué (Pruppacher & Klett, 1998).

Les cristaux de glace dans l'atmosphère sont majoritairement issus d'une nucléation hétérogène (Pruppacher & Klett, 1998). Ce type de nucléation se produit lorsque le germe, liquide ou solide, se forme sur une surface étrangère. Ces dernières vont alors servir de sites de nucléation et vont nécessiter moins d'énergie pour observer l'apparition du germe (Khvorostyanov & Curry, 2004). Dans le cas du jet émis par un réacteur, ce sont les suies, combinées avec des aérosols, qui vont servir de sites de nucléation, et donc servir de base aux cristaux de glace (Kärcher, 2016). De plus, il est à noter que, par comparaison avec la nucléation homogène, les cristaux de glace sont plus volumineux, mais moins nombreux et denses.

### 1.5.2 Activation des suies

Les particules de suies sont les principaux noyaux de condensation, parmi les particules présentes dans le panache. En effet, ce sont les particules les plus grosses en présence, avec des dimensions de l'ordre de 20 nm, soit environ dix fois plus grandes que les autres. Ce sont également les seules particules non volatiles dans le jet, c'est-à-dire qu'elles restent à l'état solide même si la température de la chambre de combustion ou du jet est élevée, contrairement aux restes des éléments constituant le panache, à l'état solide ou gazeux à ces températures (Kärcher et al., 1998).

Comme vu précédemment, les suies sont issues de la combustion incomplète de composés carbonés. Elles sont donc constituées de carbone, majoritairement élémentaire, mais également organique (Petzold & Schröder, 1998). Les données concernant leur nombre, ou leur densité, et leurs tailles sont limitées, alors que leur poids est relativement bien caractérisé (Kärcher, Burkhardt, Bier, Bock, & Ford, 2015).

Lorsqu'elles sont émises par le moteur, les particules de suies sont hydrophobes, c'est-à-dire que la vapeur d'eau ne pourra pas se condenser facilement sur leur surface. L'activation des suies est le phénomène leur permettant d'acquérir des propriétés hydrophiles, c'est-à-dire favorisant la condensation de l'eau sur leur surface, et est présentée sur la Figure 1.7. Les composés soufrés sont les principales sources d'activation des particules de suie (Andronache & Chameides, 1997), même si d'autres espèces peuvent y prendre part, dans une moindre mesure, comme les oxydes d'azote, et plus particulièrement l'acide nitrique (Shonija, Popovicheva, Persiantseva, Savel'ev, & Starik, 2007).

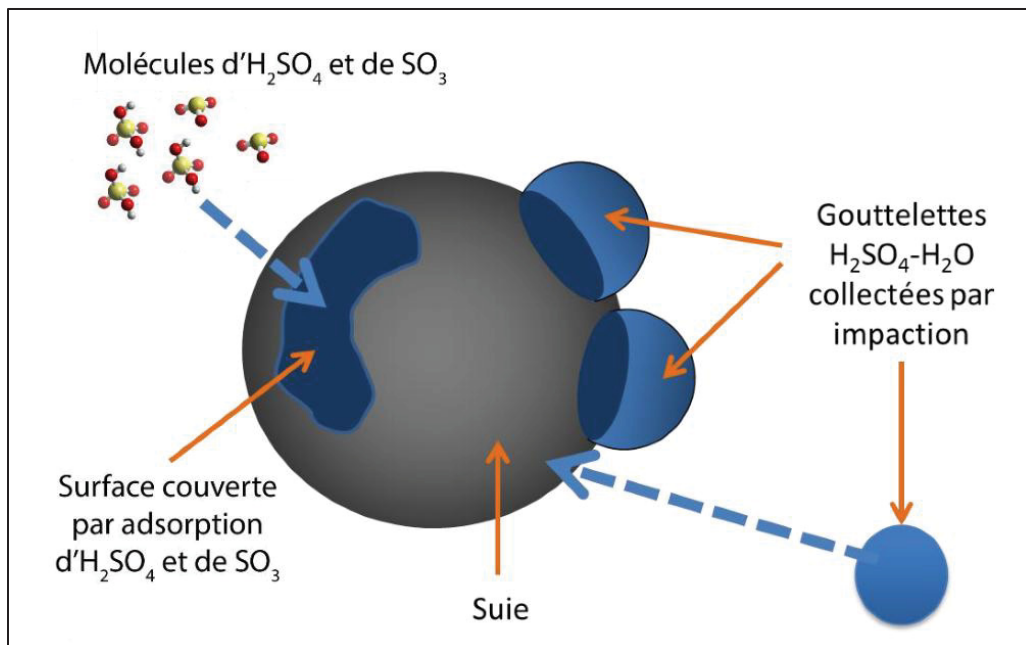


Figure 1.7. Illustration du phénomène d'activation des suies  
Tirée de Khou (2016, p. 44)

L'activation est effectuée par l'adsorption des composés soufrés  $SO_3$  et  $H_2SO_4$  par la surface des particules de suies. Une particule est considérée comme activée à partir du moment où 10% de sa surface est recouverte. La vapeur d'eau en suspension pourra alors se condenser sur sa surface.

### 1.5.3 Condensation et formation des cristaux de glace

Le mélange du jet chaud contenant de la vapeur d'eau avec l'air ambiant froid conduit à l'augmentation de l'humidité relative (RH) dans le jet sortant du réacteur. D'après le critère de Schmidt-Appleman (Appleman, 1953 ; Schmidt, 1941), la formation des traînées de condensation peut être prédite par l'étude de cette augmentation. En s'appuyant sur la Figure 1.8, on remarque que lorsque la température ambiante est suffisamment froide, c'est-à-dire en dessous de la température de seuil  $T_s$ , l'humidité peut atteindre la saturation liquide dans le panache. Des gouttelettes liquides peuvent alors se former et se condenser par nucléation sur les particules de suies activées. Une grande partie des particules de suies activées et

humidifiées vont ensuite rapidement geler, formant alors des cristaux de glace. Il est à noter qu'atteindre la saturation de l'eau solide n'est pas suffisant pour la formation d'une traînée de condensation.

Sur la Figure 1.8, les lignes de mélange sont tracées pour une température limite, dite de seuil,  $T_s$  pour le point C, et pour une température plus faible  $T$  au point E. La température de seuil est la température pour laquelle la ligne de mélange est tangente à la courbe de saturation par rapport à l'eau liquide. Elle vaut en général entre 226 K et 230K selon les moteurs considérés.

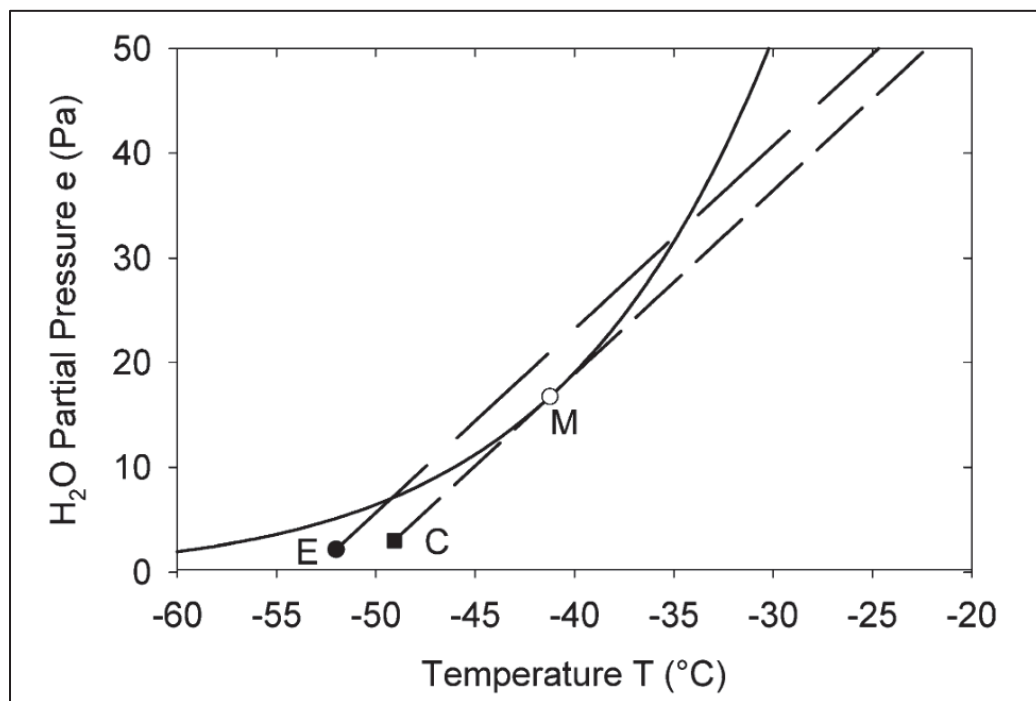


Figure 1.8. Lignes de mélange (tirets) et courbe de saturation par rapport à l'eau liquide (ligne) dans un diagramme représentant la pression partielle de vapeur d'eau  $e$  en fonction de la température  $T$   
Tirée de Schumann (2005, p.550)

La température de seuil dépend de l'humidité relative ambiante et du ratio  $G$  [ $\text{Pa.K}^{-1}$ ], défini comme le gradient des lignes de mélange, ou le rapport entre la variation de pression partielle  $e$  [Pa] et la variation de température  $T$  [K] au cours du mélange. Il peut s'exprimer en fonction des paramètres du moteur et de l'atmosphère environnante, sous la forme (Schumann, 2005) :

$$G = \frac{\Delta e}{\Delta T} = \frac{EI_{H_2O} \cdot p \cdot c_p}{\varepsilon_{mv} \cdot Q \cdot (1 - \eta)} \quad (1.9)$$

Avec  $EI_{H_2O}$  [ $\text{kg}^{-1}$ ] l'index d'émission de vapeur d'eau,  $p$  [Pa] la pression ambiante à l'altitude de vol,  $c_p$  la capacité calorifique de l'air ( $c_p = 1004 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  $\varepsilon_{mv}$  [-] le rapport entre la masse molaire de l'eau sous forme gazeuse et celle de l'air ( $\varepsilon_{mv} = 0,622$ ),  $Q$  [ $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ ] le pouvoir calorifique du carburant et  $\eta$  [-] l'efficacité globale du moteur.

La validité du critère de Schmidt-Appleman dans le cadre de la formation de traînées de condensation a été prouvée expérimentalement, à partir de mesure des conditions atmosphériques environnantes et de données de moteurs et de carburants connues. De plus, ces expériences ont également permis de prouver que des moteurs plus efficaces en carburant, c'est-à-dire avec une valeur de  $\eta$  plus élevée, tendaient à former plus facilement des traînées de condensation pour des températures environnantes plus hautes. Cette caractéristique se retrouve dans la forme du ratio  $G$ , qui augmente dans ce cas-là, permettant ainsi une température de seuil supérieure.

Cependant, les méthodes de Schmidt-Appleman et de Schumann ne prennent pas en compte la cinétique de la croissance des particules dans l'environnement derrière le réacteur. En effet, en prenant en compte ce critère, combiné à la dynamique du jet, on observe une modification de la quantité d'eau dans le domaine. Pour considérer cela, de nouvelles modélisations ont été développées, plus avancées, reposant sur la microphysique et la chimie de la formation des traînées de condensation.

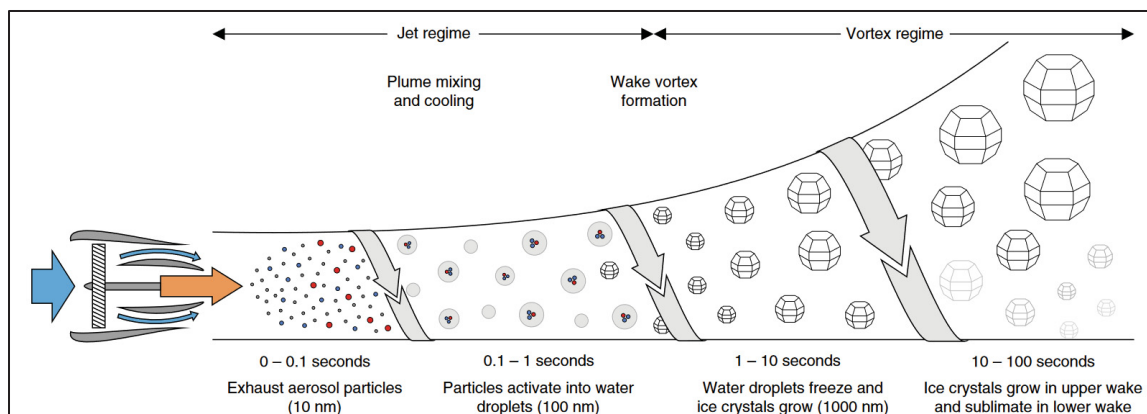


Figure 1.9. Évolution temporelle et spatiale des particules en sortie du réacteur  
Tirée de Kärcher (2018, p.3)

La Figure 1.9 présente l'évolution des particules dans les premières secondes après émissions, dans les régimes jet et tourbillonnaire. Celles-ci subissent une dilution dans l'atmosphère, qui se caractérise entre autres par un refroidissement. Elles évoluent alors dans un environnement dans lequel l'humidité augmente. Elles sont ensuite activées entre 0.1 et 1 seconde, permettant à la vapeur d'eau de se condenser sur leur surface. Le mélange provoqué par la rencontre du jet avec le vortex à partir de 1 seconde est inhomogène, et les particules gèlent, formant une traînée visible. À partir de 10 secondes, le vortex augmente le rayon du panache de particules, les envoyant alors vers des régions plus froides (plus hautes) ou plus chaudes (plus basses), provoquant alors respectivement leur croissance ou leur sublimation.

#### 1.5.4 Taille et forme des particules

La formation des traînées de condensation dépend des paramètres thermodynamiques du moteur et de l'atmosphère ambiante, favorisant plus ou moins la condensation de la vapeur d'eau sur les particules de suies activées. Cependant, la taille et la forme de ces particules ont également une influence sur cette formation, elles ne peuvent en effet pas toutes former des cristaux de glace.

Tout d'abord, l'effet Kelvin fait le lien entre le rayon de courbure d'une surface d'une particule et sa pression de vapeur saturante, donc sa saturation. En effet, aux environs de petites

particules, d'un ordre de grandeur de 1 nm, la pression de vapeur saturante est nettement plus élevée que pour une particule plus grande, de l'ordre de 10 ou 100 nm (Unterstrasser, Gierens, Sölch, & Lainer, 2017). Les cristaux de glace vont avoir tendance à se former sur les particules les plus grosses. En prenant ce phénomène en compte, le nombre de cristaux de glace, et la distribution des tailles de ces cristaux se trouvent impactés, accélérant ensuite la sublimation des suies (Unterstrasser, 2016).

Les dimensions des particules de suies peuvent évidemment varier de l'une à l'autre. Cependant, il est observé que la valeur moyenne du rayon est de 15 nm (Bier, Unterstrasser, & Vancassel, 2022), avec un écart type de 1.5 nm, dans le cadre d'un fonctionnement standard du moteur, et respectivement 40 nm et 1.8 nm lorsque la puissance du réacteur est maximale (Wey et al., 2006).

### 1.5.5 Nombre de particules

Les particules de suie issues de la combustion incomplète du carburant servent de site de nucléation hétérogène pour la vapeur d'eau. Ainsi, non seulement le nombre, mais également la densité de particules de suies ont un impact sur la formation des traînées de condensation (Schumann, 2005). En effet, plus leur nombre augmente, plus il y aura de sites de nucléations potentiels pour la vapeur d'eau. Cependant, lorsque la densité augmente au-delà d'un certain seuil, la quantité de vapeur d'eau étant constante dans l'environnement, chaque particule pourra condenser une quantité d'eau plus faible. Cela conduit à un nombre de cristaux de glace plus importants, mais des rayons plus faibles.

La Figure 1.10 illustre la quantité maximale de cristaux de glace pouvant être formés en fonction du nombre de particules de suies émises par le moteur, et plus précisément par kilogramme de carburant consommé. La courbe inférieure, en jaune, correspond à des conditions proches de la température de seuil, alors que la courbe supérieure, en bleue, correspond à une température de 12 K inférieure à celle-ci. Lorsque le jet est pauvre en suies, on remarque alors que d'autres particules que les suies, comme les aérosols ou des particules



volatiles ultrafines, vont servir de sites de nucléation pour l'eau, avant de se transformer en cristaux de glace. En revanche, lorsque l'on considère des jets avec des indices d'émissions plus proches de ceux de l'aviation, dans la zone grisée sur la figure, on remarque que le rapport entre le nombre de cristaux de glace et celui de particules de suie est quasiment linéaire. On a alors une proportionnalité entre ces valeurs. Cependant, pour les valeurs inférieures de l'intervalle d'émissions réelles considéré, on observe dans un premier temps une inversion de ce rapport, avant que les sulfures organiques activent finalement les particules de suie. Une fois ce point d'activation franchi, on retrouve la proportionnalité entre le nombre de cristaux de glace et celui des particules de suies.

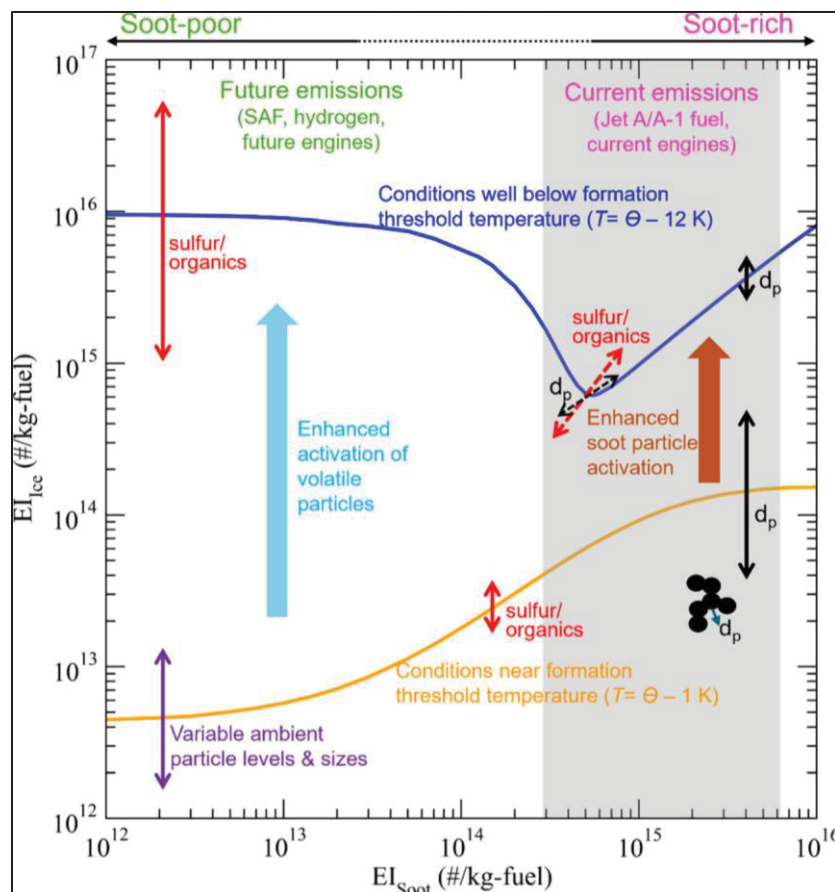


Figure 1.10. Variation du nombre de cristaux de glace dans le panache en fonction de nombre de particules de suies en sortie du réacteur  
Tirée de Yu et al. (2024, p.17657)

Pour donner un ordre de grandeur, la densité de particules de suie se situe entre  $10^9 \text{ m}^{-3}$  et  $10^{12} \text{ m}^{-3}$  (Guignery, 2010 ; Kärcher et al., 1996). Cette densité correspond à un indice d'émission de particules maximal à  $10^{15}$  (Wey et al., 2006).

## 1.6 Modélisation numérique

Différentes méthodes existent pour étudier la dynamique des fluides de manières numériques (*Computational Fluid Dynamic* en anglais ou CFD), comme RANS, URANS, LES ou DNS. Chacune de ces méthodes a alors des avantages et inconvénients selon le cas d'étude considéré, et sera détaillée dans cette partie. Dans un second temps, la méthode considérée pour la simulation numérique de la microphysique sera présentée.

### 1.6.1 Dynamique du panache

Tout d'abord, la méthode la plus répandue et la plus utilisée dans l'industrie est l'approche moyennée des équations de Navier-Stokes (*Reynolds Averaged Navier-Stokes* en anglais ou RANS). Elle correspond à la résolution des équations de Navier-Stokes par la moyenne des différentes propriétés du fluide considéré. Son temps de coût de calcul relativement bas en fait un bon choix dans la majorité des cas d'étude industrielle. Les simulations menées en utilisant la méthode RANS permettent d'avoir une très bonne approche aérodynamique du système considéré. Cependant, la modélisation de la turbulence introduit des imprécisions, susceptibles de générer des erreurs, en particulier lorsqu'il s'agit de zones de fortes turbulences. Ainsi, les écoulements instationnaires ou nécessitant une description fine de la turbulence seront difficilement traitables en utilisant la méthode RANS seule. Pour intégrer les fluctuations temporelles, une extension de cette approche a été développée : l'URANS (*Unsteady RANS* en anglais). Cette méthode est beaucoup plus adaptée à l'étude d'écoulements instationnaires, comme les phénomènes tourbillonnaires, car elle permet de mieux capturer l'évolution temporelle de la turbulence.

L'approche la plus complète est la simulation numérique directe (*Direct Numerical Simulation* en anglais ou DNS). Elle repose sur la résolution intégrale des équations de Navier-Stokes, en

capturant toutes les échelles de turbulence, des plus grandes échelles tourbillonnaires jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. Cette exigence nécessite des pas de temps et d'espace très faibles, ce qui conduit inévitablement à un temps de calcul colossal, pouvant atteindre des mois, voire des années, selon le cas étudié et sa complexité. Pour cette raison, l'approche DNS est principalement utilisée pour des configurations géométriques simples, à des études académiques, ainsi qu'à des écoulements caractérisés par des nombres de Reynolds faibles.

Une version simplifiée de cette méthode est l'approche de simulation des grandes échelles (*Large-Eddy Simulation*, LES). Dans ce cas, les échelles les plus grandes sont résolues explicitement, alors que les plus faibles sont seulement modélisées, car elles ont un comportement plus universel. La transition entre ces différentes échelles est réalisée par filtrage, souvent à l'aide du maillage. La LES permet donc de simuler des problèmes à plus haut nombre de Reynolds, et plus complexes que la DNS, avec des structures tourbillonnaires ou des zones de turbulence. Même si cette simplification de méthode permet à la LES de simuler plus de cas complexes que la DNS, elle n'en reste pas moins toujours très coûteuse en temps, en comparaison avec la méthode RANS, et ne reste que peu utilisée à l'échelle industrielle.

Il est cependant important de noter que des méthodes hybrides peuvent exister, combinant par exemple RANS et LES. Dans ce cas appelé *Detached Eddy Simulation* (DES), on utilisera un modèle RANS pour simuler l'écoulement proche des parois, et un modèle LES lorsqu'on s'en éloigne.

Dans cette étude, on utilisera une méthode RANS, puis URANS, afin d'obtenir des résultats aérodynamiques proches de la réalité, tout en conservant un temps de calcul le plus faible possible.

### **1.6.2 Microphysique dans le panache**

Plusieurs modèles de simulation microphysique ont été développés, regroupés généralement en deux types, et permettant de coupler une analyse aérodynamique et une analyse microphysique du panache.

Dans un premier temps, certains modèles considèrent des trajectoires idéalisées pour l'écoulement en sortie du moteur. Ce type d'approche permet la modélisation complexe des aspects microphysiques, mais se base sur une approche simplifiée et approximée de la dynamique du sillage, par exemple en ne prenant pas en compte la turbulence induite par le mélange que subit le jet en sortie du moteur.

Une autre méthode de modélisation de la microphysique consiste en l'approximation de celle-ci. En effet, l'une des principales hypothèses faites est de considérer que les particules de suies émises par le moteur sont préactivées pour la nucléation hétérogène avec la vapeur d'eau, négligeant ainsi l'effet Kelvin. Le but de cette simplification est de conserver la dynamique du fluide obtenue au préalable.

Ainsi, un code microphysique couplé avec le logiciel StarCCM+ a été développé par (Cantin, 2018 ; Georgelin, 2024) prenant en compte la solubilité des particules et le passage par la phase liquide, avant de se solidifier en glace.

## **1.7 Objectifs de l'étude**

Tous les éléments présentés dans cette revue de littérature offrent une vision d'ensemble des paramètres influant sur la formation des traînées de condensation. Les principaux phénomènes à étudier sont l'aérodynamique du panache ainsi que les processus microphysiques conduisant à la formation de cristaux de glace.

L'objectif principal de ce mémoire est :

- Caractériser la formation et l'évolution des traînées de condensation dans un champ moyen du réacteur de l'avion, jusqu'à une distance de l'ordre du kilomètre, dans un modèle d'interaction entre le jet du moteur et le tourbillon issu de l'extrémité de l'aile.

Les sous-objectifs de cette étude, tirés de l'objectif principal, sont alors :

- Développer un modèle géométrique simplifié du système, en générant un maillage adapté à l'aide d'un outil de maillage adaptatif, afin de mener une étude CFD de son aérodynamique générale, en la comparant à d'autres configurations similaires issues de la littérature
- Étudier les effets du sillage et de la température ambiante sur l'évolution de la dynamique et la microphysique du panache
- Étudier l'influence du rayon initial et du taux d'émission des particules de suies sur le panache



## **CHAPITRE 2**

### **MODÉLISATION ET FORMULATION MATHÉMATIQUE**

L'étude de la formation des traînées de condensation nécessite une approche couplant un modèle aérodynamique et un modèle microphysique, afin de reproduire au mieux les phénomènes mis en jeu. Pour cela, il est indispensable de définir précisément les équations gouvernant l'écoulement, l'évolution de particules, ainsi que les méthodes numériques permettant leur résolution.

Ce chapitre présente en détail les différentes équations constitutives du modèle mathématique, en lien avec le système physique réel, ou avec ses approximations. Dans un premier temps, les équations de la dynamique des fluides seront exposées, incluant les équations de Navier Stokes, celles décrivant les régimes tourbillonnaires, ainsi que le modèle de turbulence retenu. La seconde partie sera consacrée à la discrétisation spatiale, avec une attention particulière portée à la méthode de maillage dans la partie proche des parois, dans la couche limite et dans les zones intéressantes de l'écoulement. La discrétisation temporelle de l'étude sera ensuite abordée. Enfin, le modèle microphysique sera défini et mis en relation avec le modèle aérodynamique central.

#### **2.1 Équations de l'écoulement**

Pour cette étude, le modèle RANS présenté précédemment a été retenu. Ce choix s'explique par sa capacité à traiter des simulations multiphysiques, en particulier l'interaction entre l'aérodynamique du jet et la microphysique au sein du panache, tout en maintenant une complexité temporelle raisonnable pour ce type de problématique. Les équations et hypothèses associées au modèle RANS, ainsi que son extension au cadre instationnaire URANS, sont détaillées dans cette section. Leur implémentation est réalisée à l'aide du logiciel commercial StarCCM+.

### 2.1.1 Hypothèses et méthodes de calcul

Dans la suite de cette étude, la phase gazeuse continue (indiquée en g) est considérée comme isotrope, compressible et newtonienne, et composée uniquement d'air (a) et de vapeur d'eau (v).

Par ailleurs, la convention de sommation d'Einstein sera adoptée. Les indices de l'espace euclidien seront directement remplacés par les composantes du vecteur considéré selon les 3 directions du domaine 3D. Ainsi, les vecteurs position  $(x_1, x_2, x_3)$  et vitesse  $(u_1, u_2, u_3)$  deviennent respectivement  $(x, y, z)$  et  $(u, v, w)$  et la convention de sommation d'Einstein devient :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.1)$$

Pour traiter au mieux la complexité de la résolution des équations de la dynamique des fluides, différentes approches de moyennation sont utilisées, notamment la décomposition de Reynolds et la moyenne de Favre. La décomposition de Reynolds consiste à séparer toute grandeur instantanée d'un fluide en deux composantes : une composante moyenne, représentant le comportement global, lisse et régulier de l'écoulement, et une composante fluctuante, rendant compte des variations locales et rapides associées à la turbulence. Ainsi, le mouvement moyen du fluide s'apparente à un mouvement laminaire, ordonné et régulier. À l'inverse, la composante fluctuante correspond plutôt à un écoulement turbulent, et permet d'exprimer les fluctuations à différentes échelles, temporelles ou spatiales, dans le cas de structures tourbillonnaires, par exemple. Cette décomposition de Reynolds pour une fonction spatiale et temporelle  $\varphi(x, t)$  s'écrit alors :

$$\varphi(x, t) = \bar{\varphi}(x) + \varphi'(x, t) \quad (2.2)$$

avec  $\bar{\varphi}(x)$  une composante moyenne de  $\varphi(x, t)$  et  $\varphi'(x, t)$  une composante fluctuante de  $\varphi(x, t)$ .



Dans le cas d'un écoulement turbulent compressible, notamment, les variations de la densité peuvent être prises en compte directement dans l'évaluation d'une propriété. Cela s'effectue grâce à la moyenne de Favre :

$$\overline{\rho\varphi} = \bar{\rho}\tilde{\varphi} + \overline{\rho\varphi''} \quad (2.3)$$

avec  $\rho$  la densité,  $\bar{\rho}$  la densité moyenne,  $\tilde{\varphi}$  la composante pondérée par la densité et  $\varphi''$  la composante fluctuante associée.

Le terme  $\tilde{\varphi}$  correspond alors à la composante de la propriété étudiée pondérée en fonction de la densité, et s'exprime :

$$\tilde{\varphi} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho(x, t) \cdot \varphi(x, t) dt \quad (2.4)$$

### 2.1.2 Dynamique des fluides dans le modèle RANS

Les équations de la mécanique des fluides reposent sur le système des équations de Navier-Stokes, formulées au XIX<sup>e</sup> siècle. Elles constituent l'un des piliers de la dynamique des fluides, en décrivant de manière mathématique le mouvement des gaz et des liquides. La caractérisation de la dynamique d'un fluide est rendue possible par les principes de conservation qui le régissent : la conservation de la masse, la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie.

Pour notre étude, la phase gazeuse sera considérée comme un mélange d'air et d'eau, supposé idéal. On indice alors ses propriétés physiques en g, comme sa masse volumique  $\bar{\rho}_g$  [kg.m<sup>-3</sup>], sa température  $\tilde{T}_g$  [K], sa pression  $\bar{p}_g$  [Pa] et sa masse molaire  $M_g$  [kg.mol<sup>-1</sup>]. Ces grandeurs sont reliées entre elles grâce à la constante des gaz parfaits  $R = 8.314$  [J.mol<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>] :

$$\overline{p_g} = \overline{\rho_g} \cdot \tilde{T}_g \cdot \frac{R}{M_g} \quad (2.5)$$

De plus, on peut également introduire la constante des gaz parfaits associée au gaz considéré  $R_g$  [J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>], définie telle que

$$R_g = \frac{R}{M_g} \quad (2.6)$$

La pression de la phase gazeuse s'exprime alors

$$\overline{p_g} = \overline{\rho_g} \cdot \tilde{T}_g \cdot R_g \quad (2.7)$$

Dans notre cas d'étude, la phase gazeuse est constituée de deux éléments seulement, l'air, indicé en a, et la vapeur d'eau, indicée en v. On peut alors introduire, leurs masses molaires respectives  $M_a$  [kg.mol<sup>-1</sup>] et  $M_v$  [kg.mol<sup>-1</sup>], ainsi que leurs fractions massiques respectives  $\gamma_a$  [-] et  $\gamma_v$  [-]. Ces dernières sont reliées par la relation suivante :

$$\gamma_a = 1 - \gamma_v \quad (2.8)$$

Finalement, on peut également exprimer la masse molaire du gaz en fonction des fractions massiques de chaque espèce.

$$M_g = \frac{1}{\left(\frac{\gamma_a}{M_a} + \frac{\gamma_v}{M_v}\right)} \quad (2.9)$$

En utilisant les notations d'Einstein, la décomposition de Reynold et la moyenne de Favre présentées précédemment, on peut à présent écrire les équations de Navier-Stokes.

Tout d'abord, l'équation de conservation de masse est telle que

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_g}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_g} \cdot \widetilde{u_{i,g}}) = 0 \quad (2.10)$$

Avec  $\widetilde{u_{i,g}}$  [m.s<sup>-1</sup>] la i-ème composante du champ de vitesse  $\widetilde{u_g}$  [m.s<sup>-1</sup>] pour la phase gazeuse considérée.

Ensuite, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_g} \cdot \widetilde{u_{i,g}}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_g} \cdot \widetilde{u_{i,g}} \cdot \widetilde{u_{j,g}}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{p_g} \cdot \delta_{ij}) \\ = \frac{\partial}{\partial x_i}(\tilde{\tau}_{ij,g}^v + \tilde{\tau}_{ij,g}^t) \end{aligned} \quad (2.11)$$

avec

- $\delta_{ij}$  [-] le symbole de Kronecker, qui vaut 1 si  $i = j$ , et 0 sinon
- $\tilde{\tau}_{ij,g}$  [kg.m<sup>-1</sup>.s<sup>-2</sup>] est le tenseur des contraintes visqueuses, dépendant de  $\mu_g$  [m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>] la viscosité dynamique du gaz, tel que :

$$\tilde{\tau}_{ij,g} = \mu_g \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x_j}(\widetilde{u_{i,g}}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\widetilde{u_{j,g}}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_k}(\widetilde{u_{k,g}}) \delta_{ij} \right) \quad (2.12)$$

- $\tilde{\tau}_{ij,g}^t$  [kg.m<sup>-1</sup>.s<sup>-2</sup>] est le tenseur des contraintes turbulentes, dépendant de  $\mu_{t,g}$  [m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>] la viscosité dynamique turbulente du gaz, tel que :

$$\begin{aligned} \tilde{\tau}_{ij,g}^t &= -\overline{\rho_g u_{i,g}'' u_{j,g}''} \\ &= \mu_{t,g} \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x_j}(\widetilde{u_{i,g}}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\widetilde{u_{j,g}}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_k}(\widetilde{u_{k,g}}) \delta_{ij} \right) \\ &\quad - \frac{1}{3} \overline{\rho_g u_{k,g}'' u_{k,g}''} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Finalement, l'équation de la conservation de l'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}_g \cdot \tilde{e}_g^{tot}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}_g \cdot \widetilde{u_{i,g}} \cdot \tilde{e}_g^{tot}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\widetilde{u_{i,g}} \cdot (\tilde{\tau}_{ij,g} + \tilde{\tau}_{ij,g}^t)) \\ - \frac{\partial}{\partial x_i}(\tilde{q}_{ij,g} + \tilde{q}_{ij,g}^t) = 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Avec :

- $\tilde{e}_g^{tot}$  [J.kg<sup>-1</sup>] l'énergie totale du fluide correspondant à la somme de la chaleur massique  $c_g$  [J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>] et de l'énergie cinétique interne, tel que :

$$\tilde{e}_g^{tot} = c_g \cdot \tilde{T}_g + \frac{\tilde{u}_{i,g} \cdot \tilde{u}_{i,g}}{2} + \frac{\widetilde{u_{i,g}'' u_{i,g}''}}{2} \quad (2.15)$$

avec

- $\tilde{q}_{ij,g}$  [W.m<sup>-2</sup>] les échanges de chaleur induits par les effets visqueux, calculés à partir de la chaleur massique à pression constante  $c_{pression,g}$  [J.K<sup>-1</sup>.kg<sup>-1</sup>], le nombre de Prandtl  $Pr_g$  [-], la température  $\tilde{T}_g$  [K] et la viscosité dynamique  $\mu_g$  [m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>], en utilisant la loi de Fourier :

$$\tilde{q}_{ij,g} = c_{pression,g} \cdot \frac{\mu_g}{Pr_g} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i}(\tilde{T}_g) \quad (2.16)$$

- $\tilde{q}_{ij,g}^t$  [W.m<sup>-2</sup>] les échanges de chaleur induits par les effets turbulents, calculés de la même manière, en utilisant cette fois-ci le nombre de Prandtl adapté à un écoulement turbulent  $Pr_{t,g}$  [-] et la viscosité dynamique turbulente  $\mu_{t,g}$  [m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>], en utilisant la loi de Fourier :

$$\tilde{q}_{ij,g}^t = c_{pression,g} \cdot \frac{\mu_{t,g}}{Pr_{t,g}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i}(\tilde{T}_g) \quad (2.17)$$

À ces équations de conservation, on ajoute deux équations de transport, une pour chacune des phases de gaz, pour l'air et pour la vapeur d'eau. Celles-ci dépendent du nombre de Schmidt  $\sigma_g = 1$  [-] et du nombre de Schmidt turbulent  $\sigma_{t,g} = 0.9$  [-] pour le gaz (Khou, Ghedhaïfi, Vancassel, & Garnier, 2015) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_g} \cdot \tilde{\gamma}_v) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_g} \cdot \widetilde{u_{i,g}} \cdot \tilde{\gamma}_v) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \frac{\mu_g}{\sigma_g} + \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_{t,g}} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i}(\tilde{\gamma}_v) \right) \\ = -\overline{\omega}_{glace} \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho_g} \cdot \tilde{\gamma}_a) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho_g} \cdot \widetilde{u_{i,g}} \cdot \tilde{\gamma}_a) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \frac{\mu_g}{\sigma_g} + \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_{t,g}} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i}(\tilde{\gamma}_a) \right) = 0 \quad (2.19)$$

Ces équations sont similaires pour la vapeur d'eau et pour l'air, à un terme de transformation en glace  $\overline{\omega}_{glace}$  [kg.s<sup>-1</sup>] près, dans le cas de la vapeur d'eau. Ce terme permet de faire le lien entre la microphysique et la dynamique du jet, en ayant un impact sur la saturation en eau liquide et en glace dans le domaine. Il sera présenté plus en détail dans une partie suivante (2.4.2).

### 2.1.3 Modèle de turbulence

Dans les équations présentées dans la partie précédente, la turbulence est prise en compte grâce au tenseur des contraintes turbulentes, ou tenseur de Reynolds,  $\tilde{\tau}_{ij,g}^t = -\overline{\rho_g u_{i,g}'' u_{j,g}''}$ . D'après l'hypothèse de Boussinesq (1877), le tenseur de Reynolds est dépendant du taux de déformation instantanée dans le fluide  $S_{ij}$  [s<sup>-1</sup>] et de l'énergie cinétique turbulente  $k$  [m<sup>2</sup>.s<sup>-2</sup>], tel que :

$$\tilde{\tau}_{ij,g}^t = 2\mu_{t,g} \cdot \left( S_{ij} - \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial x_k}(\tilde{u}_{k,g})\delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \cdot \overline{\rho_g} k \delta_{ij} \quad (2.20)$$

avec

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_{i,g}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_{j,g}) \right) \quad (2.21)$$

$$k = \frac{1}{2} \widetilde{u_{k,g}'' u_{k,g}''} \quad (2.22)$$

Après substitution, on retrouve la formule présentée dans la partie précédente :

$$\begin{aligned} \tilde{\tau}_{ij,g}^t = & \mu_{t,g} \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_{i,g}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_{j,g}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_{k,g}) \delta_{ij} \right) \\ & - \frac{1}{3} \overline{\rho_g} \widetilde{u_{k,g}'' u_{k,g}''} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Cependant, deux grandeurs restent inconnues dans ces équations, à savoir la viscosité turbulente  $\mu_{t,g}$  [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ] et l'énergie cinétique turbulente  $k$  [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ]. Leur évaluation directe à partir des équations de Navier-Stokes est impossible en raison, notamment, de la nature chaotique de la turbulence. Il est donc nécessaire de recourir à un modèle de turbulence, dont le rôle est de décrire le comportement de ces termes supplémentaires, pour déterminer leur comportement, et fermer ainsi le problème.

Différents modèles existent dans la littérature pour caractériser la turbulence dans l'écoulement d'un jet. Ils reposent majoritairement sur deux approches de base : le modèle  $k - \varepsilon$  (Jones & Launder, 1972) et le modèle  $k - \omega$  (Wilcox, 1988). Ces modèles introduisent deux équations de transport supplémentaires dans le système : une pour l'énergie cinétique turbulente  $k$  [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ ], et une pour son taux de dissipation  $\varepsilon$  [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ], dans le modèle  $k - \varepsilon$ , ou une pour sa dissipation spécifique  $\omega$  [ $\text{s}^{-1}$ ], dans le modèle  $k - \omega$ . Le modèle  $k - \varepsilon$  est généralement considéré comme robuste et polyvalent, il est utilisable dans de très nombreux problèmes. À l'inverse, le modèle  $k - \omega$  est particulièrement adapté pour des écoulements turbulents, principalement avec un nombre de Reynolds bas, pour modéliser un fluide dans une machinerie ou un moteur, par exemple, lorsque la modélisation fine de la turbulence est requise.

Pour cette étude, il est nécessaire d'utiliser un modèle capable de modéliser au mieux les tourbillons, sans pour autant exagérer les effets visqueux. Une solution consiste à combiner les avantages des deux modèles présentés précédemment, tout en limitant leurs inconvénients. Ce modèle hybride, proposé par (Menter, 1994), est le  $k - \omega SST$  (*Shear Stress Transport*), utilisé dans ses études par (Annunziata, Bonne, & Garnier, 2025). Il constitue un choix particulièrement adapté, en reprenant le modèle  $k - \omega$  proche des parois, pour considérer l'aspect tourbillonnaire, et le modèle  $k - \varepsilon$  en écoulement libre, plus stable que le modèle  $k - \omega$ , qui est jugé trop sensible dans ces zones. Ainsi, le modèle  $k - \omega SST$  combine la précision du premier avec la robustesse du second, ce qui en fait une approche largement utilisée pour les écoulements aérodynamiques complexes, tels que ceux étudiés dans ce travail.

Dans ce modèle, la viscosité dynamique est définie comme

$$\mu_{t,g} = \frac{a_1 \cdot k}{\max(a_1 \cdot \omega; |\Omega| \cdot F_2)} \quad (2.24)$$

Avec  $\Omega$  [ $s^{-1}$ ] la vorticité et  $F_2$  [-] un coefficient défini tel que

$$F_2 = \tanh \left( \left( \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega \cdot y}; \frac{500\mu}{y^2 \cdot \omega} \right) \right)^2 \right) \quad (2.25)$$

avec  $y$  [m] la distance à la surface la plus proche et  $\mu$  la viscosité [ $m^2.s^{-1}$ ];

L'équation de transport de l'énergie cinétique  $k$  est définie comme

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t}(k) + \widetilde{u_{i,g}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(k) \\
& = P_k - \beta^* \cdot k \cdot \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \cdot \mu_{t,g}) \frac{\partial}{\partial x_j}(k) \right]
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Avec  $P_k$  un terme de production défini tel que

$$P_k = \min \left( \tilde{\tau}_{ij,g}^t \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{u}_{i,g}); 10\beta^* \cdot k \cdot \omega \right) \tag{2.27}$$

L'équation de transport du taux de dissipation spécifique  $\omega$  est définie comme

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t}(\omega) + \widetilde{u_{i,g}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(\omega) \\
& = \alpha \cdot S_{ij}^2 - \beta \cdot \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \cdot \mu_{t,g}) \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(\omega) \right] \\
& + 2(1 - F_1) \cdot \sigma_{\omega 2} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(k) \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(\omega)
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Avec  $S_{ij}$  [s<sup>-1</sup>] le taux de déformation instantanée dans le fluide et  $F_1$  [-] un coefficient tel que

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \cdot \omega \cdot y}; \frac{500\mu}{y^2 \cdot \omega} \right); \frac{4\sigma_{\omega 2} \cdot k}{CD_{kw} \cdot y^2} \right] \right\}^4 \right\} \tag{2.29}$$

Avec  $CD_{kw}$  la partie positive du terme de diffusion croisée (dernier terme ici) de l'équation de transport du taux de dissipation spécifique, c'est-à-dire

$$CD_{kw} = \max \left( 2\rho \cdot \sigma_{\omega 2} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(k) \cdot \frac{\partial}{\partial x_j}(\omega); 10^{-20} \right) \tag{2.30}$$



Dans cette partie, les coefficients indicés avec 1 et 2 sont issus de deux modèles de turbulence, respectivement le modèle  $k - \omega$  (Wilcox, 1988) et le modèle  $k - \varepsilon$  standard (Jones & Launder, 1972). Les constantes non indicées sont une combinaison linéaire de ces coefficients, tel que

$$\phi = \phi_1 \cdot F_1 + (1 - F_1) \cdot \phi_2 \quad (2.31)$$

Finalement, les valeurs des coefficients présentés dans cette partie, dans les équations constituant le modèle  $k - \omega$  SST, sont listés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 2-1. Coefficients du modèle de turbulence  $k - \omega$  SST

Issus du modèle $k - \omega$	Issus du modèle $k - \varepsilon$ standard
$\alpha_1 = 5/9$	$\alpha_2 = 0,44$
$\beta_1 = 0,075$	$\beta_2 = 0,0828$
$\sigma_{k1} = 0,5$	$\sigma_{k2} = 1$
$\sigma_{\omega1} = 0,5$	$\sigma_{\omega2} = 0,586$
$\beta^* = 0,09$	

#### 2.1.4 Dynamique tourbillonnaire

Les équations de Navier Stokes présentées dans la partie précédente permettent de modéliser l'écoulement du jet en sortie du moteur, ainsi que l'air ambiant environnant. Toutefois, l'étude du seul panache propulsif ne suffit pas à décrire l'ensemble des phénomènes aérodynamiques dans le cadre d'une configuration moteur-aile, et plus particulièrement le tourbillon marginal induit par le passage de l'air au niveau de la pointe de l'aile.

On définit pour cela le vecteur vorticité  $\omega_g$  [ $s^{-1}$ ] comme le rotationnel de la vitesse :

$$\omega_g = \nabla \times \tilde{u}_g \quad (2.32)$$

Les composantes de la vorticité sont alors directement liées à celles de la vitesse telles que :

$$\omega_{i,g} = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_{k,g}) \quad (2.33)$$

avec  $\varepsilon_{ijk}$  [-] le symbole de Levi-Civita, qui vaut 1 si ses indices sont ordonnés de manière paire, -1 s'ils le sont de manière impaire, et 0 si au moins deux indices sont identiques.

De plus, on introduit la notion de circulation  $\Gamma$ , définie comme l'intégrale curviligne de la vitesse du champ fluide le long d'un contour fermé  $C(t)$ , c'est-à-dire

$$\Gamma = \oint_{C(t)} u \cdot dl \quad (2.34)$$

En appliquant le théorème de Stokes et en utilisant une surface  $S$  appuyée sur le contour  $C(t)$ , on a

$$\Gamma = \oint_{C(t)} u_{i,g} dx_i = \int_S \omega_{i,g} n_i \cdot dS \quad (2.35)$$

Avec  $\omega$  [ $s^{-1}$ ] la vorticité du fluide et  $n$  le vecteur unitaire normal à l'élément de surface élémentaire  $dS$  [ $m^2$ ].

Ainsi, la vorticité du fluide sera un paramètre de l'écoulement à observer afin de suivre et quantifier l'influence du tourbillon sur le jet.

On définit également le tenseur de vorticité  $\Omega$  [ $s^{-1}$ ], lié à la vorticité et donc à la vitesse, tel que :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_{i,g}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_{j,g}) \right) \quad (2.36)$$

En combinant le tenseur de vorticité  $\Omega$  avec celui des déformations instantanées  $S$  présenté dans la partie précédente, on obtient le critère  $Q$ , qui permet de visualiser les effets tourbillonnaires :

$$Q_{crit} = \frac{1}{2} \cdot (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (2.37)$$

Ainsi, lorsque ce paramètre est positif, cela signifie que les effets tourbillonnaires sont majoritaires, alors qu'à l'inverse, lorsqu'il est négatif, ces effets sont négligeables, et la déformation locale domine.

De la même manière, on utilisera la méthode Lambda2 (ou  $\lambda_2$ ) pour mettre en avant les zones tourbillonnaires. Elle est définie à partir de la matrice  $\Omega^2 + S^2$ , dont les valeurs propres sont  $\lambda_1, \lambda_2$  et  $\lambda_3$ , définies telles que  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ . La valeur propre médiane  $\lambda_2$  permet de mettre en avant les vortex locaux.

## 2.2 Discrétisation spatiale

Le maillage correspond au modèle géométrique discrétisé utilisé pour la simulation numérique, dans le but de représenter la géométrie étudiée. Sa définition repose sur le choix d'une stratégie de découpage de l'espace adaptée à la fois à la physique du problème et aux capacités de calcul disponibles. Un maillage trop grossier ne permet pas de capturer avec précision les gradients locaux dans les zones critiques, entraînant une description moins fidèle de l'écoulement.    l'inverse, un maillage trop raffiné comportera un nombre très important de cellules, augmentant fortement le coût de calcul de la simulation et les ressources nécessaires.

### 2.2.1 Méthode de maillage

Le maillage sera construit selon la méthode des volumes finis, qui est la technique la plus répandue en mécanique des fluides numérique. Cette méthode consiste à diviser le domaine de calcul, en un ensemble de volumes de contrôle (appelés aussi cellules finies ou mailles) dans lesquels les équations de conservation sont intégrées. Dans chaque maille, les grandeurs physiques, telles que la masse, la quantité de mouvement ou l'énergie, sont approximées tout en assurant leur conservation globale dans l'ensemble du domaine. L'ensemble de ces mailles forme alors le maillage de notre étude. Cette approche permet également d'adapter le niveau de raffinement à la complexité locale de l'écoulement, notamment dans les zones proches des parois, dans la couche limite et dans les régions avec de forts gradients.

Le schéma de maillage correspond à la méthode employée pour l'approximation des solutions au sein des volumes de contrôles. Dans StarCCM+, le schéma d'interpolation choisi est celui de l'amont (*upwind* en anglais) de second ordre. Ce schéma consiste à estimer les flux à travers chaque interface de mailles à partir des valeurs connues dans la maille en amont de l'écoulement, ce qui garantit la stabilité numérique de la solution. L'utilisation d'un développement au second ordre permet de réduire les erreurs de troncature par rapport à un schéma d'ordre un. Toutefois, ce type de schéma nécessite parfois un raffinement dans les régions de forts gradients, pour limiter la diffusion numérique.

De plus, le maillage sera dans un premier temps généré de manière grossière, afin de ne représenter que l'appareil et son environnement immédiat, et sera par la suite raffiné progressivement grâce à l'outil de maillage adaptatif AMR (*Adaptive Mesh Refinement* dans StarCCM+). Ce raffinement itératif permet d'obtenir un maillage optimisé, avec des raffinements seulement dans les zones nécessaires, et cela pour réduire le nombre total de cellules finies. Cette fonction sera détaillée ultérieurement, en même temps que la présentation des paramètres de simulation adoptés.

### 2.2.2 Couche limite

La viscosité de l'air ambiant engendre de forts gradients de vitesse à proximité des parois, entre l'air en écoulement libre, et l'air « collé » à la surface, dont la vitesse est très faible. Pour modéliser correctement ces gradients, une attention particulière doit être portée à ces zones. Dans les logiciels de CFD, notamment StarCCM+, cela se traduit par l'utilisation de couches de cellules prismatiques parallèles à la paroi, dont la hauteur augmente progressivement selon un coefficient d'étirement, défini comme le rapport entre la hauteur de deux cellules successives à proximité de la paroi.

L'utilisation des lois des parois est une méthode courante pour caractériser la vitesse en proche paroi. Elles permettent de caractériser la vitesse adimensionnelle  $U^+$  [-] au voisinage de la paroi, en fonction de la distance adimensionnelle au premier nœud de la paroi  $Y^+$  [-]. Ces paramètres sont définis comme suivant :

$$Y^+ = \frac{\overline{\rho_g} u_\tau y_p}{\mu_g} \quad (2.38)$$

$$U^+ = \frac{\widetilde{u_{l,g}}}{u_\tau} \quad (2.39)$$

avec  $y_p$  [m] la distance normale au premier nœud et  $u_\tau = \sqrt{\tau_p/\rho}$  [m.s<sup>-1</sup>] la vitesse de friction tangentielle, qui dépend du cisaillement appliqué sur la paroi  $\tau_p$  [N].

La couche limite peut être divisée en 3 zones distinctes : la sous-couche visqueuse ( $Y^+ < 5$ ), la région transitoire ( $5 < Y^+ < 30$ ) et la région logarithmique ( $30 < Y^+ < 200$ ). On retrouve une loi des parois pour chacune de ces zones.

Tout d'abord, pour la sous-couche visqueuse, c'est-à-dire  $Y^+ < 5$ , la vitesse varie linéairement par rapport à la distance à la paroi, on a alors

$$Y^+ = U^+ \quad (2.40)$$

Ensuite, pour la zone transitoire, ou zone tampon, c'est-à-dire pour  $5 < Y^+ < 30$ , on utilise le modèle de (Ricou & Spalding, 1961) pour déterminer la distance à la paroi en fonction de la vitesse de l'écoulement :

$$Y^+ = U^+ + 0.1108 \cdot \left( e^{0.4 \cdot U^+} - 1 - 0.4 \cdot U^+ - \frac{(0.4 \cdot U^+)^2}{2!} - \frac{(0.4 \cdot U^+)^3}{3!} \right) \quad (2.41)$$

Enfin, dans la région logarithmique, c'est-à-dire pour  $30 < Y^+ < 200$ , la vitesse de l'écoulement suit un profil logarithmique lié à la distance à la paroi, tel que :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(E \cdot Y^+) \quad (2.42)$$

Avec  $\kappa = 0.4187$  [-] la constante de von Kàrmàn et  $E = 9.793$  [-] un coefficient empirique (Versteeg & Malalasekera, 2007).

L'utilisation de ces trois modèles de modélisation de la couche limite, selon la distance à la paroi, permettra de valider les choix qui seront faits dans le paramétrage de cette étude, et présentés dans la partie suivante.

### 2.3 Discrétisation temporelle

Le modèle RANS présenté précédemment permet d'approcher une solution dynamique du système étudié dans un cadre stationnaire. Cependant, pour étudier la microphysique des particules et la dynamique des tourbillons, il est nécessaire d'étudier le régime instationnaire. Une fois que la dynamique du modèle aura convergé en régime stationnaire, c'est-à-dire lorsqu'aucune variation notable n'est observée, il peut être utilisé comme condition initiale pour la simulation instationnaire. En conservant les équations précédentes et en intégrant le

facteur temporel, on obtient un modèle URANS. Ce facteur temporel est introduit sous la forme d'un pas de temps réel  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ , correspondant à la moitié du pas de temps pour le solveur lagrangien ( $\Delta t_{\text{lagrangien}} = 10^{-3} \text{ s}$ ), nécessaire pour coupler correctement avec la microphysique. Le choix de  $\Delta t$  sera expliqué dans la section suivante.

Une étude de l'ordre de grandeur de la complexité des calculs à effectuer indique qu'il est lié au rapport entre le temps physique étudié et le pas de temps utilisé pour l'atteindre. Le temps convectif, ou temps physique total correspond au temps nécessaire pour une particule émise au niveau du moteur à  $t = 0 \text{ s}$  pour atteindre la fin du domaine, à la vitesse de l'écoulement environnant, signifiant ainsi que la solution est disponible en tout point de l'espace. Son ordre de grandeur sera détaillé dans la partie suivante, car il dépend de la géométrie choisie, mais il sera pris égal à 4,2 secondes.

## 2.4 Modélisation de la microphysique

Le modèle de microphysique utilisé dans cette étude est inspiré du travail initial de (Cantin, 2018) et de son développement ultérieur par (Georgelin, 2024). Cette section se propose, dans un premier temps, de présenter les hypothèses fondamentales retenues pour la mise en place de ce modèle. Dans un second temps, le fonctionnement global du modèle sera détaillé, ainsi que les paramètres et équations qui le régissent.

### 2.4.1 Hypothèses de la microphysique

La microphysique menant à la formation des traînées de condensation est assimilée à une phase dispersée, constituée de parcelles, c'est-à-dire des groupements de particules. Cette phase est constituée de suie, d'eau liquide et d'eau sous forme de glace, et est injectée dans l'écoulement depuis le jet primaire issu du moteur.

Les particules de suies ont des rayons compris entre 5 et 50 nm, avec une moyenne géométrique de  $r_{\text{suie}} = 20 \text{ nm}$ . Ces particules sont en fait une agrégation de plusieurs particules de l'ordre

du nanomètre, ce qui leur donne une forme fractale irrégulière. Les phénomènes d'activation, entre autres paramètres, dépendent de la géométrie des particules de suie. Dans ce modèle de microphysique, qui a pour but une représentation intermédiaire de la réalité physique, les particules seront supposées sphériques, pour faciliter la modélisation.

De plus, on considèrera que les propriétés physiques d'une particule correspondent aux propriétés physiques du domaine à la position donnée. Les effets de la pesanteur sur une particule seront négligés en raison de leur masse très faible ( $\cong 10^{-24} \text{ kg}$ ), rendant leur énergie potentielle associée négligeable devant l'énergie d'agitation thermique. Les interactions entre les particules seront également négligées en raison de leur taille, de l'ordre du nanomètre. Enfin, les interactions de coagulations et d'agrégation ne seront pas prises en compte non plus, à cause de l'ordre de grandeur du temps ( $10^3 \text{ s}$ ) nécessaire à leur mise en évidence (Garnier et al., 1997 ; Unterstrasser & Sölch, 2014). Les particules seront donc soumises uniquement au gradient de vitesse et à la direction du fluide, comme des traceurs de l'écoulement.

La revue de littérature a permis de présenter deux mécanismes de formation des cristaux de glace : la nucléation homogène et la nucléation hétérogène. Pour un jet propulsif, la nucléation homogène est rare, on considèrera donc seulement la nucléation hétérogène, sur les particules de suies.

#### **2.4.2 Définition du modèle**

Dans un premier temps, cette section présentera les paramètres globaux du modèle de microphysique, ainsi que son fonctionnement général. Ensuite, les deux modèles spécifiques de (Kärcher et al., 2015) et (N. Fukuta & Walter, 1970) seront détaillés. Enfin, le lien et l'intégration du modèle microphysique avec l'aérodynamique sera exposé.



### 2.4.2.1 Introduction au modèle global

On commencera dans cette partie par définir différentes grandeurs pertinentes pour la définition du modèle. Celles-ci sont toutes reliées à la température de la particule  $\tilde{T}_p$ , correspondant également à la température du gaz environnant, d'après les hypothèses.

L'humidité relative est un critère important dans la formation des cristaux de glace, et elle est associée à la saturation liquide  $S_{liq}$  [-]. On pourra également définir une saturation solide, liée à la glace  $S_{glace}$  [-]

$$S_{liq} = \frac{p_v}{p_{v,liq}(\tilde{T}_p)} \quad (2.43)$$

$$S_{glace} = \frac{p_v}{p_{v,glace}(\tilde{T}_p)} \quad (2.44)$$

Avec  $p_v$  [Pa] la pression partielle de vapeur d'eau dans l'environnement de la particule, et  $p_{v,liq}(\tilde{T}_p)$  [Pa] et  $p_{v,glace}(\tilde{T}_p)$  [Pa] sont respectivement la pression de vapeur saturante et la pression de saturation par rapport à l'eau solide, ou glace (Murphy & Koop, 2005)

La pression partielle de vapeur d'eau est définie grâce à la pression dans l'environnement ambiant à la particule  $\tilde{p}_p$  [Pa] et la fraction molaire de la vapeur d'eau  $\tilde{Y}_{mol,v}$  [-] telle que

$$p_v = \tilde{Y}_{mol,v} \cdot \tilde{p}_p \quad (2.45)$$

Les pressions de vapeur saturante  $p_{v,liq}(\tilde{T}_p)$  et la pression de saturation par rapport à la glace  $p_{v,glace}(\tilde{T}_p)$  sont définies par (Murphy & Koop, 2005) comme

$$\begin{aligned}
p_{v,liq}(\tilde{T}_p) = & \exp \left( 54,842763 - \frac{6763,22}{\tilde{T}_p} - 4,21 \times \ln(\tilde{T}_p) \right. \\
& + 0,000367 \times \tilde{T}_p \\
& + \tanh \left( 0,0415 \times (\tilde{T}_p - 218,8) \right) \\
& \times \left( 53,878 - \frac{1321,22}{\tilde{T}_p} - 9,44523 \times \ln(\tilde{T}_p) \right. \\
& \left. \left. + 0,014025 \times \tilde{T}_p \right) \right)
\end{aligned} \tag{2.46}$$

$$\begin{aligned}
p_{v,glace}(\tilde{T}_p) = & \exp \left( 9,550426 - \frac{5723,265}{\tilde{T}_p} + 3,53068 \times \ln(\tilde{T}_p) \right. \\
& \left. - 0,00728332 \times \tilde{T}_p \right)
\end{aligned} \tag{2.47}$$

Finalement, le taux de refroidissement d'une particule  $\dot{T}_p$  correspond à sa variation de température, sa diminution dans notre cas d'étude, telle que

$$\dot{T}_p = \frac{\partial \tilde{T}_p}{\partial t} \tag{2.48}$$

Le fonctionnement général de ce modèle microphysique se base sur l'utilisation de deux modèles, qui s'occupent chacun d'un cas de croissance des particules. En effet, la formation des cristaux de glace sur les particules de suies peut se décomposer en deux parties : la condensation d'eau autour de la suie, puis la transformation d'eau liquide en glace, chacune représentée par un modèle.

Tout au long du processus, la température est considérée comme décroissante, entre sa température initiale au centre du jet du moteur et le moment où elle retrouve un équilibre avec la température de l'atmosphère ambiante. Tout d'abord, avec la diminution de la température

ambiante, la saturation en eau liquide augmente jusqu'à atteindre, et dépasser,  $S_{liq} = 1$  [-], c'est-à-dire lorsque l'environnement est saturé en eau liquide. À partir de ce seuil, on considèrera la particule activée, c'est-à-dire que son rayon a atteint un seuil d'activation et que l'eau pourra se condenser sur sa surface. L'évolution du rayon est alors donnée par le modèle de (Kärcher et al., 2015). Lorsque la saturation de l'environnement redescend en dessous du seuil de 1, la croissance des particules s'arrête. Et lorsque la température de congélation est atteinte ( $T_p^* \approx 231 K$ ), l'eau condensée se solidifie, puis la croissance de la particule s'effectue par condensation de glace sur la particule, selon le modèle de (N. Fukuta & Walter, 1970). Même si ce second modèle peut paraître ancien, il est en réalité très robuste et utilisé dans de nombreux cas d'étude similaires.

#### 2.4.2.2 Modèle de croissance liquide (Kärcher et al., 2015)

Les équations présentées jusqu'à maintenant sont toujours valides. L'indice  $p$  utilisé dans cette partie permet d'exprimer une grandeur liée à une particule.

D'après la théorie de Köhler, la barrière Kelvin correspond à la quantité d'eau dans l'environnement qu'il est nécessaire de franchir pour que l'eau puisse se condenser sur les particules de suies. On définit alors  $r_{act}$  le rayon d'activation, tel que pour toute particule de rayon  $r_p > r_{act}$ , la particule sera considérée comme activée, et le processus de condensation peut être considéré (Kärcher et al., 2015). La saturation en eau liquide sera donc le paramètre qui permettra d'évaluer l'activation d'une particule de suie.

$$\ln(S_{liq}) = \sqrt{\frac{(r_k/r_{act})^3}{54 \cdot k_{sol}}} \quad (2.49)$$

Avec  $k_{sol}$  [-] le paramètre de solubilité ou hygroscopicité (dans le cas d'une particule de suie,  $k_{sol} = 0,005$ ) et  $r_{k sol} = 10^{-9} m$  le rayon de Kelvin.

On a alors  $\lim_{r \rightarrow \infty} S_{activation} = 1$  et  $\lim_{r \rightarrow 0} S_{activation} = \infty$ , c'est-à-dire que plus le rayon de la particule est faible ( $r_{suie} < 4 \cdot 10^{-9} m$ ), plus la quantité d'eau nécessaire à sa condensation initiale est élevée, et à l'inverse, plus le rayon est grand ( $r_{suie} > 4 \cdot 10^{-9} m$ ), plus l'activation sera possible par une faible quantité d'eau.

Lorsque la saturation de la particule atteint la valeur de la saturation d'activation, elle est considérée comme activée. Le modèle de Kärcher permet de caractériser l'évolution de son rayon tel que :

$$4\pi r_p^2 \cdot \frac{\partial r_p}{\partial t} = V_{H_2O} \cdot \mathcal{J}_p \quad (2.50)$$

avec  $V_{H_2O}$  [m<sup>3</sup>] le volume d'une molécule d'eau dans de l'eau surfondue, défini grâce à la masse molaire de la molécule  $M_{H_2O}$  [kg.mol<sup>-1</sup>], le nombre d'Avogadro  $\mathcal{N}_a = 6,022 \cdot 10^{23}$  [-]

$$V_{H_2O} = \frac{M_{H_2O}}{\rho_{liq} \cdot \mathcal{N}_a} \quad (2.51)$$

et  $\mathcal{J}_p$  [s<sup>-1</sup>] le flux de molécule d'eau pour la particule considérée, en prenant en compte la vitesse moyenne thermique  $v_{H_2O}$  [m.s<sup>-1</sup>], le coefficient d'accommodation  $a_{H_2O}$  [-] et le coefficient de diffusion  $D_v$  [m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>] d'une molécule d'eau, ainsi que la concentration de molécule d'eau à la limite de saturation  $n_{H_2O}^{sat}$  [m<sup>-3</sup>] (Pruppacher & Klett, 1998) :

$$\mathcal{J}_p = \frac{\pi r_p^2 \cdot a_{H_2O} \cdot v_{H_2O} \cdot S_{liq} \cdot n_{H_2O}^{sat}}{1 + \frac{r_p \cdot a_{H_2O} \cdot v_{H_2O}}{4D_v}} \quad (2.52)$$

En prenant  $a_{H_2O} = 1$  et la constante des gaz parfaits  $R = 8,314$ ,

$$\nu_{H_2O} = \sqrt{\frac{8R \cdot \tilde{T}_p}{\pi M_{H_2O}}} \quad (2.53)$$

De plus, la pression de vapeur saturante doit être utilisée pour obtenir la concentration de molécule à la saturation :

$$n_{H_2O}^{sat} = \frac{P_{v,liq} \cdot \mathcal{N}_a}{R \cdot \tilde{T}_p} \quad (2.54)$$

$$D_v = \left( 0,211 \times \left( \frac{\tilde{T}_p}{273,15} \right)^{1,94} \times \frac{1,013 \times 10^{-5}}{\bar{p}_g} \right) \times 10^{-4} \quad (2.55)$$

La saturation liquide sera surveillée tout au long du processus de condensation, pour s'assurer qu'elle ne diminue pas en dessous de 1. De même, la température devra rester au-dessus de la température de congélation  $T_p^*$ . Si l'un de ces deux critères n'est plus respecté, le processus de croissance de la couche liquide sur la particule s'arrête. En effet, soit la phase liquide se transformera en glace, soit il lui sera impossible de croître encore, la saturation liquide étant trop faible.

La température de congélation est définie comme

$$T_p^* = \frac{1}{a_1} \cdot \left( \ln \left( \frac{a_1}{V_p} \cdot \frac{\partial \tilde{T}_p}{\partial t} \right) - a_2 \right) \quad (2.56)$$

Avec  $V_p$  [m<sup>3</sup>] le volume de particule et  $a_1 = -3,5714$  [K<sup>-1</sup>] et  $a_2 = 858,719$  [-] des coefficients tirés d'une approximation du taux de congélation (Riechers, Wittbracht, Hütten, & Koop, 2013).

### 2.4.2.3 Modèle de croissance solide (N. Fukuta & Walter, 1970)

Lorsque la température de la particule devient inférieure à la température de congélation présentée plus haut, le modèle considéré change. On suit alors la modèle de croissance solide de glace proposé par (N. Fukuta & Walter, 1970), les particules sont constituées de suie et de glace. Ce modèle sera utilisé pour mesurer la croissance des particules tant que la saturation de la glace ambiante sera supérieure à 1. Dans le cas contraire ( $S_{glace} \leq 1$ ), la croissance des particules s'arrête, la glace sublime, et la traînée de condensation formée s'amincit.

Les variations de la masse et du rayon des particules de glace sont définies dans ce modèle comme :

$$\dot{m}_p = \frac{\partial m_p}{\partial t} = \frac{4\pi \cdot \rho_p \cdot r_p \cdot (S_{glace} - A)}{(C_T \cdot A + C_\rho)} \quad (2.57)$$

$$\dot{r}_p = \frac{\partial r_p}{\partial t} = \frac{S_{glace} - A}{r_p \cdot (C_T \cdot A + C_\rho)} \quad (2.58)$$

avec  $C_T$  [-] et  $C_\rho$  [-] des coefficients déterminant la température et la densité de l'eau proche de la particule :

$$C_T = \frac{L_c^2 \cdot M_v \cdot \rho_p}{r_p \cdot k_g \cdot R \cdot \tilde{T}_p^2 \cdot f_{3\alpha}} \quad (2.59)$$

$$C_\rho = \frac{R \cdot \tilde{T}_p \cdot \rho_p}{p_v \cdot D_v \cdot M_v \cdot f_{3\beta}} \quad (2.60)$$

avec  $L_c$  [J.kg<sup>-1</sup>] la chaleur latente dépendante du changement d'état (de liquide à solide ou de solide à gazeux),  $p_v$  [Pa] la pression de saturation adaptée à l'état de l'eau,  $M_v$  [kg.mol<sup>-1</sup>] la

masse molaire de l'eau,  $\rho_p$  [kg.m<sup>-3</sup>] la masse volumique de la particule,  $k_g$  [W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>] la conductivité thermique,  $f_{3\alpha}$  [-] et  $f_{3\beta}$  [-] des facteurs de normalisation.

$$k_g = 0,0418 \times (5,69 \times 10^{-5} + (\tilde{T}_p - 273.15) \times 0,017 \times 10^{-5}) \quad (2.61)$$

$$f_{3\alpha} = \frac{r_p}{r_p + \frac{k_g \sqrt{2\pi \cdot M_a \cdot R \cdot \tilde{T}_p}}{\alpha \cdot p_a \cdot (c_{v,a} - \frac{R}{2})}} \quad (2.62)$$

$$f_{3\beta} = \frac{r_p}{r_p + \frac{D_v}{\beta} \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot M_v}{R \cdot \tilde{T}_p}}} \quad (2.63)$$

avec  $c_{v,a}$  [J.mol<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>] la chaleur massique de l'air à volume constant,  $\alpha$  [-] et  $\beta$  [-] respectivement le coefficient d'accommodation et le coefficient de condensation tels que  $\alpha = 0,68$  et  $\beta = 0,022$  (Norihiko Fukuta & Myers, 2007).

Les variations de masse et de dimension dépendent également de  $A$  [-], un coefficient correctif sur la saturation. Ce terme représente l'influence de l'effet Kelvin dû à une pression de saturation supérieure sur une surface courbée  $p_{v,courbe}$  [Pa] par rapport à une surface plane  $p_{v,plan}$  [Pa] :

$$A = \frac{p_{v,courbe}}{p_{v,plan}} = \exp\left(\frac{2\sigma_p \cdot M_v}{\rho_p \cdot r_p \cdot R \cdot \tilde{T}_p}\right) \quad (2.64)$$

avec  $M_v$  [kg.m<sup>-3</sup>] la masse molaire de l'eau,  $\rho_p$  [kg.m<sup>-3</sup>] et  $\sigma_p$  [J.m<sup>-2</sup>] respectivement la masse volumique et la tension surfacique de la particule.

#### 2.4.2.4 Couplage avec la dynamique

Comme présentés dans les hypothèses de la microphysique, les caractéristiques physiques d'une particule correspondent aux caractéristiques physiques de l'atmosphère l'environnant. Cette hypothèse est faite non seulement pour les propriétés statiques, comme la température ou la pression, mais également pour les propriétés dynamiques, comme la vitesse. En effet, la vitesse d'une particule sera considérée comme égale à celle de la phase gazeuse à la même position, sans prendre en compte de frottements, c'est à dire :

$$\frac{\partial x_p}{\partial t} = \tilde{u}_g \quad (2.65)$$

Afin de simuler l'influence de la variation de la quantité d'eau dans le milieu considéré, par condensation autour des particules de suies, on considère un terme d'échange  $\bar{\omega}_{glace}$  [kg.s<sup>-1</sup>], qui apparaissait dans l'équation de transport de vapeur d'eau présenté plus haut (2.1.2). Ce terme permettra alors de caractériser l'évolution de l'eau dans le milieu, et donc de modifier la saturation en eau et en glace.

$$\bar{\omega}_{glace} = n \cdot \sum_{p=1}^{N_{num}} \dot{m}_p \quad (2.66)$$

Avec  $N_{num}$  [-] le nombre de particules numériques et  $\dot{m}_p$  [kg.s<sup>-1</sup>] la variation temporelle de masse de chacune d'elles.

## 2.5 Visualisation des traînées de condensation

L'impact des traînées de condensation n'est pris en compte que lorsqu'elles sont visibles. En effet, leurs effets sur l'ERF dépendent directement de leur visibilité, c'est-à-dire de leur opacité. Pour quantifier ce phénomène, la notion d'épaisseur optique  $\tau_v$  [-] est introduite. Cette



grandeur caractérise l'opacité de la traînée de condensation, et permet de déterminer dans quelle mesure elle sera observable. L'épaisseur optique est définie comme telle :

$$\tau_v = \int_{-\infty}^{+\infty} \pi \cdot r_p^2 \cdot N_s \cdot Q_{ext}(r_p) dz \quad (2.67)$$

dépendant du rayon des particules  $r_p$  [nm], du nombre de particules émises  $N_s$  [-] et du coefficient d'extinction de Mie  $Q_{ext}$ [-]. Ce dernier est également lié au rayon des particules, mais également à la longueur d'onde utilisée :

$$Q_{ext} = 2 - \frac{4}{e} \cdot \left( \sin(e) - \frac{1 - \cos(e)}{e} \right) \quad (2.68)$$

Avec

$$e = \frac{4 \cdot \pi \cdot r_p \cdot (\mu_r - 1)}{\lambda_w} \quad (2.69)$$

Où  $\mu_r$  [-] est l'indice de réfraction du milieu considéré (pour la glace,  $\mu_r = 1,31$ ) et  $\lambda_w$  [nm] est la longueur d'onde étudiée (ici, pour la lumière visible, on prendra  $\lambda_w = 550 \text{ nm}$ ).

On considèrera qu'une traînée est visible dès lors que son épaisseur optique sera supérieure à 0,01 . Dans la suite de cette étude, une attention particulière sera donc portée au suivi de l'évolution des saturations liquide et solide des particules, impactant directement leur activation et l'évolution de leurs rayons. Finalement, l'étude se portera sur l'évolution de l'épaisseur optique dans les différents cas traités, comme le facteur déterminant pour l'impact environnemental des traînées de condensation.



## CHAPITRE 3

### CONFIGURATION DE LA SIMULATION ET DU MODÈLE DYNAMIQUE

Le modèle mathématique présenté dans le chapitre précédent est directement implémenté dans le logiciel commercial StarCCM+, tandis que la microphysique repose sur un code externe. Ce chapitre a pour objectif de présenter de manière concrète le modèle étudié et le paramétrage des simulations. Dans un premier temps, le modèle géométrique ainsi que le domaine fluide seront détaillés. Ensuite, les paramètres environnementaux et les conditions aux limites seront listés et justifiés. Sur la base des informations du chapitre précédent, la construction du maillage et le paramétrage du modèle microphysique seront expliqués en détail. Enfin, différentes vérifications seront effectuées afin de valider la simulation et le modèle développés.

#### 3.1 Modèle étudié et définition du domaine

Le modèle d'avion utilisé pour cette étude est inspiré du CRM (*Common Research Model*) développé par la NASA. Cet appareil se rapproche du Boeing 777 dans ses dimensions, environ 60 mètres d'envergure et 62 mètres de long. Ce modèle a été mis en place et documenté afin de développer une base de données en libre accès pour la recherche, à la fois expérimentale et numérique.

La géométrie qui sera utilisée dans cette étude est une version simplifiée du CRM, réduisant l'appareil à simplement une aile sur laquelle est fixée un moteur. La cabine peut en effet être supprimée dans le cadre de notre étude, son impact sur le jet étant en effet négligeable par rapport à celui des tourbillons issus du bout de l'aile (Megherbi, 2019). Les dimensions seront néanmoins conservées par un rallongement de l'aile, d'environ 8 m, pour obtenir une envergure équivalente. Dans un souci d'optimisation de calcul et en utilisant l'aspect symétrique du phénomène étudié, on considère seulement une aile, le domaine réel complet pouvant être obtenu par symétrie.

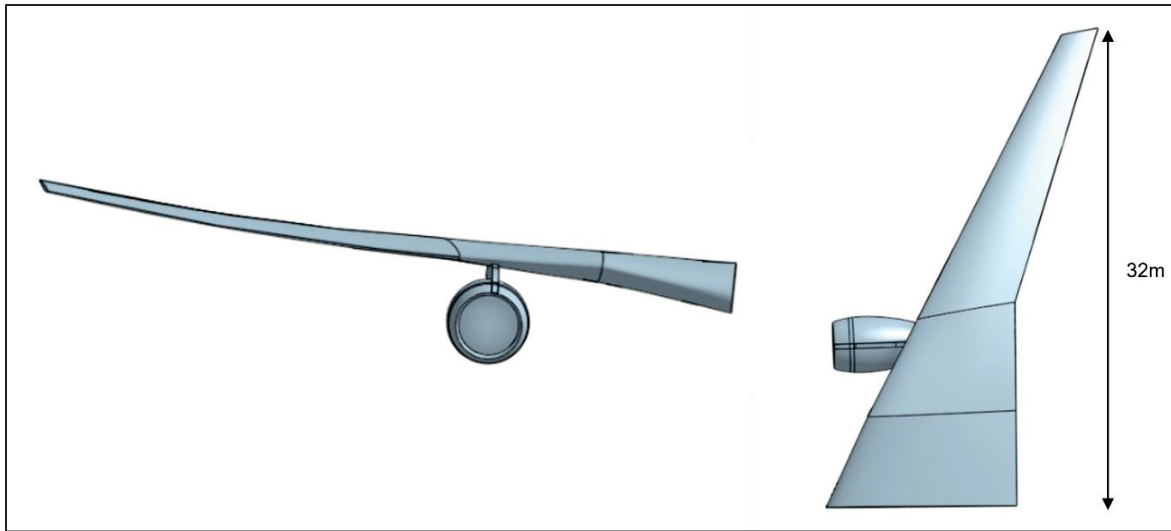


Figure 3.1. Illustration du modèle utilisé, vue de face (gauche) et de dessus (droite)

Le domaine de calcul, correspondant à l'air ambiant autour de l'appareil utilisé, est un parallélépipède rectangle. La surface d'entrée du domaine est un carré de dimension égale à un peu plus de deux envergures de la géométrie considérée, soit 70 mètres. L'ensemble {aile + moteur} est placé à une envergure derrière la face d'entrée, de sorte que le moteur soit situé à mi-hauteur du domaine. Laisser des espaces en amont et autour de l'aile permet de limiter d'éventuels effets de bord du domaine.

La longueur totale du domaine dépend de la limite imposée par StarCCM+, c'est-à-dire 1000 mètres, soit environ 960 mètres en aval du moteur. Cette distance permet d'étudier le panache jusqu'à environ 4,2 secondes après avoir été émis par le moteur. Ce temps est appelé le temps convectif, et sera détaillé plus tard, pour répondre à des questions d'optimisation temporelle et spatiale.

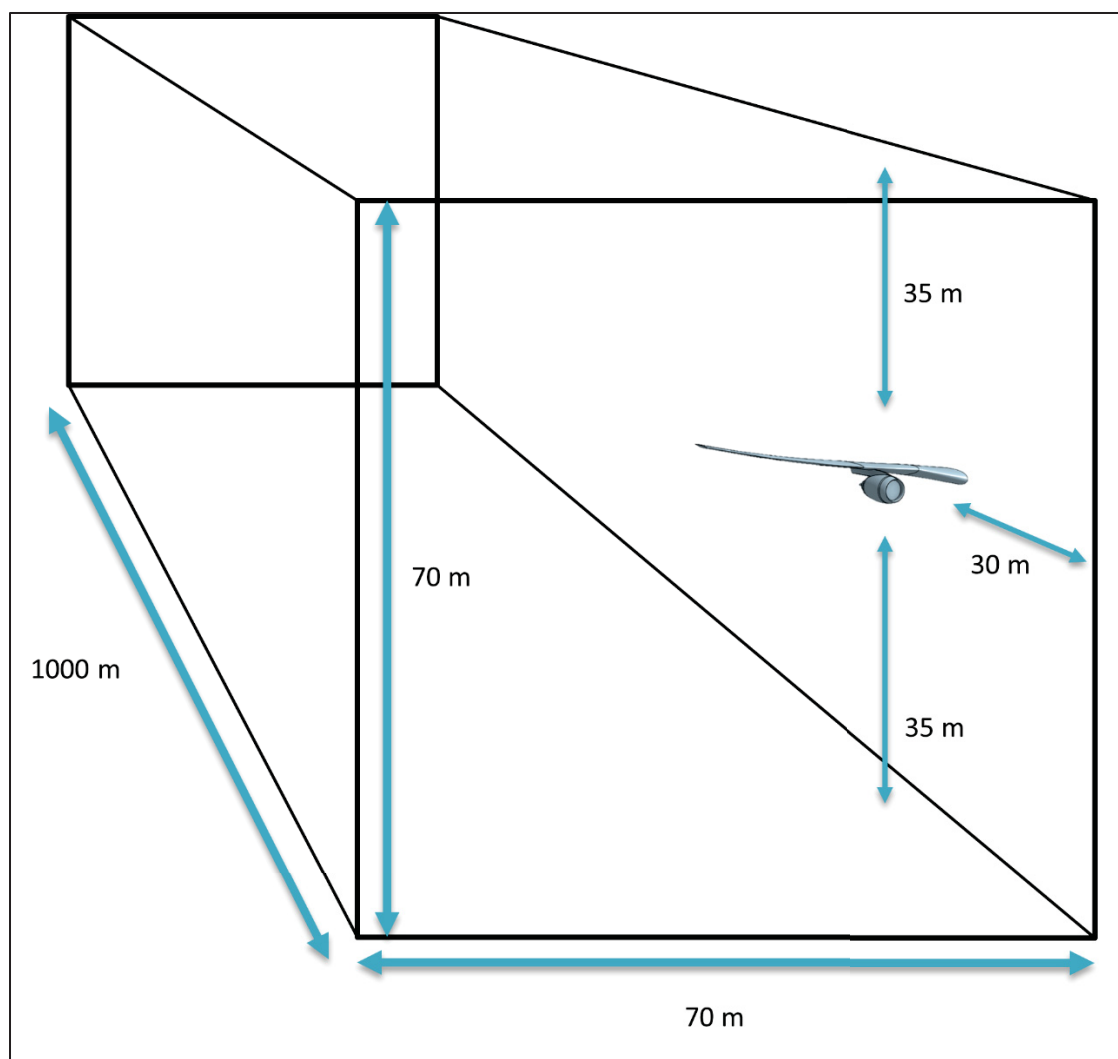


Figure 3.2. Schéma du domaine autour de l'appareil, à titre indicatif

## 3.2 Paramètres et conditions aux limites

### 3.2.1 Caractéristiques de l'atmosphère ambiante

La surface sur laquelle est fixée l'aile est modélisée comme un plan de symétrie. Bien qu'en réalité il n'existe pas d'interaction directe entre les tourbillons générés par les deux ailes d'un même appareil, pour les distances en aval considérées, cette simplification permet d'assurer une continuité physique cohérente avec la situation réelle. Toutes les autres surfaces du parallélépipède représentant l'air ambiant sont définies dans StarCCM+ comme des murs avec

condition de non-glissement, tandis que l'aile et le moteur seront considérés comme des murs avec condition de glissement. Cette différence permet de limiter la formation d'une couche limite uniquement autour de l'appareil, et non sur les frontières artificielles du domaine. La définition précise de cette couche limite, ainsi que le paramétrage du maillage associé dans l'air ambiant, sera détaillée ultérieurement.

Les faces avant et arrière du domaine seront paramétrées de la même manière, correspondant aux conditions atmosphériques ambiantes à une altitude de 10 668 mètres, prise comme altitude de vol. On aura ainsi une température et une pression ambiante, ainsi que les fractions molaires des deux espèces considérées comme en présence, c'est-à-dire l'air et la vapeur d'eau. La température ambiante est fixée à 218,81 [K], car c'est une valeur de référence pour l'apparition des traînées de condensation dans la littérature.

Finalement, pour simuler le déplacement de l'avion, on ajoute une vitesse au parallélépipède. Ainsi, notre simulation est prise dans le référentiel de l'appareil : celui-ci ne bouge pas, c'est l'air environnant qui se déplace. La vitesse considérée prend en compte une composante verticale, permettant de simuler un angle d'incidence de 0,5°.

En résumé, les valeurs prises comme conditions ambiantes sont les suivantes :

Tableau 3-1 Conditions ambiantes de la simulation

<b>Grandeur considérée</b>	<b>Air ambiant</b>
Température [K]	218,81
Pression [Pa]	23 842
Fraction molaire de l'air [-]	0,999885
Fraction molaire de l'eau [-]	0,000115
Vitesse horizontale [m.s <sup>-1</sup> ]	237,2
Vitesse verticale [m.s <sup>-1</sup> ]	2,26

### 3.2.2 Caractéristiques du moteur

Le moteur retenu pour cette étude est le CFM56, un turboréacteur à double flux composé d'un flux primaire (*core*) et un flux secondaire (*bypass*). Le flux primaire traverse la chambre de combustion et ressort directement par la tuyère. Ce flux est donc beaucoup plus chaud que l'air ambiant et contient les produits de combustion, injectés ensuite dans le panache. Les fractions massiques des espèces gazeuses présentes sont ainsi prises en compte dans la modélisation. Le flux secondaire, en revanche, ne contient que de l'air prélevé à l'entrée du moteur et rejeté autour du core. Sa composition chimique est identique à celle de l'atmosphère environnante. N'étant pas soumis à la combustion, il est moins chaud que le flux primaire, mais reste légèrement plus chaud que l'air ambiant.

De plus, même s'il ne s'agit pas du cœur de cette étude, l'entrée du moteur doit également être paramétrée. Lorsque l'air entre dans le moteur, sa température et sa pression sont légèrement plus élevées que l'air environnant, mais sa composition chimique reste la même.

Les valeurs de conditions aux limites en entrée et en sortie du moteur considéré sont donc :

Tableau 3-2 Conditions en entrée et en sortie du moteur

Grandeur considérée	Flux primaire ou core	Flux secondaire ou bypass	Entrée du moteur
Température totale [K]	721,6	289,4	235,1
Pression totale [Pa]	56 785	58 664	35 990
Fraction massique (air/eau) [-]	0,9764 / 0,0236	/	/
Fraction molaire (air/eau) [-]	/	0,999885 / 0,000115	0,999885 / 0,000115

### 3.3 Construction du maillage

#### 3.3.1 Initialisation

Le maillage initial est plutôt grossier loin de l'appareil, avec des mailles de l'ordre du mètre, jusqu'à être très fin autour de l'aile et du moteur, dans la couche limite. La Figure 3.3 permet d'observer les différentes transitions entre ces échelles, sur une vue en coupe au niveau de l'arrière du moteur, en utilisant un maillage de type découpé. Ainsi, les zones les plus raffinées du maillage initial sont présentées, en sortie du flux primaire du moteur et sur le bord d'attaque de l'aile. Ces zones sont limitées à des dimensions minimales de 0,0625 mètre (soit  $2^5$  fois moins que les mailles loin de l'appareil). On aura alors 5 zones de transitions, identifiables sur les Figure 3.3 et Figure 3.4, entre les mailles les plus grandes et les plus petites, sans prendre en compte la couche limite.

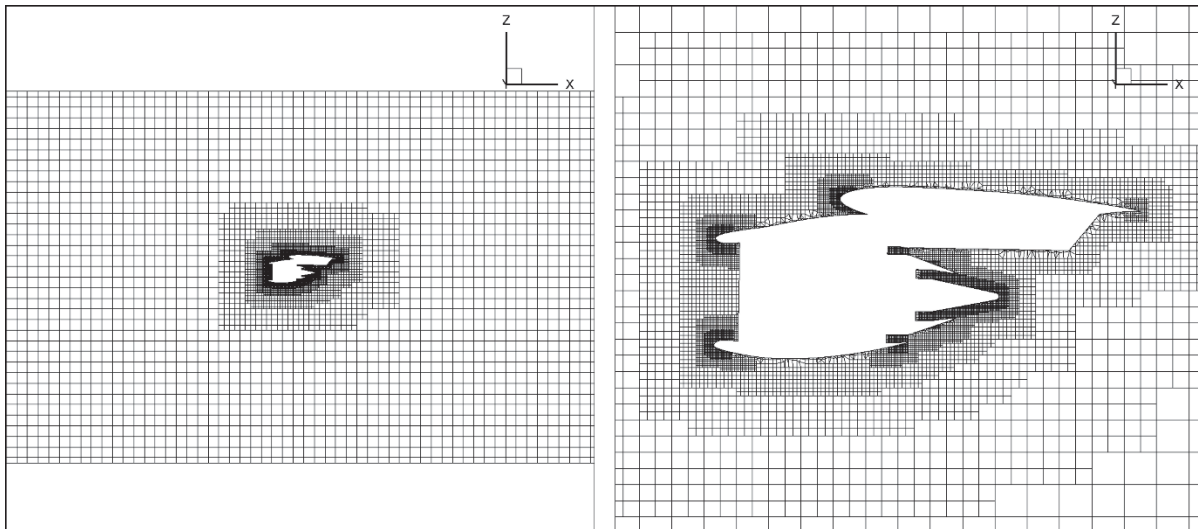


Figure 3.3. Vues du maillage initial en coupe latérale



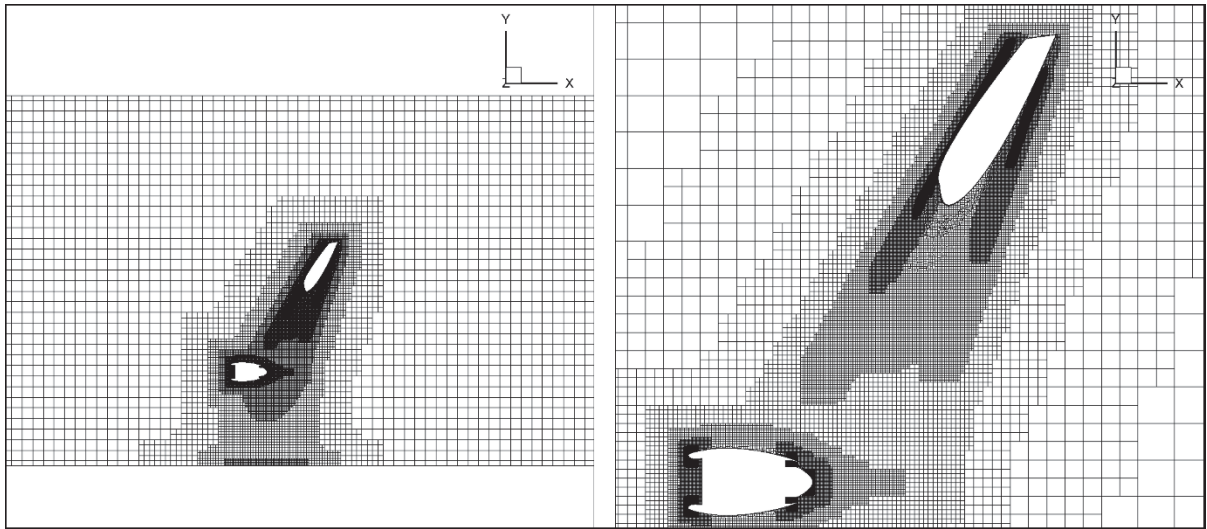


Figure 3.4. Vues du maillage initial en coupe horizontale

Ces deux figures présentent deux vues du maillage initial. La première est choisie pour mettre en avant le raffinement autour du moteur, coupé en son centre, avec la nacelle et une tranche de l'aile. La deuxième permet plutôt de montrer le raffinement autour du bout de l'aile, relativement par rapport au moteur.

Le

Tableau 3-3 offre une comparaison entre deux types de maillages, tétraédrique et découpé. Le maillage tétraédrique correspond à un découpage en tétraèdres irréguliers, et il est recommandé dans le cadre de l'usage d'un maillage adaptatif, alors que le maillage découpé est majoritairement composé de cubes. La comparaison s'effectue selon deux critères de complexité : une approximation du nombre de mailles final, une fois qu'il a été raffiné selon l'outil de StarCCM+ et les critères détaillés dans la partie suivante, ainsi que le temps moyen nécessaire à la résolution d'une itération.

Tableau 3-3 Comparaison de complexité entre les maillages tétraédrique et découpé

Type de maillage	Tétraédrique (Quadrilatères)	Découpé (Carrés et triangles)
Nombre de mailles final [-]	16 M	21 M
Temps de calcul par itération en dynamique [s]	~13.2	~9.5

Même si le maillage découpé est composé d'environ 25% de mailles en plus par rapport au maillage tétraédrique, son temps de résolution est presque 30% plus faible, grâce à une construction géométrique propice à la résolution. On choisira donc ce type de maillage dans la suite de notre étude.

L'analyse de l'impact du type de maillage sur le temps de calcul a été menée en prenant pour base une taille de cellule de 1 mètre. À cette échelle, les régions éloignées de la géométrie principale sont composées de cellules d'un mètre de côté, ce qui reste trop fin pour des zones peu influentes dans notre étude. En effet, l'intérêt se porte principalement sur le jet en sortie de moteur, et non sur les zones éloignées. Afin de réduire le nombre total de cellules et d'optimiser les ressources de calcul, il est pertinent d'augmenter la taille des mailles dans ces zones lointaines, par exemple en passant à des tailles de 2 m ou 4 m. Toutefois, une taille de base trop grande, comme 4 m, rend le maillage moins homogène et multiplie les contrastes de taille entre cellules voisines. On travaillera finalement avec une taille de base de 2m, qui offre un bon compromis entre finesse locale dans le jet et coût de calcul global. Dans ce cas, le maillage initial est composé d'environ 7 millions de cellules.

Pour modéliser au mieux les écoulements proches de la paroi, la couche limite doit être étudiée. Elle a été définie de la même manière pour le moteur et pour l'aile, comme 20 couches de hauteur grandissante à mesure qu'on s'éloigne de la paroi, avec un facteur d'étirement de 1.2, construisant ainsi une hauteur totale de couche limite de 0,005 mètre. La Figure 3.5 présente la vitesse adimensionnée  $U^+$  en fonction de la distance adimensionnée à la paroi  $Y^+$ , en comparaison avec la théorie des lois des parois de (Ricou & Spalding, 1961), pour trois valeurs de hauteur totale de la couche limite.

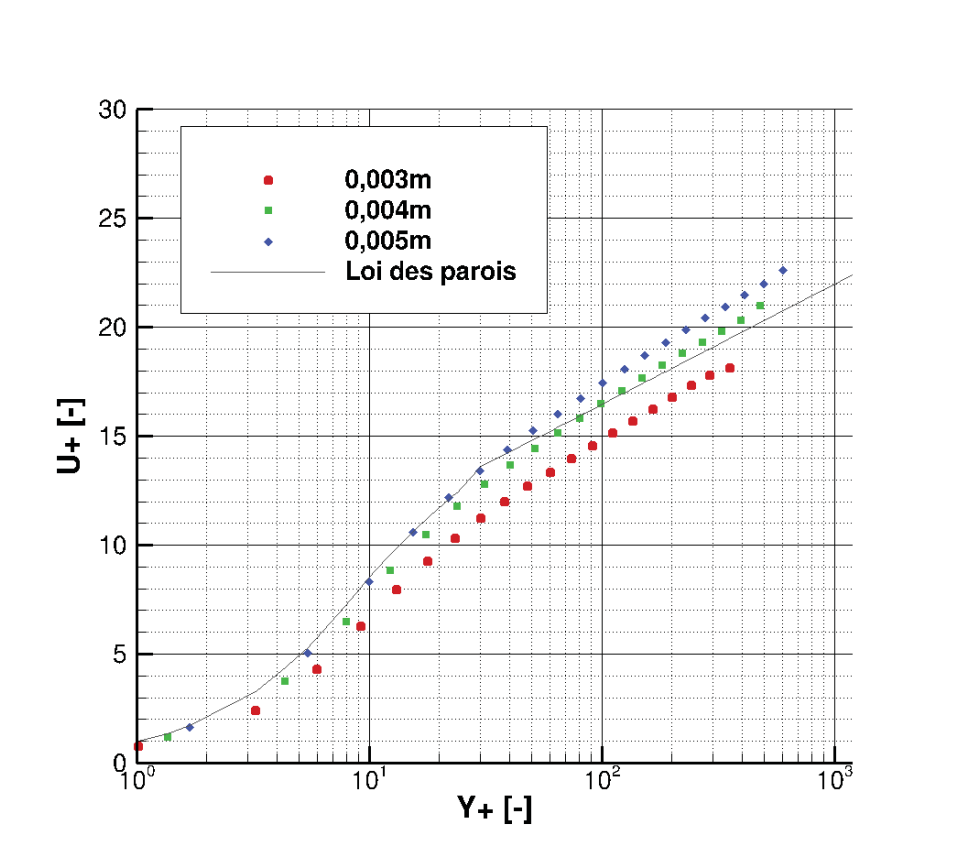


Figure 3.5. Étude de la couche limite sur la paroi extérieure du moteur

### 3.3.2 Raffinement

L'outil de maillage adaptatif de StarCCM+ (*Adaptive Mesh Refinement, ou AMR*) permet de modifier le maillage en fonction d'un ou de plusieurs critères, qui sont des fonctions de l'écoulement. Un intervalle sera alors défini pour chaque critère. Pour une maille considérée, si ce critère est dans l'intervalle, les dimensions seront conservées, mais s'il est supérieur ou inférieur, la maille sera divisée, ou agrandie, en fusionnant avec des mailles environnantes. En utilisant un maillage de type découpé, on choisira de diviser les dimensions par deux, quand cela est nécessaire, afin de créer 8 mailles de manière isentropique à partir d'une seule. De plus, on limitera la taille des cellules à 0,125 m au minimum, et on mettra en place des zones de transitions entre des mailles de tailles trop différentes, dans un but d'homogénéisation.

Il est important de noter que cet outil n'affecte pas la couche limite, qui demeure inchangée, l'analyse présentée précédemment reste donc valide. Par ailleurs, afin de garantir que les solutions obtenues dans chaque cellule soient suffisamment fiables, c'est-à-dire qu'elles progressent vers une convergence, sans nécessairement l'atteindre complètement, ce raffinement adaptatif sera appliqué toutes les 100 itérations.

Les fonctions retenues, ainsi que les intervalles associés, seront présentées plus bas. Elles ont été choisies par tâtonnement pour cette étude, comme offrant un raffinement suffisant à obtenir une convergence du modèle, sans observer de raffinement trop important dans l'ensemble du domaine, qui se caractérise par une augmentation brutale (+150%) du nombre de mailles.

Pour raffiner le jet sortant du moteur, on utilisera comme critère la température. Ainsi, si pour une cellule, la valeur de la température est supérieure à 250 K, alors elle sera divisée. Elle sera agrégée avec ses voisines si elle a une température inférieure à 218 K, ce qui ne devrait pas avoir d'impact majeur sur le maillage. Cette valeur limite a tout d'abord été comparée à des valeurs plus faibles. Cependant, une valeur plus faible se rapprocherait trop de la température ambiante, et serait donc mauvaise pour offrir un raffinement adapté. En effet, pour 240 K, le maillage est constitué d'environ 20 millions de cellules, ce cas n'a donc pas été prolongé par souci d'optimisation temporelle. Dans un second temps, des températures plus élevées, jusqu'à 280 K, ont été étudiées. Ces dernières offrent évidemment un raffinement plus léger, mais proposent surtout une distribution différente des tailles de cellules. Ces résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous, pour les valeurs de 250 K et 280 K, en partant d'un maillage identique.

Tableau 3-4 Étude sur le choix du critère de raffinement du maillage lié à la température

Valeur limite du raffinement	250 K	280 K
Nombre final de mailles	11,3 millions	7 millions
Mailles dans la couche limite ( $X < 0,15 m$ )	54 %	86 %
Mailles autour du jet ( $0,15 m < X < 1 m$ )	39 %	4 %
Mailles loin du jet ( $1 m < X$ )	7 %	10 %

Il est à noter que les valeurs de distribution dans ce tableau correspondent uniquement aux tailles indiquées, la zone associée à chacune d'elles est à titre indicatif. Cette étude présentée ici illustre donc le choix de température limite pour l'AMR, comme un juste compromis entre raffinement suffisant et optimisation temporelle.

Pour les zones tourbillonnaires issues de l'aile de l'appareil, on utilisera la valeur de  $\Lambda_2$  (ou  $\lambda_2$ ), présentée dans le chapitre précédent. Le tourbillon issu du bout de l'aile conduit à des valeurs de  $\lambda_2$  supérieures à  $0,15 s^{-2}$ . On définira notre intervalle de raffinement entre  $0,15 s^{-2}$  et  $1000 s^{-2}$ , même si en réalité, cette valeur maximale est largement supérieure à ce qu'on obtiendra. Cependant, en utilisant cet intervalle, on ne raffine pas seulement le vortex souhaité, mais également une grande zone tourbillonnaire en amont de l'aile, qui n'est pas pertinente pour notre étude. Ainsi, en ajoutant des contraintes de position, le raffinement lié à la fonction  $\lambda_2$  sera effectué de manière pertinente.

Tableau 3-5 Étude sur le choix du critère de raffinement du maillage lié à  $\Lambda_2$ 

Valeur limite du raffinement	$0,08 s^{-2}$	$0,1 s^{-2}$	$0,15 s^{-2}$
Nombre final de mailles (en millions)	26	24,1	20,8
Mailles dans la couche limite ( $X < 0,15 m$ )	27 %	29 %	33 %
Mailles autour du jet ( $0,15 m < X < 1 m$ )	71 %	69 %	64 %
Mailles loin du jet ( $1 m < X$ )	2 %	2 %	3 %

Ces deux raffinements sur la vorticité et la température conduisent naturellement à une augmentation du nombre de mailles, principalement dans les premières itérations. La Figure

3.6 ci-dessous présente cette augmentation sur les premières itérations. On peut ainsi observer une variation de 7 millions de mailles environ pour le maillage initial, jusqu'à 20,8 millions de cellules qui correspondent au maillage final.

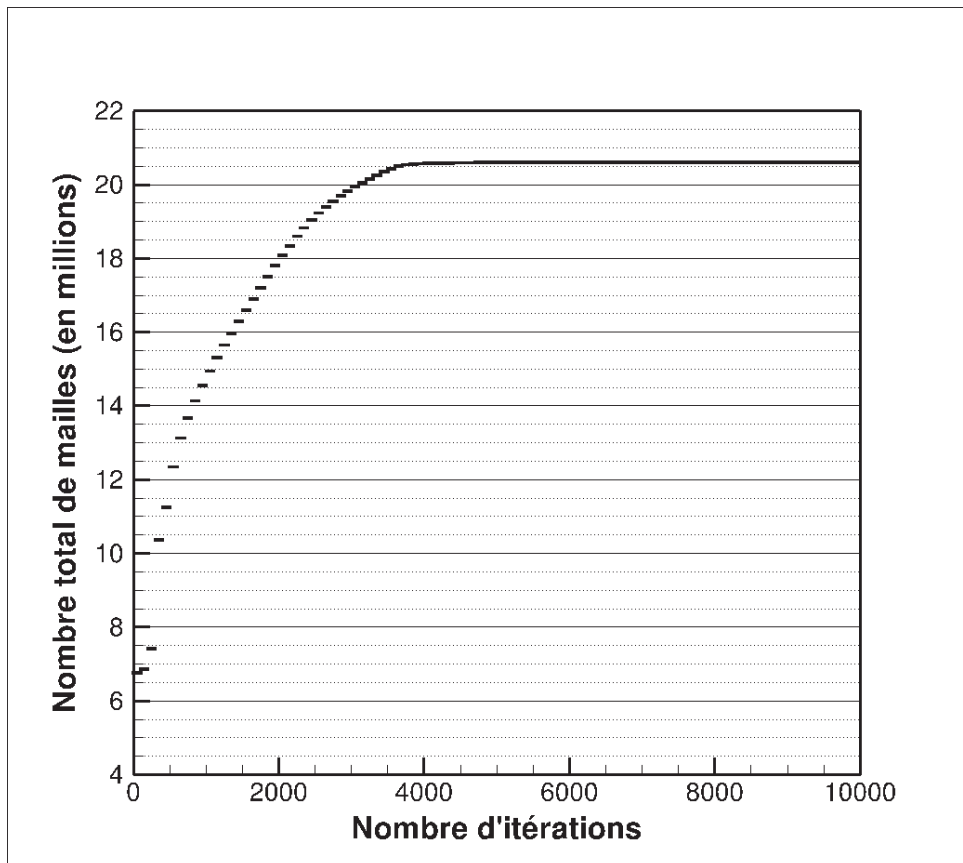


Figure 3.6. Évolution du nombre de mailles au cours des 10000 premières itérations de calcul

Après une augmentation de plus de 300 % du nombre de mailles, nécessaires au tracé du jet en sortie du moteur, on observe une stagnation de ce nombre. On considèrera à partir de ce moment que le maillage est convergé. On gardera l'AMR actif non seulement en RANS, mais également en URANS, pour être sûr de prendre en compte toutes les potentielles variations. Dans la réalité, le maillage ne sera pas modifié en URANS. Cependant, on le désactivera lors de l'ajout de la microphysique, pour ne pas perturber l'évolution des particules, qui pourraient se retrouver dans une cellule qui va se diviser.

Le maillage convergé est présenté sur les Figure 3.7, Figure 3.8 et Figure 3.9, respectivement avec une vue latérale et une vue supérieure, avec différents niveaux de précision, même si elles sont toujours centrées sur le modèle géométrique.

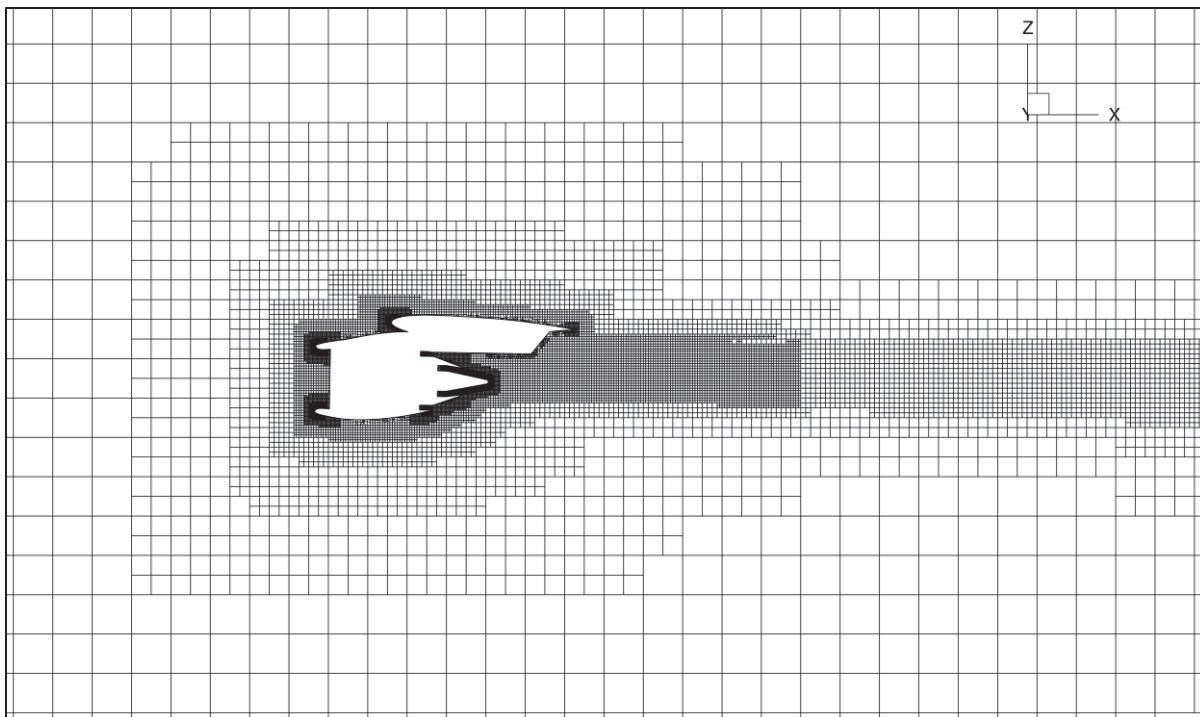


Figure 3.7. Coupe latérale du maillage, centrée sur le moteur

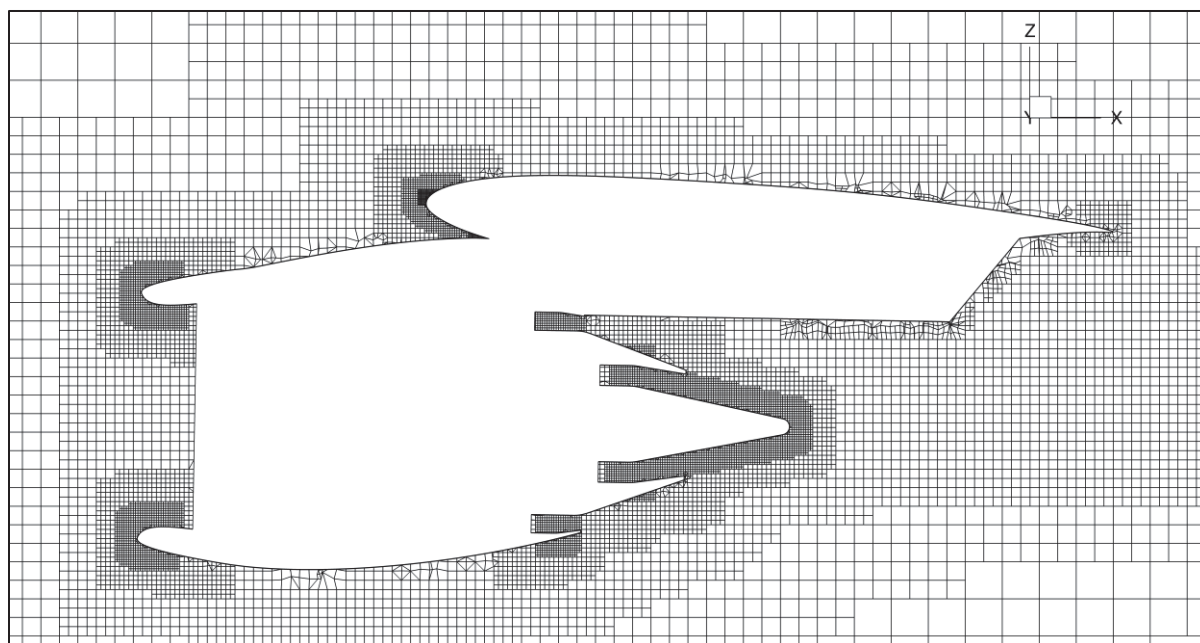


Figure 3.8. Coupe latérale du maillage, détails autour du moteur

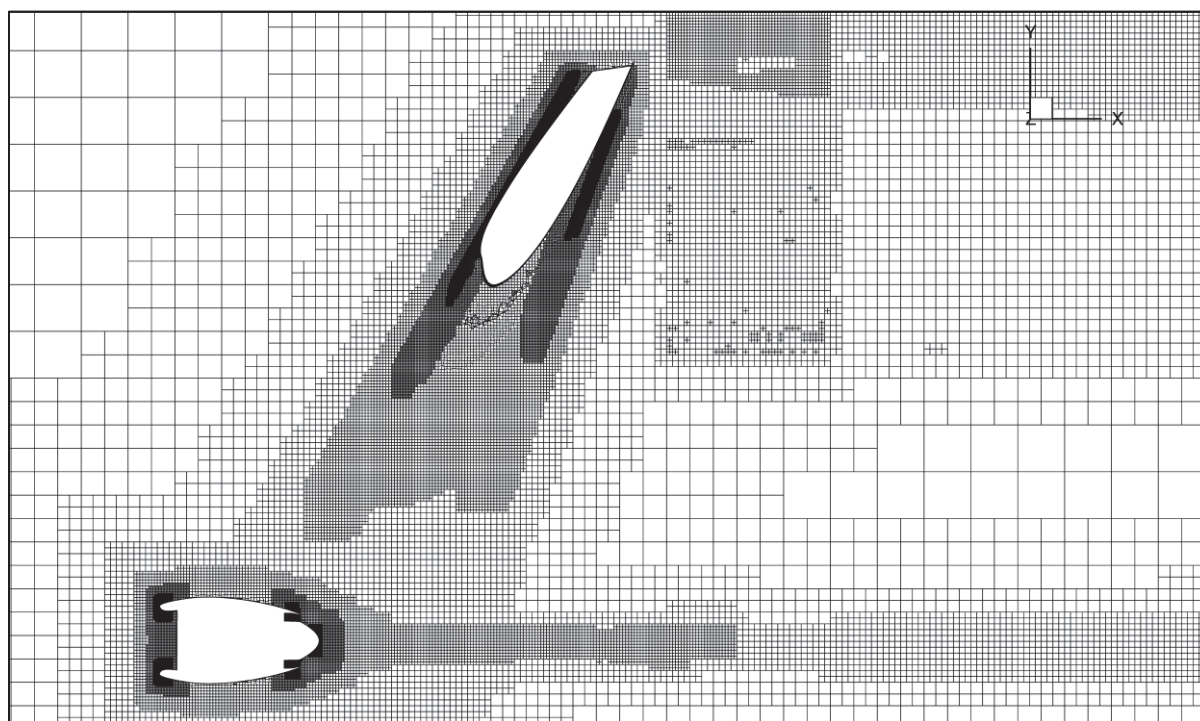


Figure 3.9. Coupe supérieure du maillage, centrée sur l'aile et le moteur



Sur les Figure 3.7, Figure 3.8 et Figure 3.9, on peut observer les différents niveaux de raffinement, non seulement à mesure qu'on s'approche du modèle géométrique, avec la couche limite détaillée plus haut, mais également autour du jet en sortie du propulseur, identifié grâce à l'AMR. On peut déjà observer grâce à ce raffinement que ce jet ne peut pas être considéré comme un jet axial. La vue supérieure permet également de mettre en avant les deux écoulements à observer dans cette étude, à savoir le jet issu du moteur ainsi que les perturbations tourbillonnaires issues du bout de l'aile. Un parallélépipède de raffinement a été créé juste derrière l'aile, associé à la nappe tourbillonnaire.

Finalement, les Figure 3.10 et Figure 3.11 présentent le maillage dans les mêmes plans que précédemment, mais sur la longueur complète du maillage.

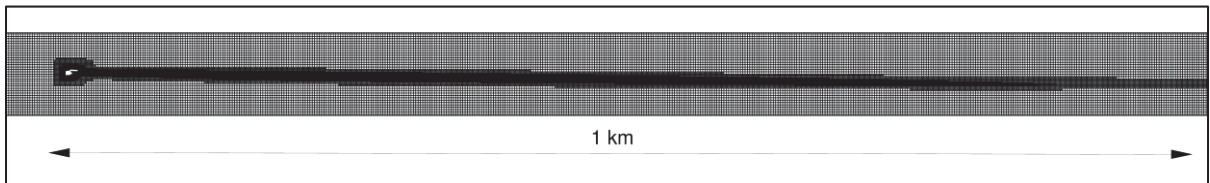


Figure 3.10. Coupe latérale du maillage entier

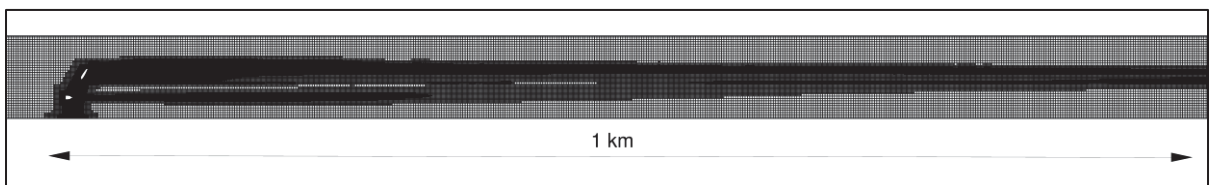


Figure 3.11. Coupe supérieure du maillage entier

On observe mieux la tendance qui se dessinait en observant seulement les environs du moteur : le jet n'est pas axial. En effet, il est légèrement dévié vers le bas, ainsi que vers l'extérieur de l'appareil. Cela pourrait s'expliquer par la présence du tourbillon issu de l'aile qui entraîne le jet vers lui, loin de la cabine de l'avion.

De plus, si on considère une demi-cabine en plus de l'aile et du moteur, à cause de la couche limite sur sa surface, le maillage initial est d'environ 25 millions de mailles, et augmente encore lors du raffinement adaptatif du maillage. L'impact de l'empennage arrière, et des tourbillons issus de son extrémité sont négligeables dans le domaine de cette étude, de l'ordre du kilomètre en aval de l'appareil. Le choix de ne pas considérer la cabine dans cette étude, présenté plus haut, se justifie par une réduction considérable du nombre de mailles, pour une influence négligeable sur le résultat.

La principale difficulté du maillage dans cette étude réside dans l'incertitude sur la trajectoire et l'étendue du jet à raffiner. Un maillage manuel nécessiterait de connaître ces informations à l'avance, ce qui est difficile, et mènerait malgré tout à un raffinement approximatif. En effet, en plus de réduire et d'optimiser le nombre de cellules de l'étude, l'AMR permet de se concentrer uniquement sur les zones nécessaires, en fonction des critères présentés plus haut. Pour illustrer cet avantage, une comparaison a été effectuée avec un maillage manuel incluant un pavé de raffinement positionné à l'endroit estimé du jet. Les dimensions latérales de ce pavé ont été choisies pour couvrir la zone maximale raffinée par l'AMR. Il est cependant limité à une longueur de 200 m en aval du jet, pour limiter le temps de calcul, en réalité, le raffinement s'étend jusqu'au bout du domaine. Deux tailles de mailles ont été considérées : 0,25 m et 0,125 m, conduisant respectivement à un domaine total de 9,5 millions et 25 millions de cellules. À titre informatif, les estimations en considérant un pavé allant jusqu'au bout du domaine sont respectivement de 19,5 millions et 97 millions de cellules, renforçant une fois de plus le choix de l'usage de l'AMR.

### 3.3.3 Convergence du maillage

Afin de valider définitivement le maillage défini dans ce chapitre, on réalise une étude de sensibilité au maillage, en utilisant la méthode d'indice de convergence de grille (*Grid Convergence Index* en anglais, ou GCI). Pour cela, trois maillages de tailles différentes seront comparés : un maillage raffiné, un maillage moyen et un maillage plus grossier. Dans cette partie, ces maillages seront indicés respectivement (1), (2) et (3). De plus, leur définition a été

faite en modifiant la taille de base, c'est-à-dire la mesure de référence pour la définition du maillage, avec des valeurs respectives de 2 m, 3 m et 4 m sur les recommandations de (Celik, 2008). On récupèrera deux variables dans chacun des cas afin de valider les raffinements principaux de l'étude : la température en un point du jet, proche du moteur, et la vorticité, quelques mètres derrière le bout de l'aile.

Dans un premier temps, la distance moyenne représentative des cellules dans le maillage  $h_i$  [m] et le facteur de raffinement  $r$  [-] sont définis tels que :

$$h_i = \left[ \frac{1}{N_m} \cdot \sum_{k=1}^{N_m} (\Delta V_k) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.1)$$

$$r_{ij} = \frac{h_i}{h_j} \quad (3.2)$$

Avec  $i$  et  $j$  [-] les indices des maillages comparés, avec  $j$  le plus fin des deux,  $N_m$  [-] le nombre total d'éléments dans le maillage et  $\Delta V_k$  [m<sup>3</sup>] le volume de l'élément  $k$  du maillage.

Tableau 3-6 Cas d'étude du maillage

$N_1$ [-]	20 767 828
$N_2$ [-]	10 350 480
$N_3$ [-]	5 266 336
$r_{21}$	1,2613
$r_{32}$	1,2526

Le facteur de raffinement des maillages  $r = r_{21} \cdot r_{32} = 1,58$  est bien supérieur à 1,3 comme le recommande (Celik, 2008).

Dans un second temps, l'ordre apparent  $p_m$  [-], également noté  $p$  ci-dessous, est donné par l'équation suivante :

$$p_m = \frac{1}{\ln(r_{12})} \cdot \left| \ln \left( \left| \frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right| \right) + \ln \left( \frac{r_{21}^p - 1 \cdot \operatorname{sgn} \left( \frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right)}{r_{32}^p - 1 \cdot \operatorname{sgn} \left( \frac{\phi_3 - \phi_2}{\phi_2 - \phi_1} \right)} \right) \right| \quad (3.3)$$

avec  $\phi_i$  la valeur du scalaire considéré pour l'étude du maillage indiqué en indice.

De plus, l'erreur relative approximative  $e_a^{21}$  [-], dans le cas des deux maillages les plus fins, est définie telle que :

$$e_a^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad (3.4)$$

Finalement, en utilisant le facteur de raffinement, l'ordre apparent et l'erreur relative approximative, le GCI s'exprime, pour les deux maillages les plus fins :

$$GCI_{fine}^{21} = \frac{1,25 \cdot e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (3.5)$$

Les résultats de cette étude de sensibilités sont rassemblés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 3-7 Synthèse des valeurs de l'étude de sensibilité du maillage

	Température [K]	Vorticité [s <sup>-1</sup> ]
$\phi_1$	239,199	38,0256
$\phi_2$	238,722	38,4453
$\phi_3$	236,424	37,2686
$e_a^{21}$	0,0020	0,0110
$GCI_{fine}^{21}$	0,0006	0,0074
$e_a^{32}$	0,0096	0,0306
$GCI_{coarse}^{32}$	0,0031	0,0215

Ces études ont été réalisées dans les zones les plus raffinées du maillage selon des scalaires adaptés à chacune, à savoir la température pour étudier le comportement dans le jet et la vorticité pour les tourbillons issus du bout de l'aile. On peut observer que la valeur du GCI associé à la différence entre les maillages fin et moyen est inférieure à 1 %, avec des valeurs de 0,06 % dans le jet et de 0,74 % derrière l'aile. De la même manière, les erreurs relatives au maillage entre les maillages grossier et moyen sont plus élevées, 0,31 % dans le jet et 2,15 % dans les zones tourbillonnaires. Théoriquement, le maillage est supposé valide si les erreurs relatives avec les niveaux moins raffinés sont inférieures à 5 %, on privilégiera donc le maillage le plus fin dans notre cas, avec une taille de base de 2 m, pour assurer une validation des résultats.

Le maillage final présenté dans la partie précédente propose donc un bon compromis entre nombre de maille, ou complexité spatiale et temporelle, et justesse des résultats, comme le valide cette étude.

### **3.4 Mise en place de la microphysique**

Le modèle microphysique utilisé dans cette étude repose sur le suivi lagrangien de particules émises par le moteur. Pour chacune d'elles, différentes propriétés sont calculées, telles que le rayon ou la température, en fonction de l'écoulement aérodynamique local.    chaque pas de temps réel, ces grandeurs sont réévaluées et mises à jour, aussi bien pour les particules elles-mêmes, que pour le domaine ambiant dans lequel elles évoluent.

Pour une étude de complexité spatiale et temporelle de l'usage de ce modèle, on introduit la notion de temps convectif de la simulation, c'est-à-dire le temps maximal théorique qu'une particule pourra passer dans le domaine. Il est défini comme le temps nécessaire à une particule située à l'entrée du domaine pour parcourir entièrement ce dernier jusqu'à sa sortie, ou plus généralement par toute perturbation aérodynamique de l'écoulement de converger jusqu'au bout du domaine, c'est-à-dire quand les variations de grandeurs aérodynamiques peuvent être

considérées comme négligeables. Dans notre étude, la distance à parcourir est de l'ordre de 1000m, à une vitesse de  $237 \text{ m.s}^{-1}$ . Le temps convectif est donc d'environ 4,2 s.

Comme présenté dans la partie 2.3, le pas de temps utilisé pour la phase lagrangienne liée à la microphysique est  $\Delta t_{lagrangien} = 10^{-3} \text{ s}$ . Ce dernier sera séparé en deux pas de temps de niveau inférieur : un pas de temps d'injection et un pas de temps de dynamique. Ainsi, entre chaque injection de particules dans l'atmosphère, un pas de temps permettra de recalculer et d'ajuster l'aérodynamique du modèle. Finalement, le temps convectif de cette étude nécessitera 8400 pas de temps à être atteint, c'est-à-dire 4200 injections de particules.

De plus, ce modèle microphysique conduit à l'ajout d'environ 1500 particules dans le domaine à chacune de ces injections, même si une partie d'entre elles ne sortiront pas de la tuyère, probablement à cause d'effet de superposition ou de collision entre elles. Ainsi, cette étude se basera sur les données liées aux propriétés de plus de 6 millions de particules.

Pour optimiser spatialement, et temporellement, le calcul des caractéristiques de ces particules, une simplification va être faite. Au bout d'une période de 0,1 s, l'injection de nouvelles particules sera définitivement coupée. Durant cette période, entre 90 et 100 000 particules auront été rejetées dans le domaine, et on suivra leur évolution en aval du moteur. En regroupant les données de cette centaine de milliers de particules uniquement toutes les 0,1 s, on obtiendra les caractéristiques des particules à travers l'entièreté du domaine.

### 3.5 Validation du modèle

L'utilisation de l'AMR pour la construction du maillage permet de garantir que ce dernier est à la fois solide et convergé. Cependant, l'aérodynamique de l'étude doit également être validée, avant de pouvoir la poursuivre l'étude dans le chapitre suivant. À cette fin, plusieurs critères complémentaires liés à l'aérodynamique seront examinés. On étudiera ainsi, dans un premier temps, la convergence de grandeurs clés en des points centraux du domaine, vers des valeurs physiques cohérentes et l'évaluation des coefficients de traînée et de portance. Dans un second

temps, la validation se fait par des critères sur la dilution et l'aspect tourbillonnaire de l'écoulement : le critère de dilution, présenté dans la revue de littérature, puis le suivi de la circulation le long de l'écoulement.

### 3.5.1 Convergence des grandeurs étudiées

L'étude de convergence du maillage est assurée par l'utilisation et la convergence du maillage adaptatif. Elle est également confirmée par la convergence de trois paramètres, la température, la vitesse et la pression, en trois points de l'espace. Ces points sont situés respectivement proche de la sortie du moteur, c'est-à-dire à quelques mètres en aval et légèrement excentré du jet, proche de l'extrémité de l'aile, environ 1 m derrière le bout de l'aile, et en fin de domaine, au centre de l'écoulement, environ 1 km derrière le moteur.

Tableau 3-8 Valeurs convergées de différents paramètres aérodynamiques en trois points du domaine d'étude

	Proche moteur	Proche aile	Fin du domaine
<b>Pression [Pa]</b>	27170	25713	25542
<b>Vitesse [m.s<sup>-1</sup>]</b>	307,5	225	227
<b>Température [K]</b>	238	221	220,6

On observe notamment les effets du jet sur la sonde placée proche du moteur, avec une pression, une vitesse et une température plus élevée que dans le reste du domaine. De manière plus générale, ces valeurs correspondent quantitativement à ce qui était attendu dans ces zones.

### 3.5.2 Étude des coefficients de traînée et de portance

Lors de l'étude d'un écoulement autour d'une aile, les deux forces à considérer sont la portance et la traînée, c'est-à-dire les forces qui s'appliquent respectivement verticalement et horizontalement sur l'aile. Elles dépendent directement de la norme de la vitesse de l'écoulement  $\|\mathbf{u}\|$  [m.s<sup>-1</sup>] de la densité du fluide, ici l'air,  $\rho_{air}$  [kg.m<sup>-3</sup>], ainsi que d'une surface caractéristique de la géométrie du modèle  $S_{aile}$  [m<sup>2</sup>]. Pour cette surface, on considère

généralement la plus grande surface faisant face à l'écoulement, et dans le cas d'une aile, on prend souvent sa surface projetée horizontalement. La traînée (*drag* en anglais) et la portance (*lift* en anglais) dépendent également chacune d'un coefficient adimensionné, respectivement  $C_d$  [-] et  $C_l$  [-] :

$$F_d = \frac{1}{2} \cdot C_d \cdot S_{aile} \cdot \rho_{air} \cdot \|u\|^2 \quad (3.6)$$

$$F_l = \frac{1}{2} \cdot C_l \cdot S_{aile} \cdot \rho_{air} \cdot \|u\|^2 \quad (3.7)$$

Ces deux forces peuvent être mesurées sur l'aile directement depuis StarCCM+, et permettent ainsi de déterminer les valeurs des deux coefficients adimensionnés. Ces valeurs pourront être comparées avec les valeurs tabulées pour le CRM. Cependant, un problème géométrique existe pour cette étude. En effet, la valeur de surface alaire utilisée dans les calculs théoriques sur le CRM est  $S_{aile} = 160 \text{ m}^2$ . Et l'aile utilisée ici correspond à une aile de CRM rallongée pour correspondre à une demie envergure de l'appareil complet, et possède une surface alaire  $S_{aile} = 250 \text{ m}^2$ , sur laquelle les forces de portance et de traînée sont mesurées.

Tableau 3-9 Présentation des résultats sur l'étude des coefficients de portance et de traînée

	$S_{aile, \text{ simu}} = 250 \text{ m}^2$	$S_{aile, \text{ réel}} = 160 \text{ m}^2$	Valeur tabulée
$C_l$ [-]	0,39	0,61	0,5
$C_d$ [-]	0,013	0,021	0,020

Il est à noter que le CRM est conçu pour avoir un coefficient de portance  $C_l = 0,5$  à une vitesse de fonctionnement associée à un nombre de Mach  $M = 0,85$ , la simulation a donc été réalisée dans des conditions équivalentes. La comparaison ne peut pas être faite de manière optimale, à cause des différences de surface entre la simulation et le modèle original, et donc également sur le calcul de la force appliquée. On peut cependant observer que les ordres de grandeur correspondent, les  $C_d$  et  $C_l$  équivalents aux conditions de mesure sur le CRM devraient se trouver entre les deux valeurs calculées, c'est-à-dire aux environs des valeurs tabulées.



Même si ce critère à lui seul ne permettrait pas de valider le modèle, il ne met pas en avant un écart majeur entre la simulation et la réalité. Cette proximité est renforcée par les autres critères présentés dans cette partie.

### 3.5.3 Critère de dilution

La revue de littérature a permis d'introduire la notion de ratio de dilution comme un paramètre permettant de suivre l'évolution du panache. Pour rappel, il est défini en fonction de sa géométrie et du débit de carburant considéré :

$$N = \frac{\pi \rho V D^2}{4 \dot{m}_{carburant}} \quad (3.8)$$

La Figure 3.12 permet de comparer le ratio de dilution de la simulation présentée dans ce chapitre à des valeurs expérimentales et une interpolation proposée par (Schumann et al., 1998) et tirés de la Figure 1.6 . Avant 0.1s, l'évolution du taux de dilution se rapproche des données de simulations sur un moteur CFM 56 (en tiret sur la figure). Après cela, ce ratio semble suivre l'interpolation proposée par (Schumann et al., 1998), et ce, jusqu'à environ 4,2s, c'est-à-dire la fin du domaine considéré pour cette étude. Pour rappel, l'interpolation proposée (en tiret et point sur la figure) est définie telle que :

$$N = 7000 \cdot t^{0.8} \quad (3.9)$$

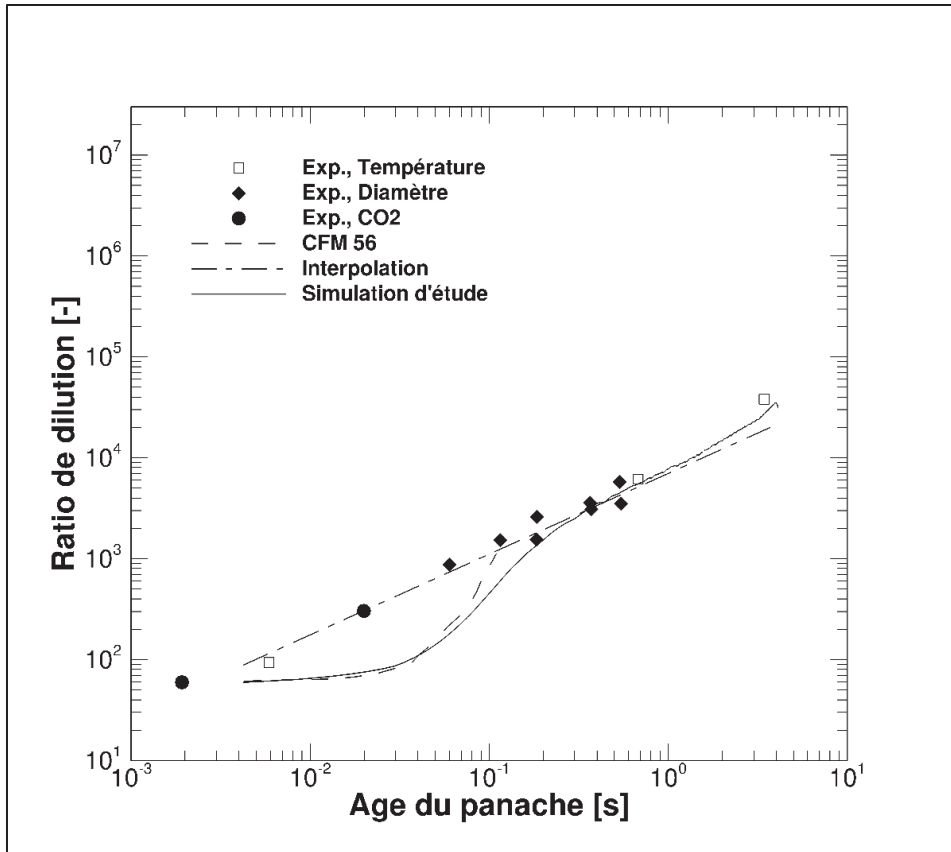


Figure 3.12. Comparaison du ratio de dilution en fonction du temps avec des valeurs expérimentales tirées de Schumann et al. (1998, p. 3102)

### 3.5.4 Critère sur la circulation

La bonne modélisation du tourbillon est primordiale pour cette étude. Le suivi de l'évolution de la circulation le long de l'écoulement est un critère pertinent pour vérifier cela. En effet, la théorie indique que sa variation spatiale doit être négligeable, ou la plus faible possible. La Figure 3.13 présente l'étude de cette variation pour cette étude, avec  $\Gamma_0$  [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ] la circulation initiale. Les valeurs pour les premières envergures prennent en considération non seulement le tourbillon marginal, mais également la nappe tourbillonnaire, avant de pouvoir les distinguer et de ne prendre en compte que le tourbillon marginal étudié, pour la suite. Finalement, au bout du domaine, donc au bout d'un kilomètre, la modélisation du tourbillon dans cette étude présente une réduction de seulement 3% de sa circulation. Dans ce cas, pour limiter

l'importance de la nappe tourbillonnaire sur la circulation, un filtre est appliqué sur les valeurs de vorticité, on ne considère que celles supérieures à  $0,01 \text{ s}^{-1}$ .

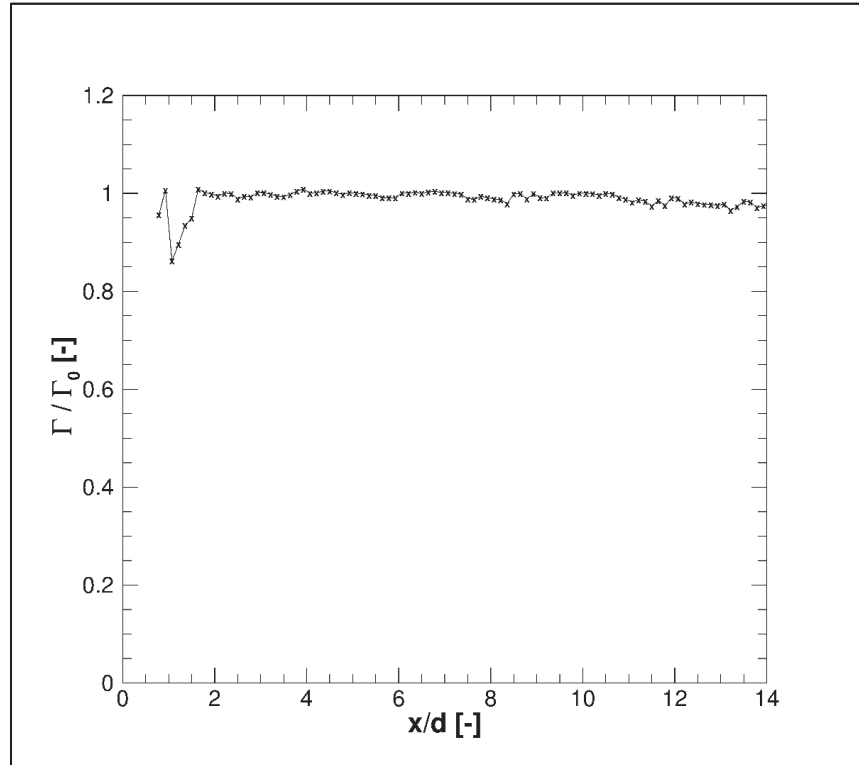


Figure 3.13. Suivi de la circulation du tourbillon le long de l'écoulement

De plus, la Figure 3.14 présente les profils de vitesse tangentielle  $V_\theta$  [ $\text{m.s}^{-1}$ ] en fonction de la distance au centre du jet, identifié par la vitesse totale la plus élevée, pour différentes distances en aval du moteur, à savoir 1, 2, 5 et 10 envergures. Comme il était prévisible, la vitesse tangentielle maximale diminue à mesure que le jet évolue dans l'atmosphère. Ces valeurs maximales correspondent aux données expérimentales de (Köpp, 1999) dans des cas similaires, pour des panaches âgées de 2 à 6 secondes, proposant également une validation de la modélisation des tourbillons de cette étude.

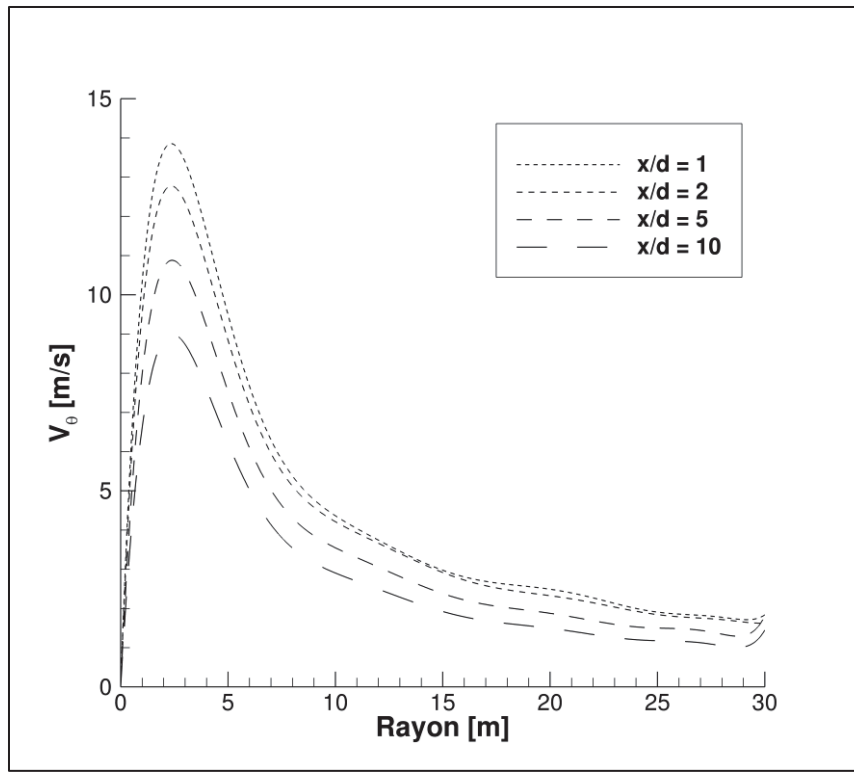


Figure 3.14. Profils de vitesse tangentielle pour différentes distances derrière le moteur

### 3.6 Conclusion

Ce chapitre présente dans un premier temps le modèle étudié, puis les différents paramètres de l'écoulement, d'abord purement aérodynamique, puis couplé au modèle microphysique. Ensuite, la construction du maillage est détaillée, en lien avec les outils proposés par le logiciel StarCCM+. Par ailleurs, le fonctionnement de l'aérodynamique avec le modèle microphysique permet d'avoir une vision complète sur l'étude. Finalement, une dernière partie valide le modèle global utilisé.

La simulation complète ainsi obtenue, présentée et vérifiée dans ce chapitre, servira de référence pour la suite de cette étude. Elle permet également de valider les trois sous-objectifs suivants :

- Réaliser le modèle géométrique simplifié à considérer pour ce mémoire
- Construire le maillage à l'aide d'un outil de maillage adaptatif permettant de limiter la complexité spatiale de notre étude
- Réaliser une étude CFD portant sur l'aérodynamique générale du système, en comparaison avec d'autres études basées sur des configurations similaires



## **CHAPITRE 4**

### **INFLUENCE DU SILLAGE ET DE LA TEMPÉRATURE AMBIANTE SUR L'ÉCOULEMENT**

Ce chapitre a pour objectif d'étudier l'aérodynamique du panache formé derrière un moteur CFM56 installé sur une aile du CRM. Dans un premier temps, l'impact concret de l'aile sur l'écoulement en sortie du moteur sera étudié, selon plusieurs critères qualitatifs et quantitatifs. Pour cela, une simulation de référence constituée d'un moteur seul servira de comparaison. Dans un second temps, une étude paramétrique sur la température de l'air ambiant sera faite, afin d'étendre les résultats liés au modèle microphysique sur un domaine plus long.

#### **4.1 Influence de l'aile sur le jet en sortie du moteur**

Afin de quantifier au mieux l'impact réel de l'aile sur l'écoulement aérodynamique et les réactions microphysiques, cette partie proposera une comparaison entre les résultats du système présenté dans le chapitre précédent et un système équivalent composé du même moteur, qui sera seul dans le domaine. Cette dernière sera considérée comme la configuration de base.

##### **4.1.1 Comparaison générale**

La principale différence physique est la vorticité issue de l'aile et de sa nappe tourbillonnaire, et plus particulièrement des tourbillons issus de l'extrémité de l'aile. Pour mettre en avant ce phénomène, la Figure 4.1 offre une visualisation de trajectoires des particules fluides guidées par la vitesse, à un instant fixé. Les trajectoires issues du moteur, en orange sur la figure, sont assimilables au jet du réacteur. On peut observer qu'elles sont déviées de leur trajectoire initiale, en se rapprochant des perturbations issues de l'aile, en bleu.

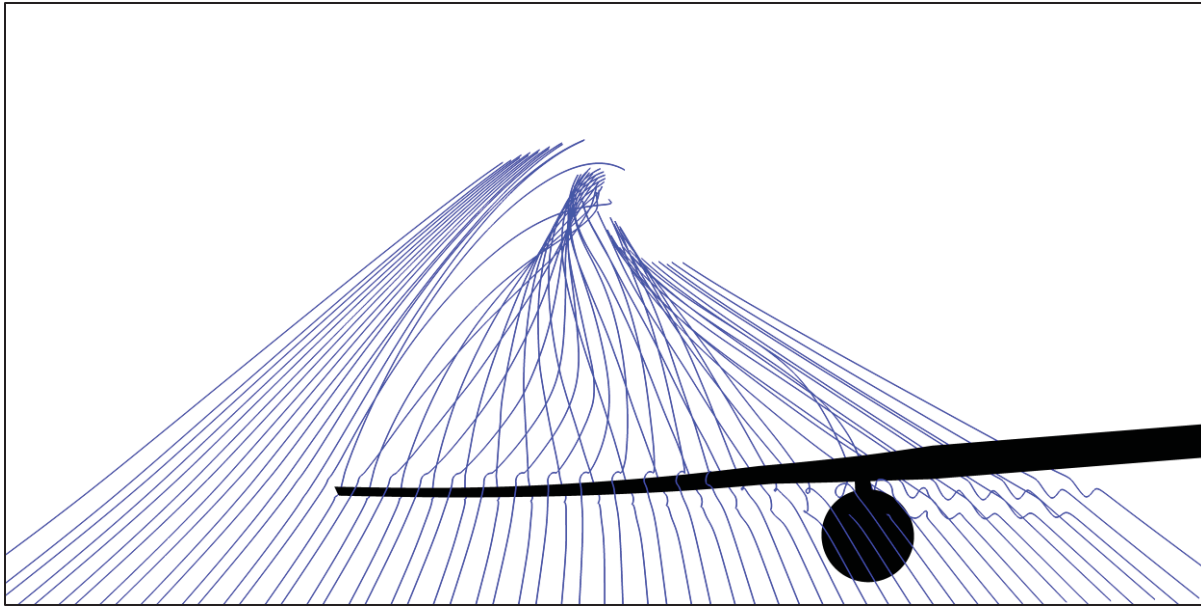


Figure 4.1. Visualisation des trajectoires guidées par la vitesse

Il est à noter que cette représentation sert surtout de visualisation générale des effets de l'aile sur le jet du moteur, et offre seulement résultat qualitatif.

Pour visualiser au mieux l'évolution de la vorticité en aval du moteur, la Figure 4.2 présente ces variations derrière le moteur seul, situé en haut à droite de la figure. Les valeurs sont affichées sur l'entièreté du domaine, sur des plans équidistants d'environ 20 mètres. Dans un objectif de clarté visuelle, seules les valeurs de vorticité supérieure à  $0,5 \text{ s}^{-1}$ , c'est-à-dire les valeurs suffisamment importantes pour être considérées, sont présentées.



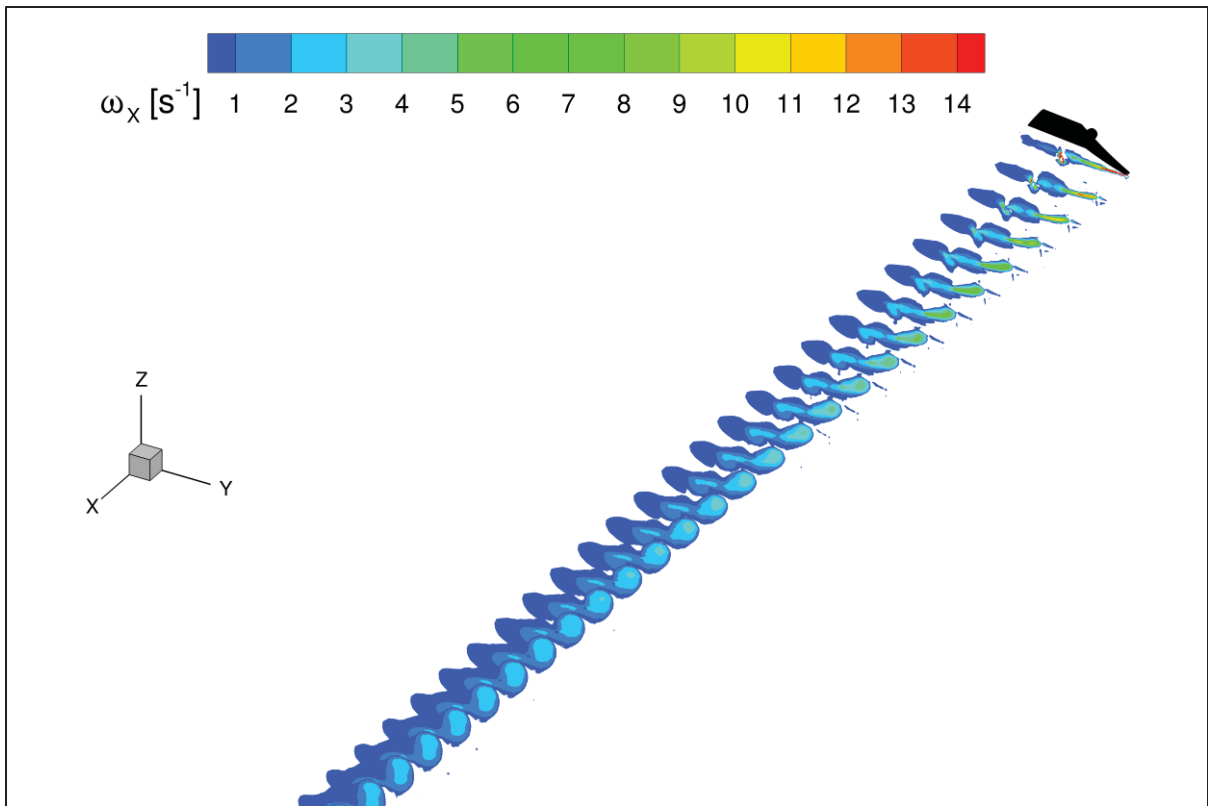


Figure 4.2. Évolution de la vorticité axiale en aval de l'appareil, centrée sur le jet, sur des plans transverses distants de 20m

La Figure 4.3 met en avant la forte vorticité positive présente dans le jet directement derrière le moteur, permettant de l'identifier parmi les différentes valeurs de vorticité présentes. On observe également une nappe tourbillonnaire en aval de l'aile. C'est d'ailleurs elle qui va détourner et déformer le jet primaire.

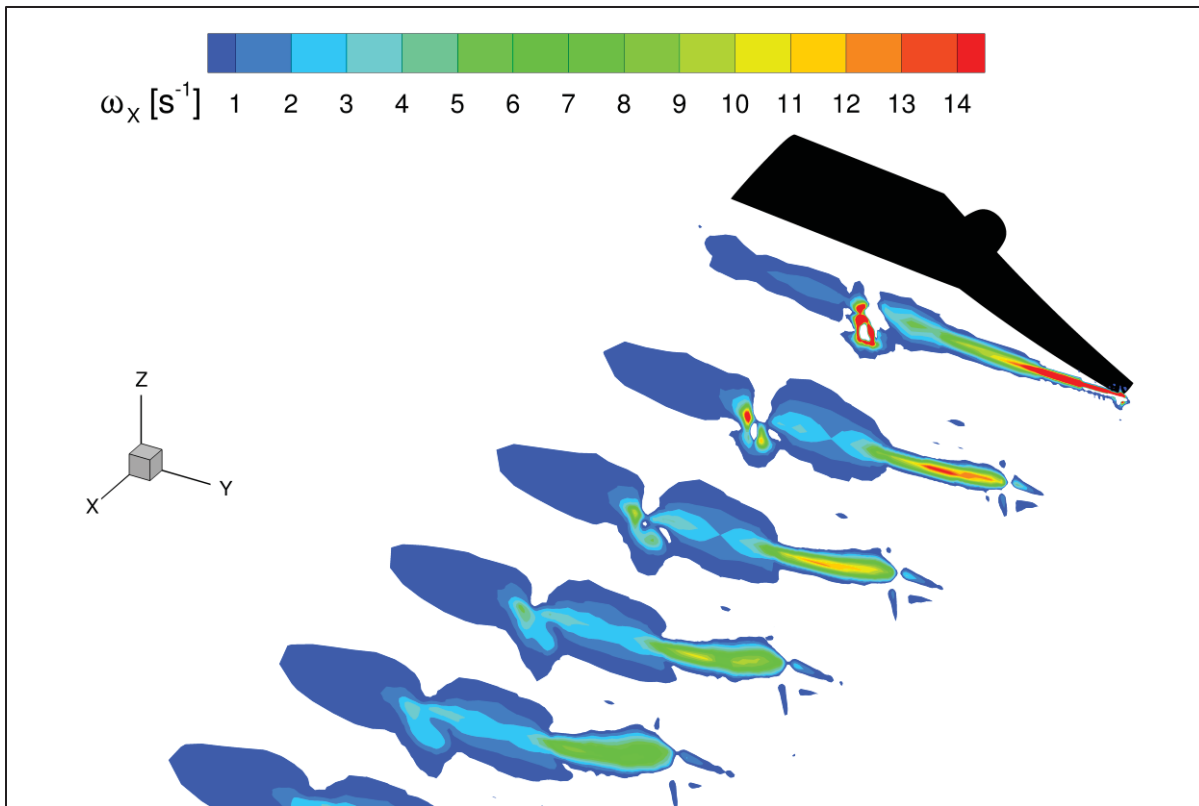


Figure 4.3. Évolution de la vorticité axiale sur une envergure derrière l'aile

En éliminant la vorticité quasi nulle loin de l'écoulement, on peut voir des perturbations de l'écoulement tout autour de l'aile et du moteur. Les principales sources de perturbations se situent évidemment en sortie du moteur, mais aussi derrière le bout de l'aile. Il est à noter que l'échelle est arbitraire, et permet seulement de mettre en avant les zones de plus fortes perturbations tourbillonnaires.

On observe que certains caractéristiques du jet sont inchangés, notamment la température maximale du jet, environ en son centre. Ainsi, cette valeur chute rapidement sur 2 envergures, lorsque le jet chaud du moteur se refroidit dans l'atmosphère, avant de décroître lentement vers une valeur légèrement supérieure à la température ambiante. La température maximale au centre du jet peut être considérée comme égale dans les deux cas présentés.

La Figure 4.4 présente les légères différences qui apparaissent lorsque l'on considère le ratio de température moyenne avec la température de sortie du moteur. Les différences observables sur les deux premières envergures sont liées à la dilution du panache par le tourbillon : même si la température maximale reste la même, elle chute plus rapidement quand dans le cas sans aile. Ces résultats permettent de mettre en avant la diminution de la température du panache dans le cas d'une dilution plus importante, due à l'aile, également observée dans l'étude de (Megherbi, 2019). Au-delà de 3 envergures, cette différence n'est plus notable, et la température moyenne du jet tend pour les deux configurations vers  $0,31 T_c$ .

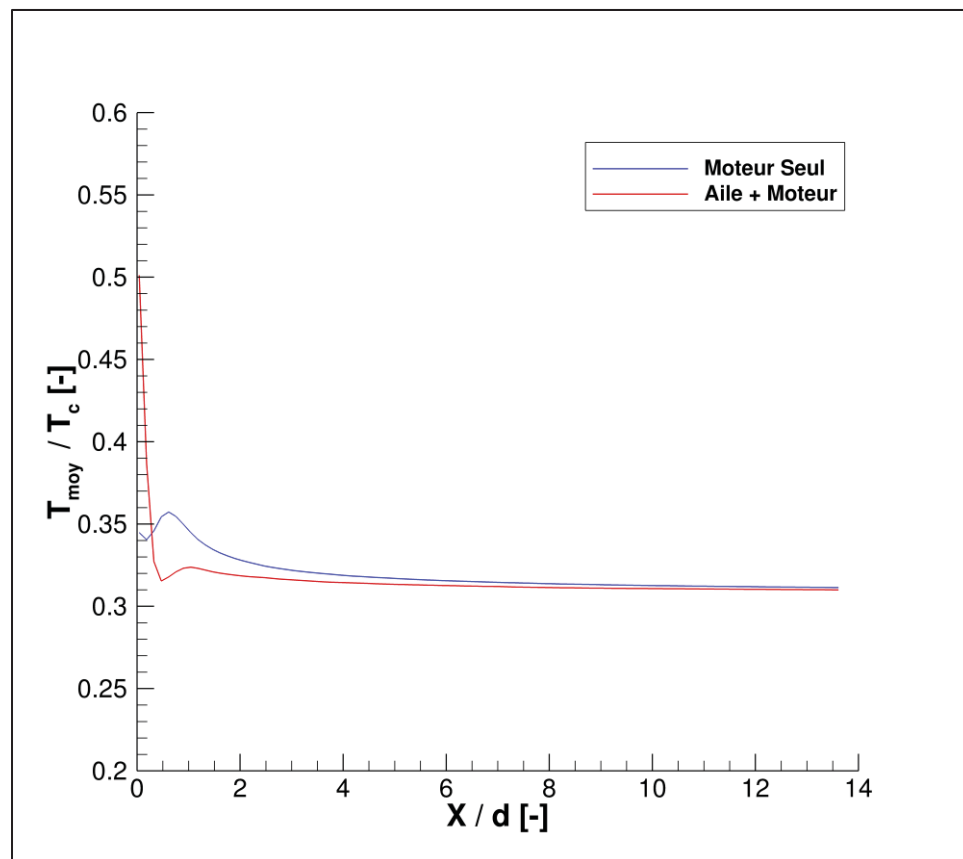


Figure 4.4. Température moyenne dans le jet pour les deux configurations étudiées, avec et sans aile

#### 4.1.2 Évolution de la dynamique de l'écoulement

Comme présenté dans la partie précédente, le principal impact de la présence d'une aile sur la dynamique est l'ajout de perturbations tourbillonnaires, et de champs de vorticité dans les environs du jet. En se rapprochant ainsi de la réalité géométrique physique, les impacts de ce champ sur la dynamique peuvent être étudiés.

Les perturbations liées à la vorticité vont avoir un impact sur la dilution du panache dans l'atmosphère. En effet, la trajectoire du panache, ainsi que sa forme et sa dimension seront modifiées à cause des effets tourbillonnaires.

Tout d'abord, la trajectoire du panache est modifiée, comme le montrent les Figure 4.5 et Figure 4.6, sous l'influence des tourbillons issus de l'aile. En effet, celle-ci dévie le jet jusqu'à 5 diamètres du moteur  $b$  vers la droite, c'est-à-dire vers elle dans notre modèle, contre seulement 1,5 diamètre de déviation en son absence.

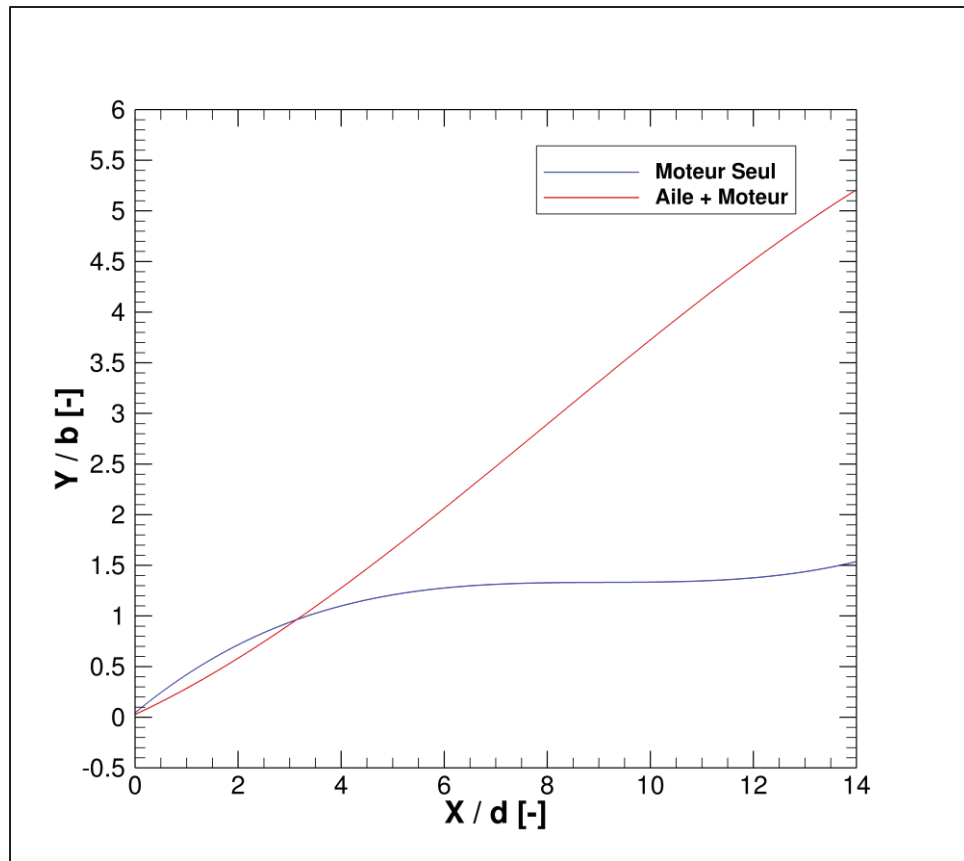


Figure 4.5. Évolution de la position du centre du jet horizontalement

De même, les perturbations liées à la présence de l'aile dévient le panache jusqu'à 2 diamètres du moteur en dessous de son point de départ, contre seulement 1 rayon en son absence.

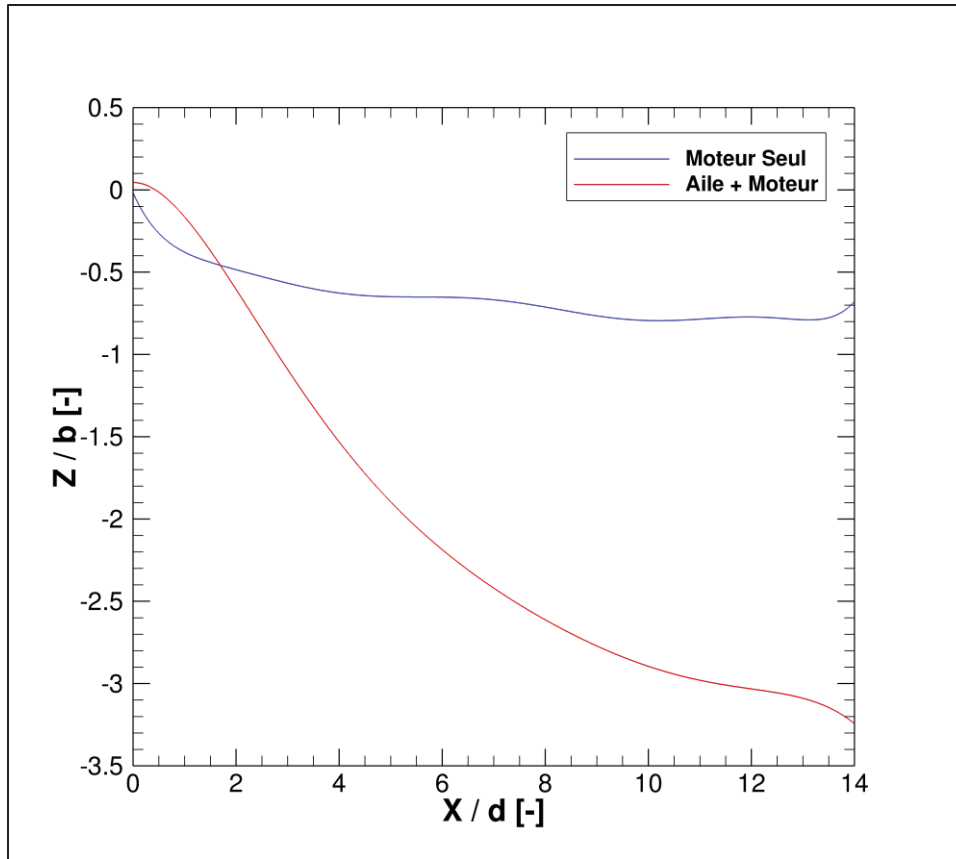


Figure 4.6. Évolution de la position du centre du jet verticalement

Il est à noter que les variations de trajectoires dépendent également évidemment de l'orientation du moteur dans l'écoulement, c'est probablement pour cela que le cas de référence est légèrement dévié, alors même qu'il n'y a pas de perturbations dans son environnement. Les figures précédentes permettent alors seulement de mettre en avant l'influence des tourbillons issus de l'aile sur la trajectoire supposée de l'écoulement issu du moteur seul.

Ensuite, la géométrie transverse du panache va également évoluer. La partie précédente a permis de mettre en avant la forme elliptique, principalement dans la direction horizontale, du jet lorsqu'il est influencé par une aile. Le rapport d'aplatissement permettra de comparer les formes des deux jets. Il correspond en effet au rapport entre la largeur du jet et sa hauteur, ou plus globalement, comme le rapport des deux demi-axes  $a_{ell}$  et  $b_{ell}$  d'une ellipse :

$$R_{apl} = \frac{dy}{dz} = \frac{a_{ell}}{b_{ell}}$$

La Figure 4.7 présente ces résultats pour la simulation d'étude et celle de référence. Ainsi, le jet seul peut être assimilé à un cercle ( $R_{apl} \approx 1$ ), alors qu'avec l'influence de l'aile, il devient davantage elliptique ( $R_{apl} > 1$ ), à partir de 2 envergures  $d$ , avant d'avoir une allure presque circulaire 14 envergures en aval.

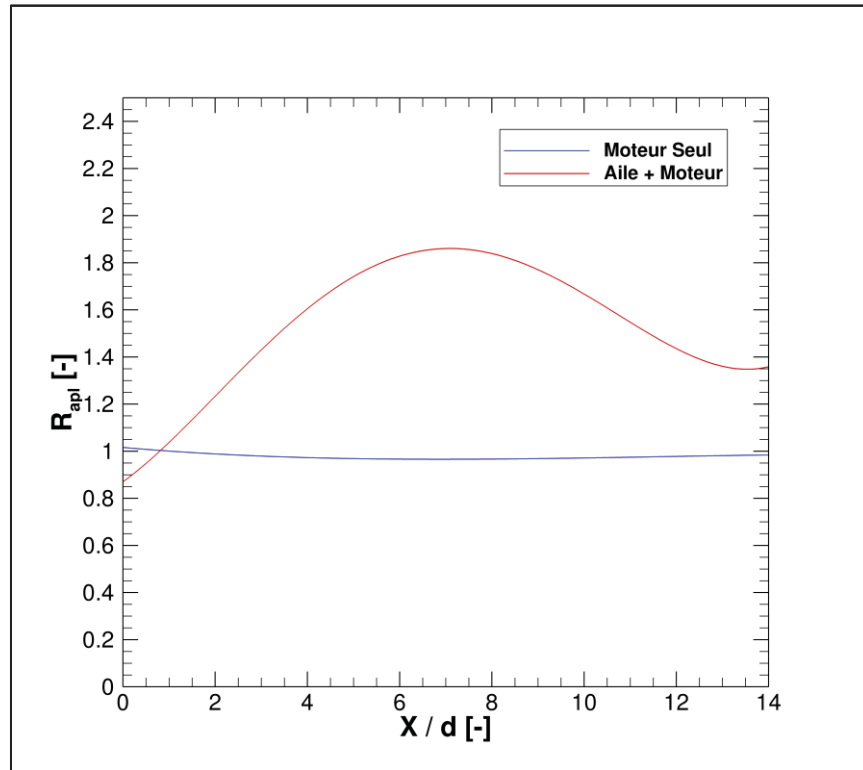


Figure 4.7. Rapport d'aplatissement du jet

On introduit également le rayon équivalent à l'ellipse  $r_{eq}$ , c'est-à-dire le rayon du cercle ayant la même surface que l'ellipse, en fonction de ses demi-axes. On a alors

$$r_{eq} = \sqrt{a_{ell} \cdot b_{ell}}$$

Cette valeur équivalente permet de comparer les diamètres des deux jets. Comme le présente la Figure 4.8, ils suivent la même évolution, même si le diamètre équivalent à l'ellipse est toujours légèrement supérieur au jet de référence, d'environ 0,5 b, soit un rayon de moteur.

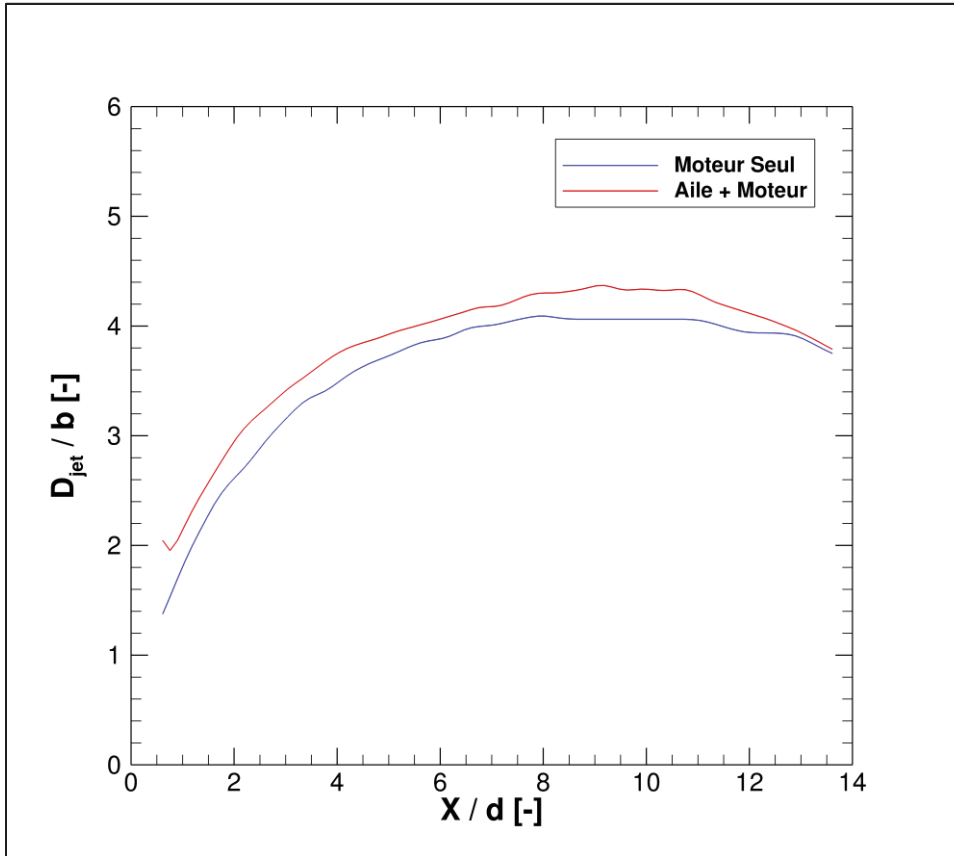


Figure 4.8. Évolution du diamètre simulé (bleu) et équivalent (rouge) du jet

Finalement, ces analyses permettent de comparer les périmètres du jet sur un plan :

$$P_{ellipse} \approx 2\pi \cdot \sqrt{\frac{a_{ell}^2 + b_{ell}^2}{2}}$$

Et en utilisant les relations précédentes :



$$\frac{P_{ellipse}}{P_{cercle}} = \sqrt{\frac{1 + R_{apl}^2}{2 \cdot R_{apl}}}$$

Le périmètre, et donc la surface de contact et d'échange avec l'atmosphère, de l'ellipse sera d'environ 6% ( $R_{apl} = 1,4$ ) plus grande que pour le cercle. Cette différence montera même jusqu'à 18% ( $R_{apl} = 1,8$ ). Ces valeurs sont considérées à rayons équivalents, ce sera davantage dans la réalité, car le diamètre équivalent à l'ellipse est légèrement plus grand que le diamètre circulaire de référence.

*N.B. Il est à noter que, dans cette partie, l'analyse géométrique suppose un cercle parfait et une ellipse régulière, ce qui n'est évidemment pas le cas, ni dans la simulation numérique ni dans la réalité expérimentale. Ce sont donc seulement des approximations géométriques idéales, mais justifiées dans ce cas, et non des valeurs exactes.*

#### **4.1.3 Impact sur les résultats microphysiques**

Les différences aérodynamiques entre les sillages avec ou sans aile, mises en évidence dans la partie précédente, entraînent des variations dans la physique des particules constituant le nuage ainsi formé. La présente section se concentre donc sur l'étude des paramètres les plus représentatifs afin d'illustrer ces différences.

Dans le modèle microphysique considéré, la saturation liquide constitue un facteur déterminant pour l'activation d'une particule de suie. Les Figure 4.9, Figure 4.10 et Figure 4.11 présentent l'évolution de cette valeur pour différentes abscisses en aval du moteur, pour les deux configurations étudiées. La Figure 4.9 illustre tout d'abord l'influence du tourbillon sur la saturation, et met en évidence les zones du panache où celle-ci augmente. En l'absence de tourbillon, la saturation liquide d'une particule dépend uniquement de sa position radiale par rapport au centre du jet, avec une valeur inférieure à 0,8 [-] au cœur du jet, jusqu'à plus de 1,3 [-] en périphérie. En revanche, lorsqu'un tourbillon est présent, les particules situées à proximité de celui-ci auront une saturation liquide plus élevée que celles qui en sont éloignées,

à distance radiale égale du centre du jet. Ainsi, à une distance aussi courte derrière le moteur, les valeurs sont similaires dans les deux cas, seule la distribution des particules est impactée.

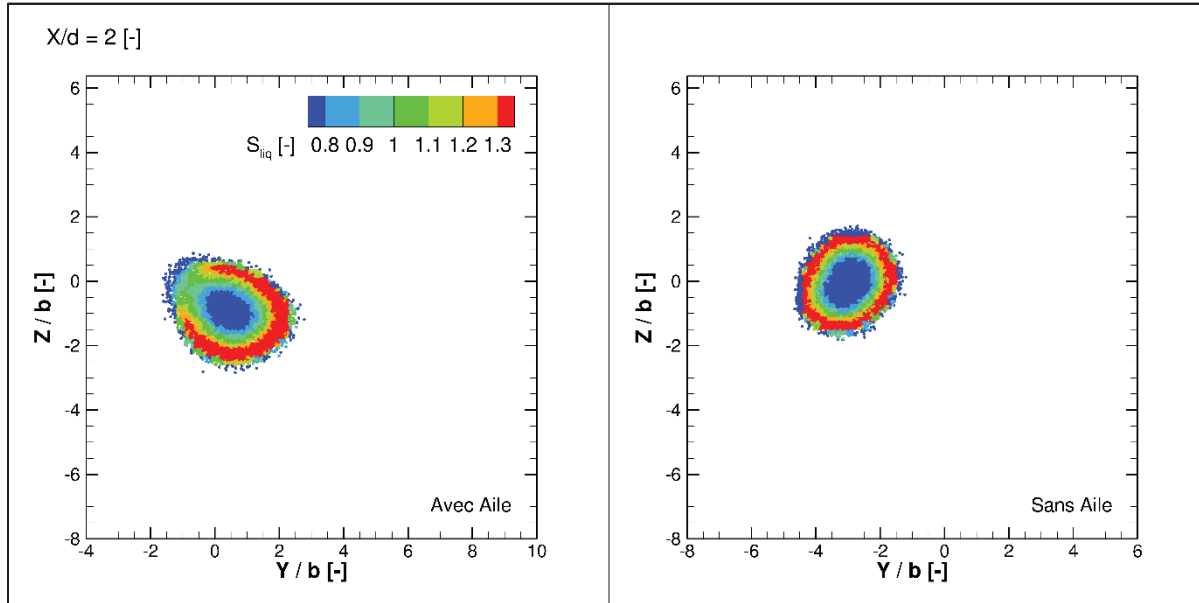


Figure 4.9. Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations, avec et sans aile, 2 envergures derrière le moteur

La Figure 4.10 présente la saturation liquide des particules à 5 envergures en aval de l'appareil. On observe que, dans le cas sans tourbillon, une proportion plus importante de particules présente une saturation liquide supérieure à 1 [-], en comparaison avec le cas où le tourbillon est pris en compte, pour lequel la majorité des particules possède une saturation liquide située entre 0,9 et 1 [-]. La géométrie du panache étant différente, la distribution de la saturation liquide varie entre les deux cas, même si les valeurs restent similaires.

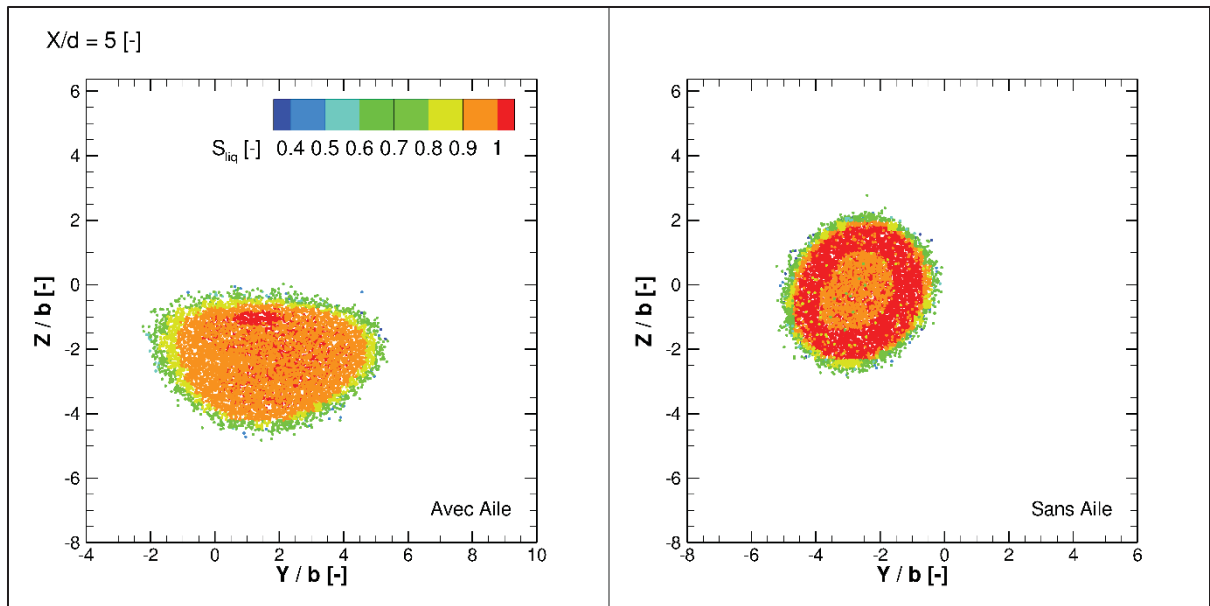


Figure 4.10. Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations, avec et sans aile, 5 envergures derrière le moteur

Finalement, la Figure 4.11 illustre les valeurs de saturation liquide pour les particules à une distance de 10 envergures. De légères variations locales peuvent être observées, mais la saturation liquide est majoritairement située entre 0,6 et 0,7 [-]. Ainsi, elle a significativement diminué par rapport au cas précédent, à 5 envergures, et passe même sous le seuil d'activation lié à une saturation liquide de 1 [-]. À une telle distance du moteur, on observe non seulement des différences dans la distribution de la saturation liquide, mais également dans les valeurs maximales atteintes. Les variations liées au tourbillon issu de l'aile dans la microphysique sont alors observables.

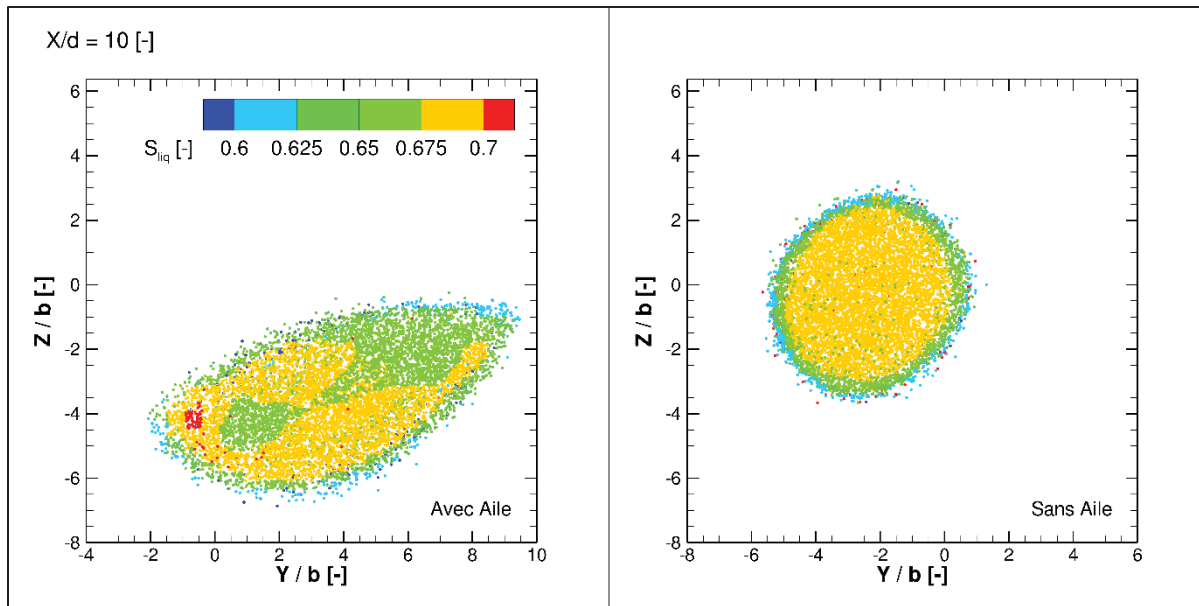


Figure 4.11. Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations, avec et sans aile, 10 envergures derrière le moteur

De la même manière, la Figure 4.12 illustre la saturation solide à une distance de 10 envergures en aval du moteur, pour les deux configurations étudiées. Les résultats apparaissent globalement similaires à ceux obtenus pour la saturation liquide, notamment en ce qui concerne l'homogénéité des valeurs en fonction de la distance radiale au centre du jet. Toutefois, on remarque que la saturation solide reste supérieure à 1 [-] presque partout, ce qui empêche toute sublimation. Ainsi, une traînée de condensation formée plus tôt dans le panache ne pourrait pas se sublimer, et donc disparaître dans l'atmosphère, et ce, dans les deux configurations.

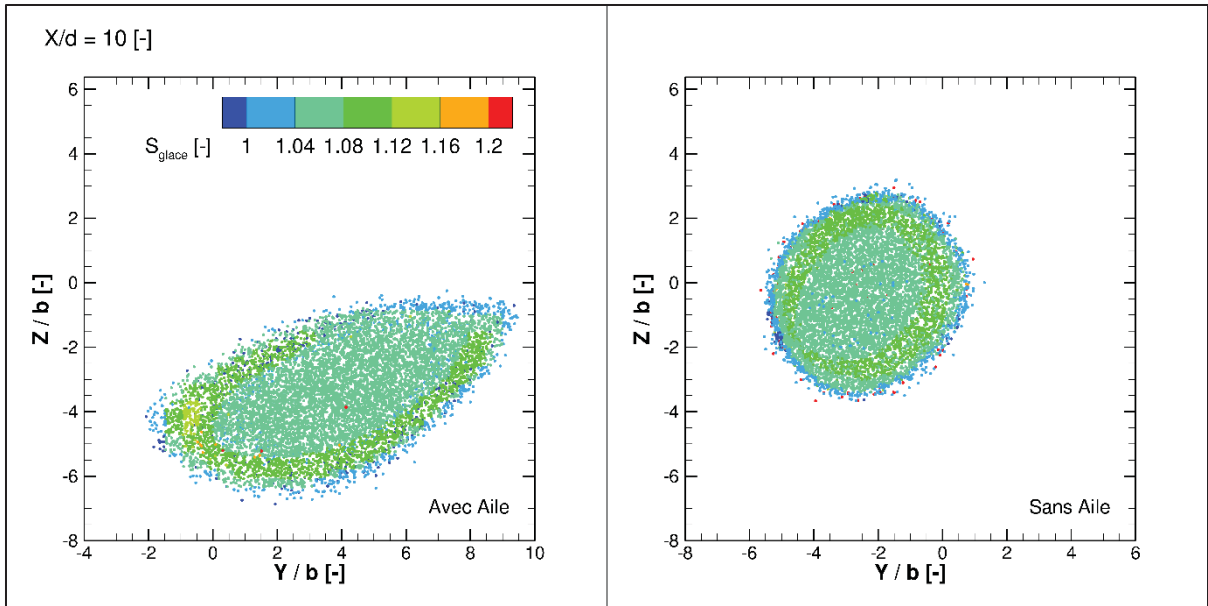


Figure 4.12. Comparaison de la saturation solide dans les deux configurations, avec et sans aile, 10 envergures derrière le moteur

On observe également une évolution moyenne similaire dans les deux configurations, en cohérence avec les observations faites sur les coupes à différentes abscisses. Elles commencent toutes les 2 à 0 [-], avant de monter jusqu'à leur maximum avant 1 seconde. Ce maximum est de 1,2 [-] pour la saturation liquide et de 1,8 [-] pour la saturation solide. Elles décroissent ensuite dans les deux cas vers une valeur limite, un peu plus de 0,6 [-] pour la saturation liquide et un peu plus de 1 [-] pour la saturation solide. Ainsi, cette dernière ne descend pas en dessous de 1 [-], ce qui limite la sublimation des particules et, par conséquent, prolonge la durée de vie de la traînée de condensation. Ces observations sont cohérentes avec les analyses précédentes : en moyenne, les valeurs de saturation liquide et solide sont les mêmes pour les deux configurations, seule leur répartition spatiale est différente.

La Figure 4.13 présente l'évolution des pressions partielles en fonction de la température, accompagnées des lignes de mélange pour les deux configurations. Dans les deux cas, ces lignes de mélange débutent dans la même zone, située à droite du graphique, puis évoluent de manière similaire à mesure que la température diminue, jusqu'à converger vers un même point, à une température d'environ 224 [K]. On retrouve cependant les observations faites

précédemment sur la température moyenne du jet, légèrement plus faible dans le cas avec une aile, due à la dilution faite par le tourbillon.

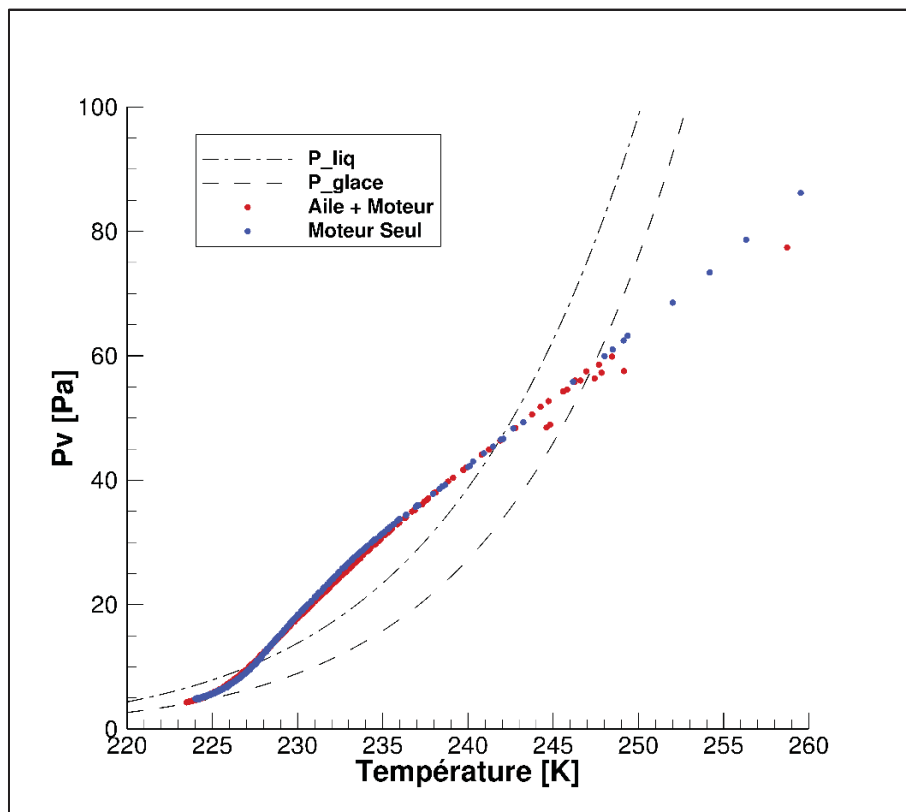


Figure 4.13. Évolution de la pression partielle en fonction de la température dans les deux configurations étudiées, avec et sans aile

La Figure 4.14 met en évidence une augmentation notable du rayon des particules, à 10 envergures en aval du moteur. On observe une très large majorité de particules dont le rayon dépasse 600 [nm], réparties de manière quasi uniforme sur l'ensemble de la section du panache, et ce, dans les deux configurations. Cependant, dans le cas avec une aile, certaines particules ont des rayons sensiblement plus faibles que les autres, moins de 400, voire 200 [nm]. Cette différence est une conséquence directe des valeurs et distributions des saturations liquides et solides présentées plus tôt.

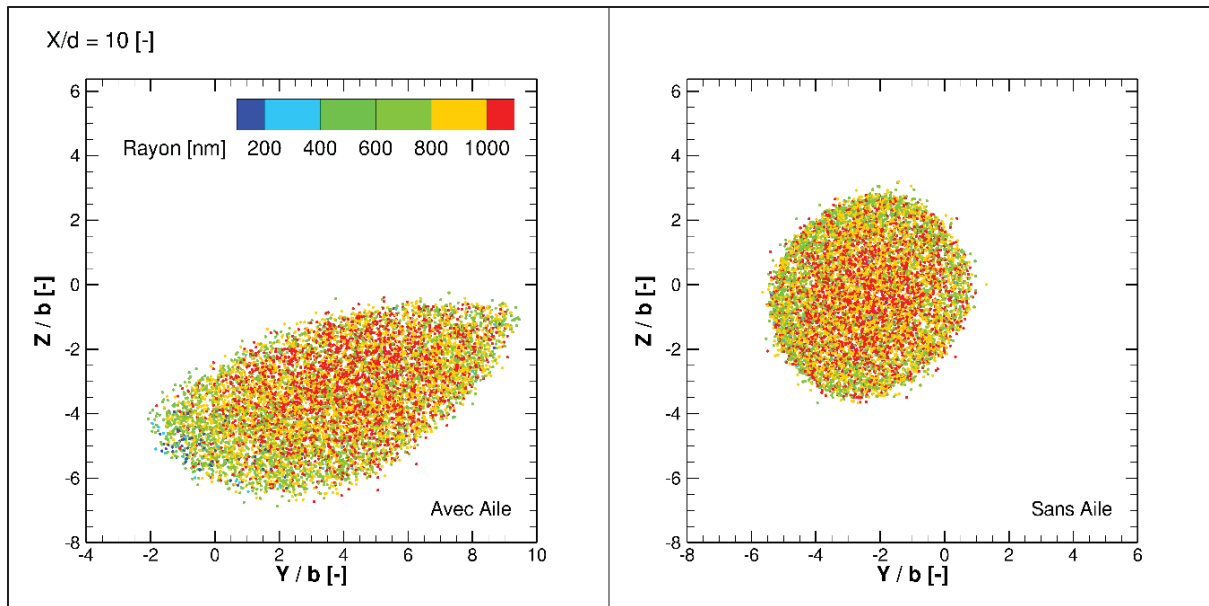


Figure 4.14. Vue en coupe transverse des rayons dans les deux configurations, avec et sans aile, à une distance de 10 envergures en aval du moteur

En revanche, au même titre que les saturations, l'évolution du rayon moyen est similaire dans les deux configurations. Elles débutent à environ 20 [nm], valeur correspondant au rayon moyen des particules de suies émises par le moteur. La croissance des rayons est ensuite similaire dans les deux cas, jusqu'à atteindre une valeur limite d'environ 900 [nm]. Ces résultats sont en accord avec les travaux de (Georgelin, 2024), qui rapportent des rayons d'environ 300 [nm] à 2 envergures, ainsi qu'avec ceux de (Megherbi, 2019), qui observent une convergence du rayon moyen vers 900 [nm] à partir d'environ 5,5 envergures. De plus, les résultats obtenus pour la saturation liquide, solide et les tailles de rayon sont cohérents avec l'observation suivante : dans les conditions atmosphériques considérées, la totalité des particules s'active, puis gèle, et ce, dans les deux configurations étudiées. Les tendances générales sont similaires à celles rapportées par (Georgelin, 2024).

La Figure 4.15 présente les fonctions de probabilités de distribution des rayons des cristaux de glace pour les deux configurations étudiées, avec et sans aile, à des distances en aval du moteur de 1, 2, 5 et 10 envergures. Sur la première figure, on observe un léger décalage entre les deux configurations : la distribution est centrée sur un rayon d'environ 150 [nm] sans aile, contre

200 [nm] avec l'aile. Sur la deuxième figure, les distributions sont similaires, centrées sur un rayon de 450 [nm] environ, mais un second pic subsiste pour les faibles rayons, indiquant que toutes les particules ne sont pas encore activées et gelées. À la troisième figure, ce pic a disparu, confirmant que l'ensemble des particules est activé ; les distributions se concentrent alors autour de 800 [nm]. Enfin, la quatrième figure montre des distributions centrées sur 900 [nm], en cohérence avec les résultats précédents. Néanmoins, une différence notable apparaît : la probabilité associée à la valeur du rayon moyen est plus élevée dans le cas sans aile. La présence de l'aile et du tourbillon induit donc une répartition plus étalée des valeurs de rayons autour de la moyenne.

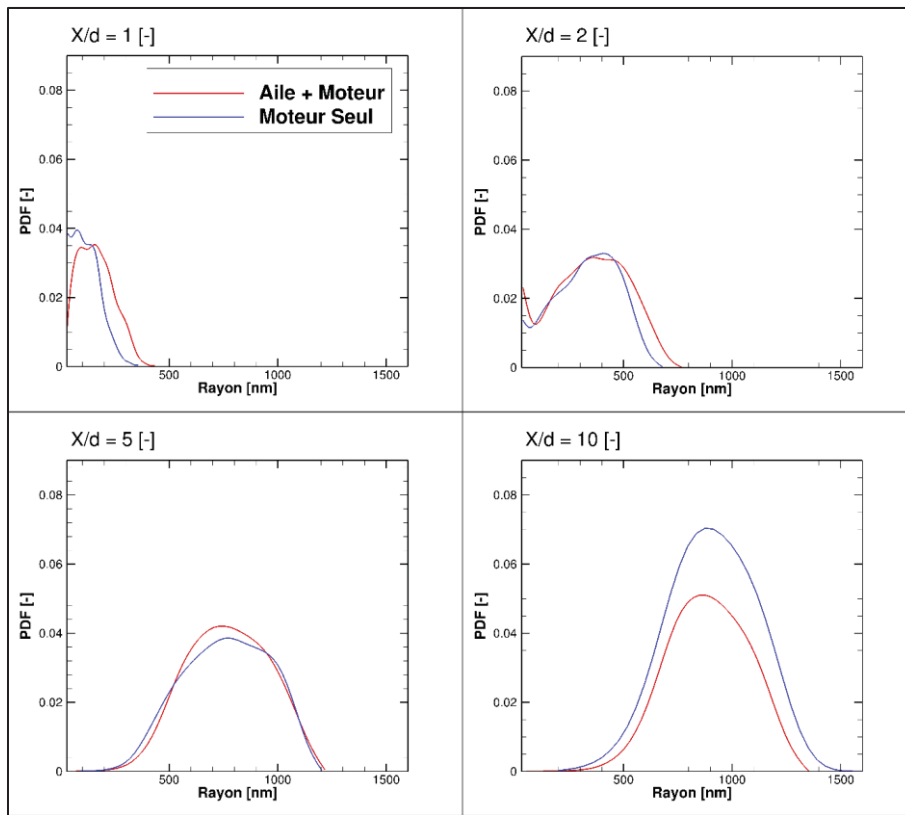


Figure 4.15. Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les deux configurations, avec et sans aile

Enfin, la Figure 4.16 illustre l'évolution de l'épaisseur optique moyenne en aval du moteur pour les deux configurations étudiées. Pour rappel, le critère de visibilité a été fixé à 0,01 [-] :



les traînées de condensation sont donc visibles dans les deux cas. Toutefois, elles apparaissent plus tôt sans aile, soit à environ 2 envergures derrière le moteur, contre 3 envergures avec une aile. Cette différence s'explique par la modification géométrique induite par le tourbillon sur le panache. En effet, bien que les résultats précédents concernant le nombre de particules de glace et leur rayon soient similaires dans les deux configurations, la forme du panache diffère sensiblement : elle est ovoïde en présence du tourbillon, tandis qu'elle reste circulaire en son absence. Les particules de glace y sont alors plus étalées et dispersées, ce qui conduit à la formation d'une traînée moins opaque, mais plus large.

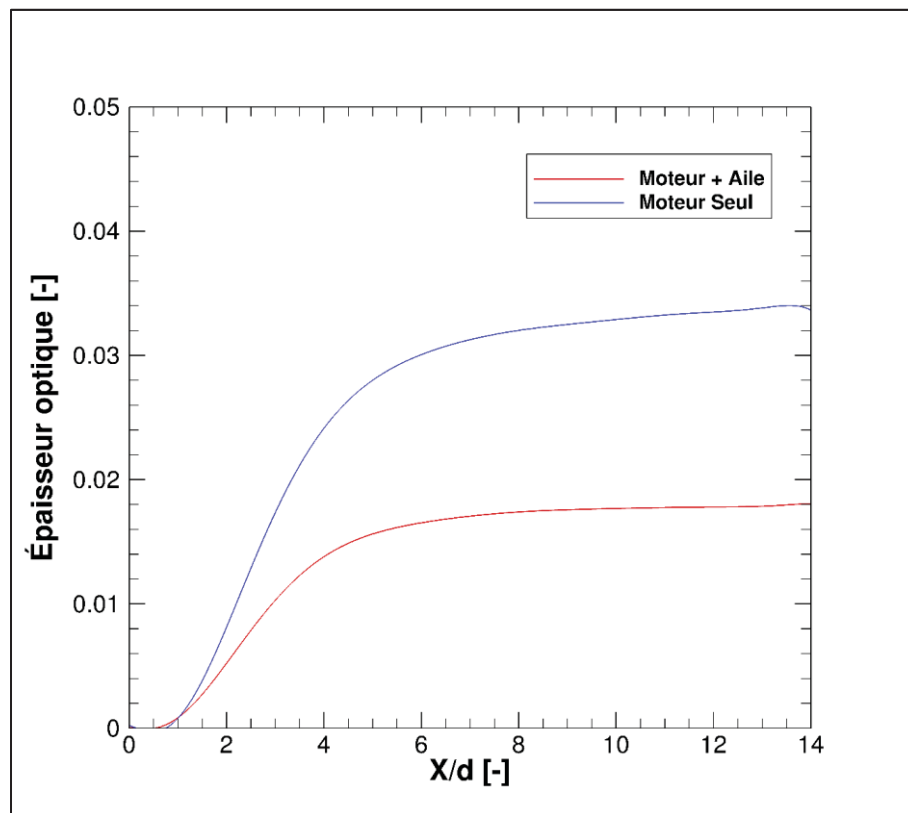


Figure 4.16. Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les deux configurations étudiées, avec et sans aile

La Figure 4.17 présente l'évolution de l'épaisseur optique à une distance de 10 envergures en aval du moteur, pour les deux configurations étudiées, avec et sans aile. La grandeur en abscisse  $Y_0$  permet de comparer les deux écoulements autour de leur centre respectif, sans tenir

compte de la déviation due au tourbillon. En considérant un critère de visibilité de 0,01 [-], la traînée de condensation déformée par le tourbillon sera environ 2 fois plus large qu'une traînée formée par un moteur seul.

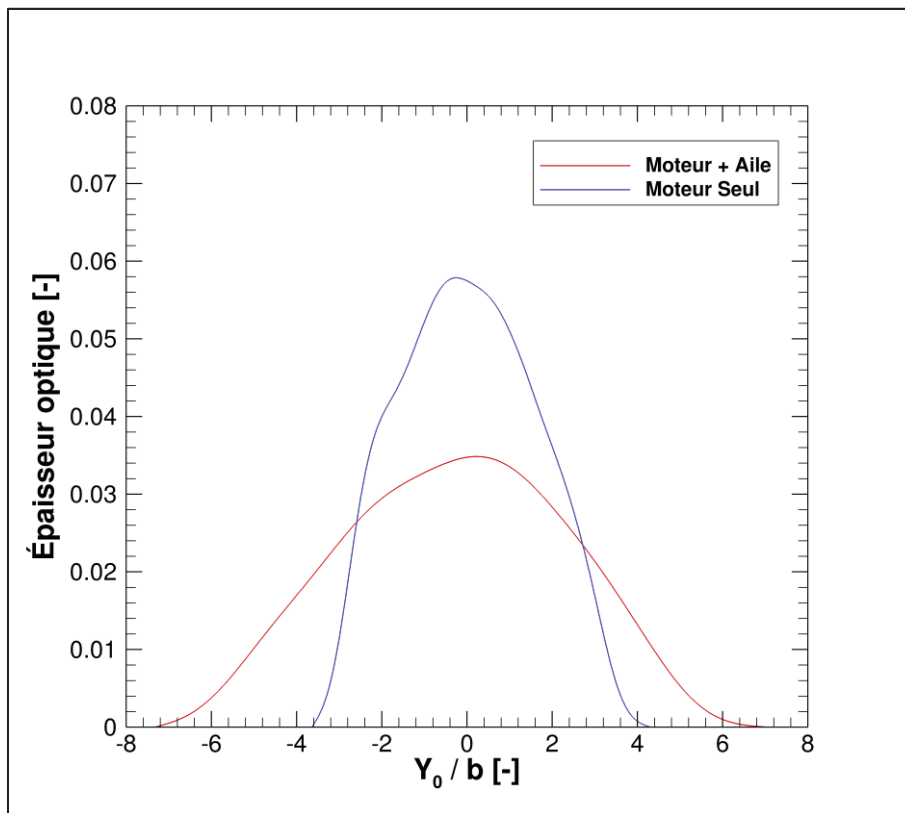


Figure 4.17. Épaisseur optique transverse pour  $X / d = 10$  [-] dans les deux configurations, avec et sans aile

## 4.2 Influence de la température ambiante sur les résultats microphysiques

Comme présenté dans la revue de littérature, la formation des traînées de condensation dépend directement de la température ambiante. Afin de mieux analyser cet impact, cette section propose une comparaison entre différents cas de température ambiante. Le cas de référence, présenté dans le chapitre précédent, repose sur une température ambiante de 218,81 K, à laquelle s'ajoutent des simulations avec des températures de 215 K et 225 K. Ces valeurs ont été choisies afin de permettre une comparaison et une validation avec d'autres études

existantes, notamment celle de (Georgelin, 2024), tout en restant inférieures au seuil théorique de formation des traînées de condensation autour de 226 K.

La variation de la température ambiante entraîne la modification d'autres paramètres de la simulation qui lui sont directement liés. Tout d'abord, les conditions aux limites du moteur, en entrée comme en sortie, vont évoluer, notamment la température totale et la pression totale associées aux surfaces concernées. Ensuite, les paramètres du raffinement automatique du maillage sont également impactés. En effet, ceux-ci avaient été définis afin de représenter au mieux l'écoulement en sortie du moteur et celui en aval du bout de l'aile. Une variation des conditions ambiantes conduit alors à un sous-raffinement lorsque la température diminue, et à un sur raffinement lorsqu'elle augmente. Ainsi, le maillage de ces cas diffère légèrement de celui validé dans le chapitre précédent, mais l'hypothèse retenue est qu'il demeure pertinent, tant que le nombre total de mailles et l'allure générale du maillage restent similaires.

La Figure 4.18 illustre les valeurs de saturations pour les particules situées 2 envergures en aval du moteur, pour les trois cas de température ambiante considérés. Dans le cas le plus froid, à 215 K, la répartition des valeurs de saturation est similaire au cas de référence à environ 219 K : les valeurs les plus faibles, inférieures à 1 [-], se trouvent au centre du jet, alors que les valeurs les plus élevées se trouvent dans sa périphérie, atteignant plus de 1,3 [-]. Toutefois, l'influence du tourbillon y est atténuée : les disparités entre les zones les plus proches et éloignées du tourbillon sont réduites, et la répartition apparaît plus uniforme autour du centre du jet. À l'inverse, dans le cas le plus chaud à 225 K, le plus proche de la température de seuil, la saturation liquide est globalement plus faible dans l'ensemble du panache. En effet, aucune particule n'atteint une saturation liquide supérieure à 0,8 [-].

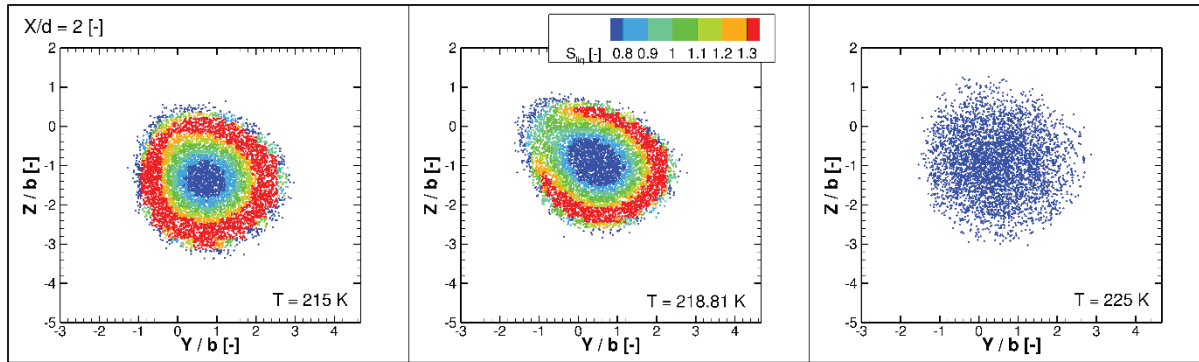


Figure 4.18. Comparaison de la saturation liquide dans les trois configurations de température ambiante, 2 envergures derrière le moteur

La Figure 4.19 illustre l'état de la saturation liquide dans les deux cas les plus froids, à 215 et 218,81 [K] à une distance de 10 envergures en aval du moteur. La configuration à 225 [K] n'est pas représentée, car elle est trop proche de la température de seuil, c'est-à-dire que la saturation ne dépasse toujours pas 1 [-]. Dans les cas configurations illustrées, la saturation liquide se trouve majoritairement entre 0,65 et 0,75 [-]. Cependant, lorsque la température ambiante vaut 215 [K], on observe davantage d'écarts à ces valeurs moyennes que dans le cas d'une température ambiante de 218,81 [K], avec les valeurs les plus basses en bordure du panache, et les valeurs les plus élevées dans la partie basse du panache, dans la zone la plus déviée par le tourbillon. Ainsi, pour une température ambiante plus basse, l'influence du tourbillon est davantage visible, notamment dans les répartitions des valeurs de saturation.

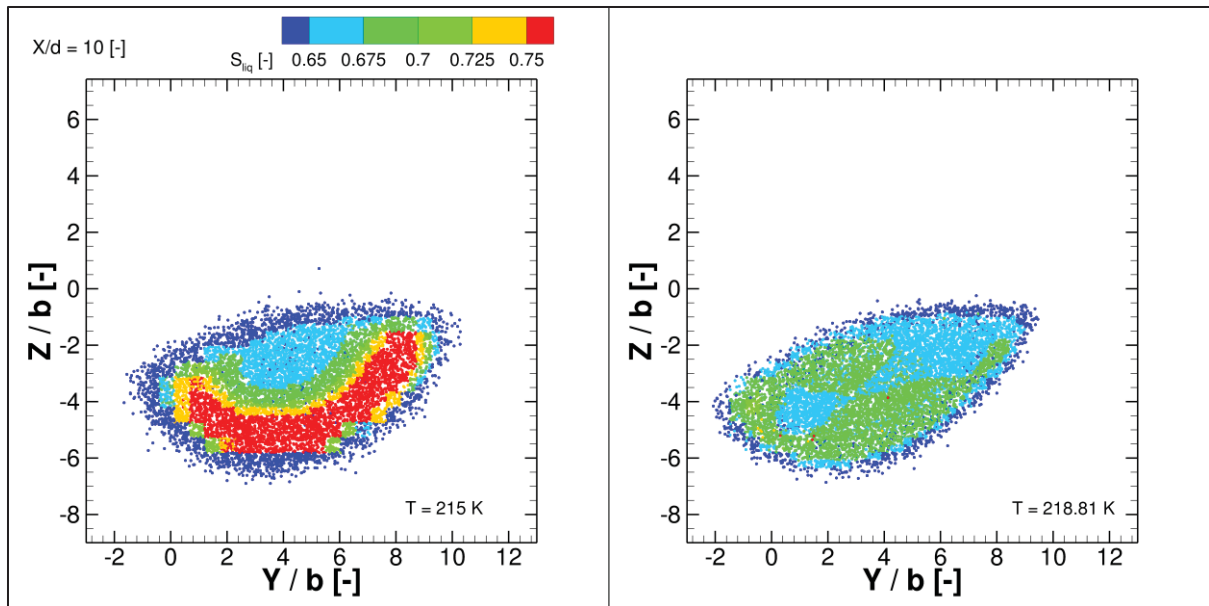


Figure 4.19. Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations choisies de température ambiante, 10 envergures derrière le moteur

La Figure 4.20 illustre la saturation solide dans les deux configurations de température ambiante, à une distance de 10 envergures en aval du moteur. La répartition des valeurs hautes de saturation solide correspond à la répartition de la saturation liquide, dans le cas d'une température de 215 [K]. Cependant, dans les deux cas, la saturation solide est majoritairement au-dessus de 1 [-], c'est-à-dire qu'une traînée de condensation qui se serait formée avant resterait persistante.

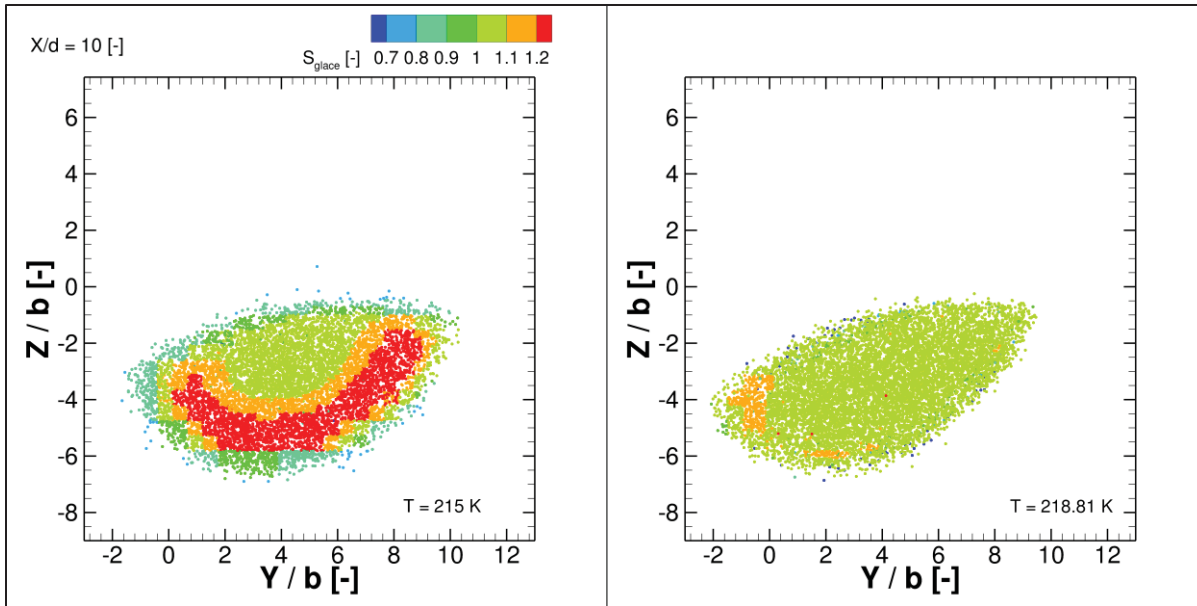


Figure 4.20. Comparaison de la saturation solide dans les deux configurations choisies de température ambiante, 10 envergures derrière le moteur

La Figure 4.21 présente l'évolution temporelle moyenne de la saturation liquide et solide pour les deux configurations de température ambiante étudiées à 215 et 218,81 [K]. On observe dans les deux cas des comportements similaires. La saturation liquide, initialement nulle en sortie du moteur, atteint un maximum de 1,2 [-] au bout d'environ 0,8 s, puis décroît progressivement jusqu'à environ 0,6 [-]. De la même manière, la saturation solide part également de 0 [-], atteint un maximum de 1,7 [-] au même instant que la saturation liquide, puis diminue ensuite pour se stabiliser légèrement au-dessus de 1 [-]. Cette valeur finale indique que la saturation finale des particules de glace ne descend pas en dessous de 1 [-], c'est-à-dire qu'en moyenne : elles ne se subliment donc pas, et le panache formé subsiste dans l'atmosphère sur la période considérée de 4 s environ. Par ailleurs, on observe qu'au cours de la première seconde, l'ensemble des particules des cas à 215 et 218,81 [K] s'activent et gèlent. La principale différence entre les deux configurations de température ambiante repose sur une légère différence de temps entre les instants où les maximums sont atteints, plus rapide de quelques dixièmes de seconde dans le cas d'une température ambiante de 218,81 [K] par rapport au cas à 215 [K]. Ces valeurs moyennes cachent néanmoins les légers écarts observés sur les figures précédentes.

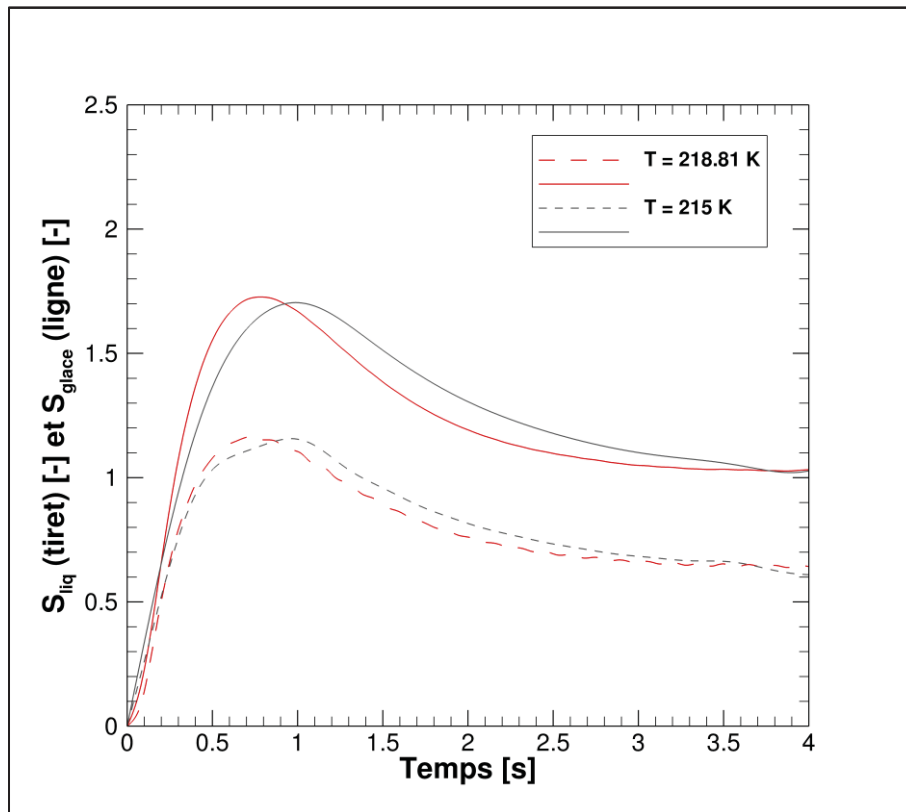


Figure 4.21. Évolution temporelle de la saturation solide (en ligne) et la saturation liquide (en tiret) dans les deux configurations choisies de température ambiante

La Figure 4.22 présente les valeurs des rayons des particules dans les deux configurations de température ambiante considérées, à une distance de 10 envergures en aval du moteur. On peut ainsi observer des particules plus grosses dans le cas d'une température ambiante de 215 [K], avec une majorité de rayons supérieurs à 1000 [nm], alors que de tels rayons sont moins observables dans le cas à 218,81 [K]. Cet écart est une conséquence directe des différences de valeurs pour les saturations liquide et solide, observées précédemment.

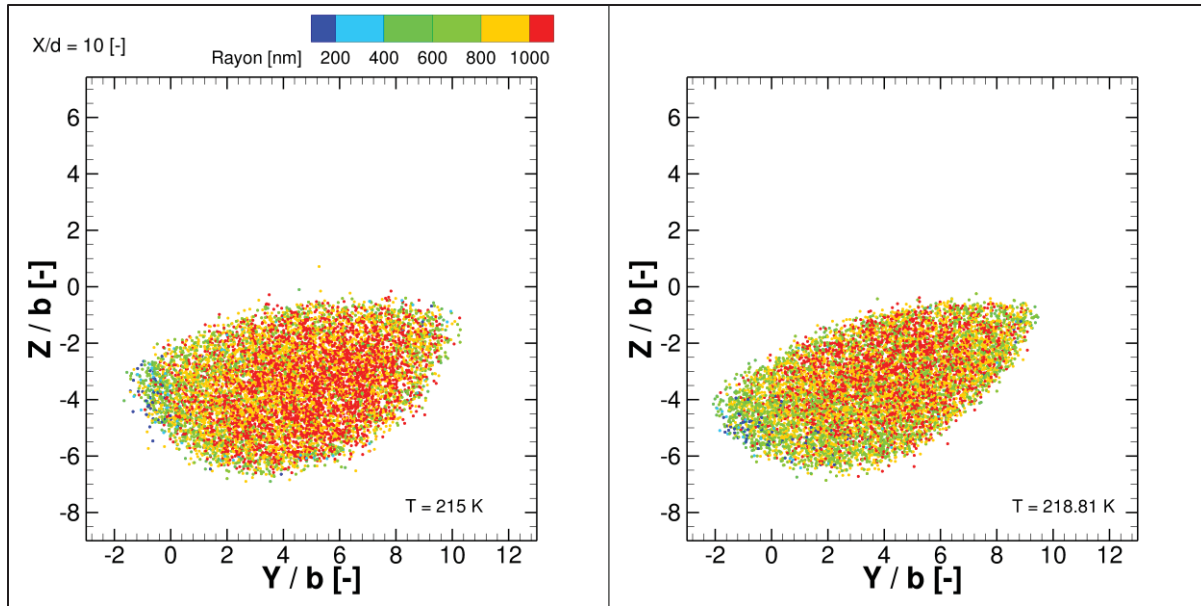


Figure 4.22. Vue en coupe transverse des rayons dans les deux configurations choisies de température ambiante, à une distance de 10 envergures en aval du moteur

La Figure 4.23 présente l'évolution des rayons moyens en fonction de la distance au moteur pour les deux configurations de température ambiante considérées, à 215 et 218,81 [K]. Les deux cas suivent une tendance similaire : à partir d'une moyenne initiale d'environ 20 [nm] en sortie du moteur, les particules croissent progressivement jusqu'à atteindre une valeur limite, d'environ 950 [nm] pour 215 K et 900 [nm] pour 218,81 K, après quelques envergures. Ce résultat renforce les observations précédentes, faites à une distance de 10 envergures, et confirment, puis complètent sur une distance plus longue, les travaux de (Georgelin, 2024).



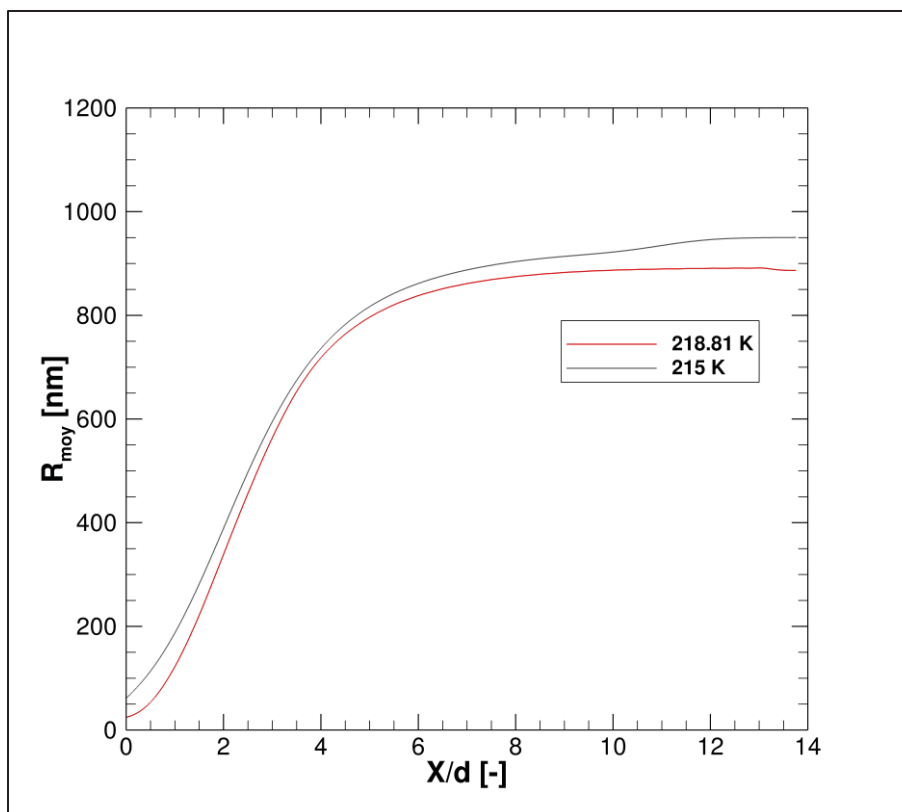


Figure 4.23. Évolution du rayon moyen en fonction de la distance en aval du moteur pour les deux configurations choisies de température ambiante

La Figure 4.24 présente les fonctions de distribution des rayons des particules pour les deux configurations correspondant aux températures ambiantes de 215 et 218,81 [K]. Dans les premières envergures en aval du moteur, les courbes sont relativement similaires dans les deux cas. En revanche, à une distance de cinq et dix envergures derrière le moteur, une différence se manifeste : pour 215 [K], le rayon moyen des particules est légèrement plus élevé que dans le cas à 218,81 [K], tandis que l'écart-type demeure comparable. Ces observations sont cohérentes avec l'évolution du rayon moyen dans le panache présenté précédemment.

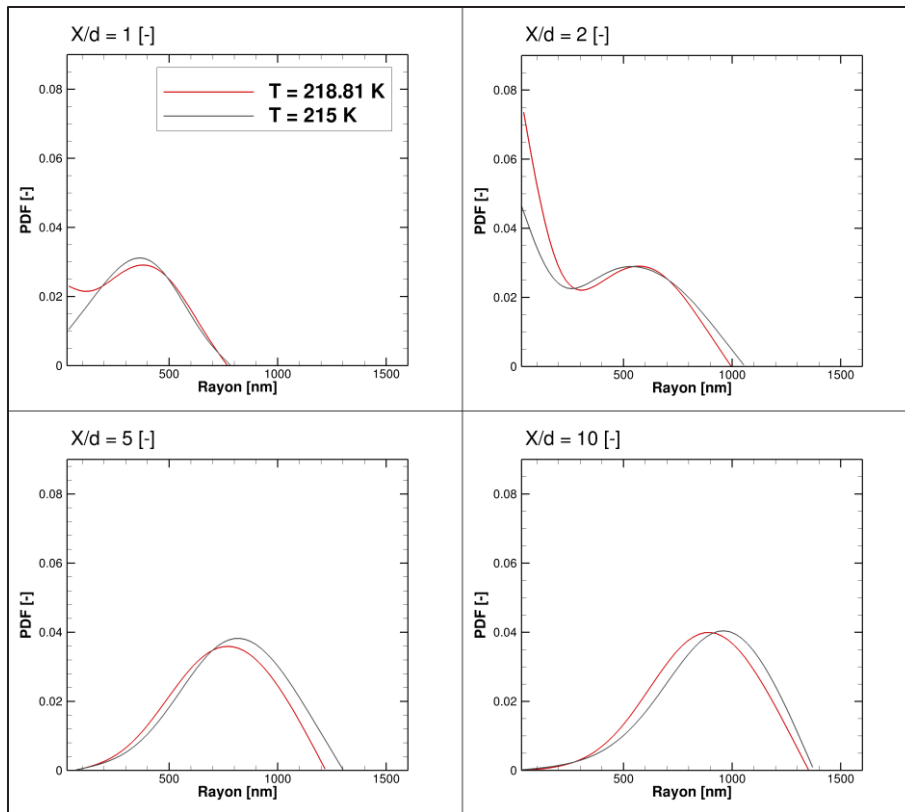


Figure 4.24. Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les deux configurations de température à 215 et 218.81 [K]

La Figure 4.25 illustre l'épaisseur optique en fonction de la distance en aval du moteur, pour les deux configurations les plus froides. Dès 2 à 3 envergures derrière le moteur, la traînée de condensation devient visible dans les deux cas, en considérant un seuil de visibilité fixé à 0,01 [-]. Toutefois, pour une température ambiante de 215 [K], l'épaisseur optique atteint des valeurs légèrement plus élevées que le cas de référence à 218,81 [K], traduisant une traînée plus marquée. Cette légère différence peut être reliée aux observations précédentes concernant les rayons des particules modérément plus élevés à 215 [K], ce qui accroît faiblement l'opacité de la traînée.

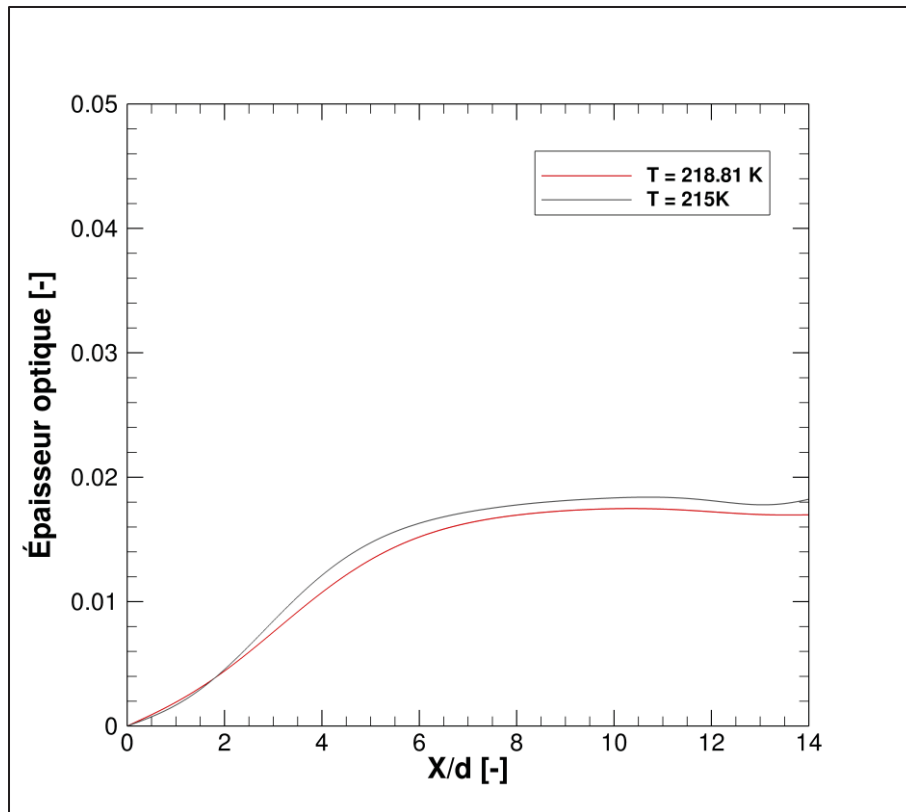


Figure 4.25. Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les deux configurations de température ambiante étudiées, à 215 et 218,81 [K]

### 4.3 Synthèse des résultats

L'objectif de cette étude est d'analyser l'évolution de la formation des cristaux de glace au sein d'une traînée de condensation, en tenant compte de l'influence exercée par l'aile sur le jet du moteur, et ce jusqu'au régime tourbillonnaire. Deux paramètres sont étudiés : d'une part, la présence ou l'absence de l'aile, afin d'évaluer son impact sur l'écoulement, et d'autre part, la variation de la température ambiante entre 215 et 225 [K].

L'étude de l'influence de l'aile a montré que les tourbillons marginaux qu'elle génère modifient la géométrie globale du panache. L'écoulement, initialement de forme quasi circulaire, tend à s'élargir et à se déformer, le jet étant entraîné vers le tourbillon, c'est-à-dire vers le bas et l'extérieur de l'avion. Cette modification géométrique n'affecte toutefois pas les

résultats microphysique : les particules s'activent, gèlent et croissent de manière similaire à celles du cas du moteur seul. La principale différence réside dans leur répartition spatiale au sein du jet. En effet, la présence de l'aile conduit à une diminution de l'opacité moyenne, et donc de la visibilité, de la traînée de condensation, tandis que sa largeur, et, par conséquent sa surface totale visible, augmente significativement.

L'étude sur l'influence de la température ambiante confirme les observations rapportées par (Georgelin, 2024). L'apparition de la traînée de condensation est favorisée à 215 [K] : les cristaux de glace se forment légèrement plus tôt et atteignent des rayons supérieurs à ceux de la configuration de référence à 218,81 [K]. La visibilité de la traînée s'en trouve alors légèrement plus importante. À l'inverse, à 225 [K], l'activation et la croissance des particules sont nettement réduites, rendant la traînée de condensation quasi invisible. Ainsi, cette température est bien une valeur proche du seuil de formation des cristaux de glace et des traînées de condensation.

Finalement, une température ambiante plus faible favorise la formation d'une traînée de condensation. En régime tourbillonnaire, l'effet principal observé concerne l'élargissement de la traînée, sans modification notable des processus microphysiques.

## CHAPITRE 5

### INFLUENCE DE PARAMÈTRES DU JET PROPULSIF INITIAL

Le chapitre précédent permet de commencer l'étude de l'influence de certains paramètres géométriques et atmosphériques sur le cas de référence. Afin de couvrir davantage de modèles utilisés dans cette étude, ce chapitre portera sur l'analyse du modèle microphysique, et notamment sur l'influence de paramètres liés aux particules de suie et à leur émission. Ainsi, dans un premier temps, l'influence du rayon initial moyen des particules de suies sera étudiée. Dans une seconde partie, l'analyse sera faite sur l'indice d'émission de ces particules de suies, c'est-à-dire la quantité émise par le moteur dans l'atmosphère.

#### 5.1 Rayon initial des particules de suies

Dans cette partie, l'influence du rayon initial moyen des particules de suies sur la formation et l'évolution des traînées de condensation est étudiée. En effet, la taille des particules de suie émises est liée au type de carburant utilisé pour la combustion (Bier et al., 2022). Pour cela, trois cas seront considérés. En plus de la configuration de référence avec un rayon initial moyen  $R_m = 20$  [nm], des rayons plus petits seront pris en compte, à savoir  $R_m = 15$  [nm] et  $R_m = 12$  [nm]. La dynamique initiale du panache est la même pour les trois cas, la seule différence intervient donc lors de l'ajout du modèle microphysique.

La Figure 5.1 présente les distributions de saturation liquide à 2 envergures en aval du moteur pour les trois conditions sur le rayon initial des particules, soit 12 [nm], 15 [nm] et le cas de référence à 20 [nm]. Les résultats montrent des comportements similaires dans l'ensemble des cas : les valeurs de saturation liquide restent inférieures à 0,9 [-] au centre du jet, tandis qu'elles atteignent plus de 1,3 en périphérie [-].

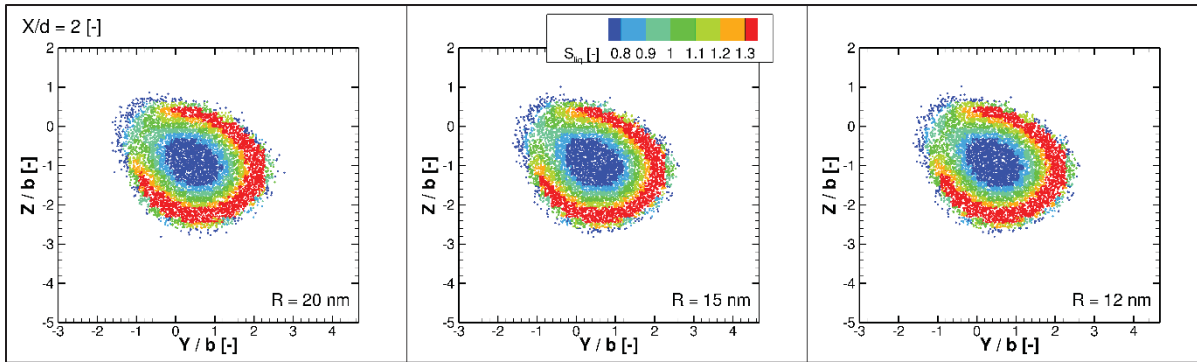


Figure 5.1. Comparaison de la saturation liquide dans les trois configurations de rayon initial, 2 envergures derrière le moteur

La Figure 5.2 présente la saturation liquide pour les trois configurations de rayons initiaux, à une distance de 10 envergures en aval du moteur. Dans les trois cas, les valeurs se situent entre 0,65 et 0,75 [-], avec les plus faibles localisées en périphérie du panache. Les différences entre les rayons initiaux sont minimales à cette distance, ce qui indique que l'influence du rayon de départ sur la saturation liquide tend à s'atténuer avec l'évolution du panache.

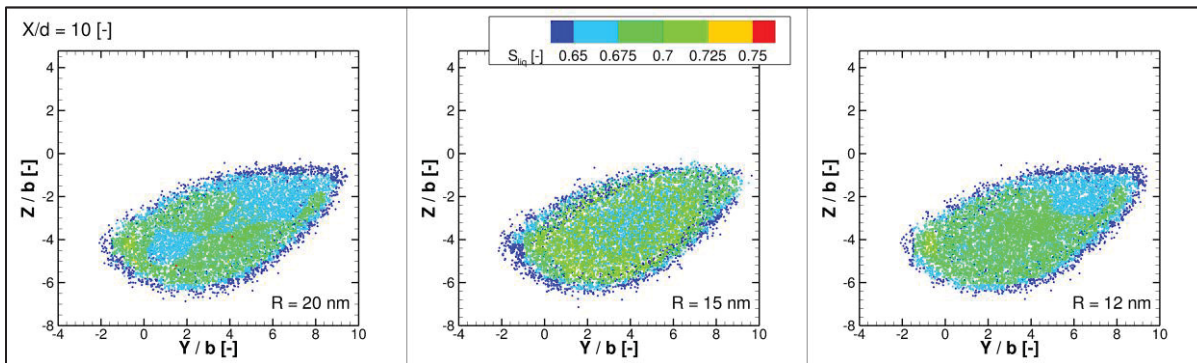


Figure 5.2. Comparaison de la saturation liquide dans les trois configurations de rayon initial, 10 envergures derrière le moteur

La Figure 5.3 présente les valeurs de saturation solide dans les trois configurations de rayons initiaux étudiées à une distance de 10 envergures en aval du moteur. De la même manière que pour la saturation liquide, dans l'ensemble des cas, la répartition est similaire avec des valeurs supérieures à 1 [-], ce qui indique que les cristaux de glace ne se sublimeront pas et que la traînée de condensation formée persistera dans l'atmosphère.

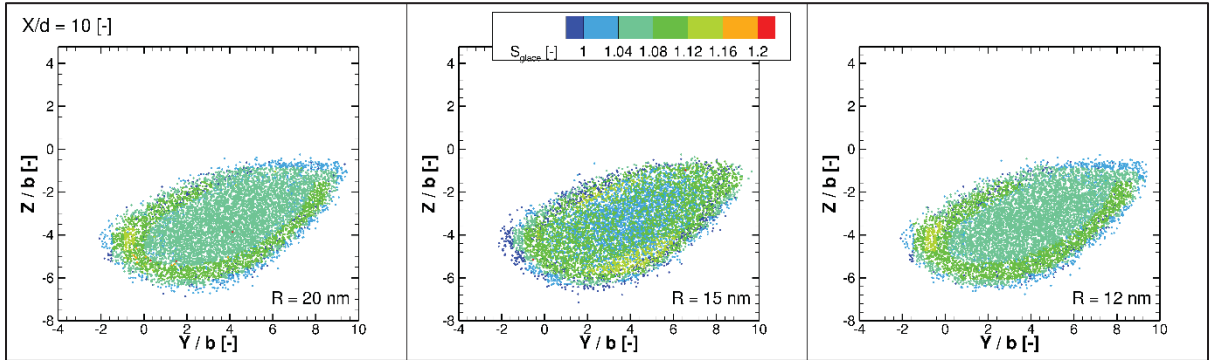


Figure 5.3. Comparaison de la saturation solide dans les trois configurations de rayon initial, 10 envergures derrière le moteur

De plus, on observe que les valeurs maximales des saturations liquide et solide sont similaires dans tous les cas. Ainsi, la saturation liquide atteint des valeurs supérieures à 1 [-], indiquant la possibilité de formation de la traînée de condensation, et la saturation solide reste supérieure à 1 [-], indiquant que la potentielle traînée de condensation persiste sans sublimation dans ces conditions. Ces résultats confirment que la variation du rayon initial à 218,81 [K] n'a pas d'impact significatif sur la saturation, étendant les observations de (Georgelin, 2024) à des distances plus importantes dans le panache.

La Figure 5.4 présente les rayons des particules pour les mêmes configurations, à 10 envergures en aval du moteur. Comme pour la distance de 2 envergures, aucune différence notable n'est observée entre les trois cas, en termes de valeurs de rayon. La répartition reste similaire : les rayons dépassent 1000 [nm] au cœur du jet, et restent rarement inférieurs à 400 [nm] sur l'ensemble du panache à cette distance.

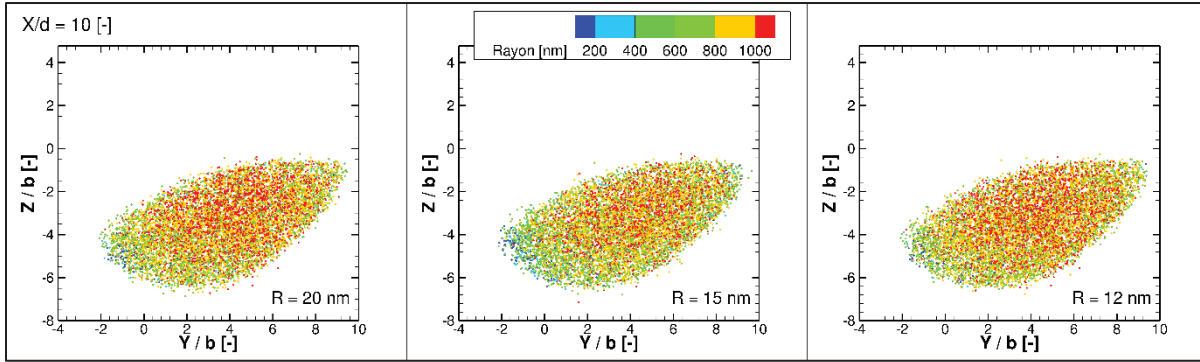


Figure 5.4. Vue en coupe des rayons des particules à 10 envergures du moteur pour les trois configurations de rayon initial considérées

Par ailleurs, l'activation et la congélation des particules de suies se produisent au même rythme pour les trois cas. En effet, après une seconde, la quasi-totalité des particules est activée, et une grande majorité d'entre elles est déjà gelée. De plus, bien que de légères différences soient observables en sortie du moteur, liées à l'initialisation, la croissance des particules est similaire et converge vers une valeur finale d'environ 900 [nm]. Comme pour les résultats précédents, l'impact de la variation du rayon initial est négligeable à 218,81 [K], confirmant et étendant les observations de (Georgelin, 2024) sur une plus grande distance.

La Figure 5.5 présente les fonctions de probabilité des rayons des particules de glace pour les trois configurations de rayons initiaux, 12 [nm], 15 [nm] et 20 [nm], et cela pour différentes distances en aval du moteur, soit à 2, 3, 5 et 10 envergures. Pour chaque distance, les fonctions de probabilités sont très similaires entre les trois configurations. Aux distances inférieures à 3 envergures, on observe un pic pour les rayons très faibles, correspondant aux particules n'ayant pas encore été activées et gelées. Un léger décalage entre les trois configurations peut être attribué aux initialisations différentes de rayon. Ces légères différences initiales disparaissent progressivement avec l'éloignement du moteur, comme le montrent les deux distances les plus grandes.



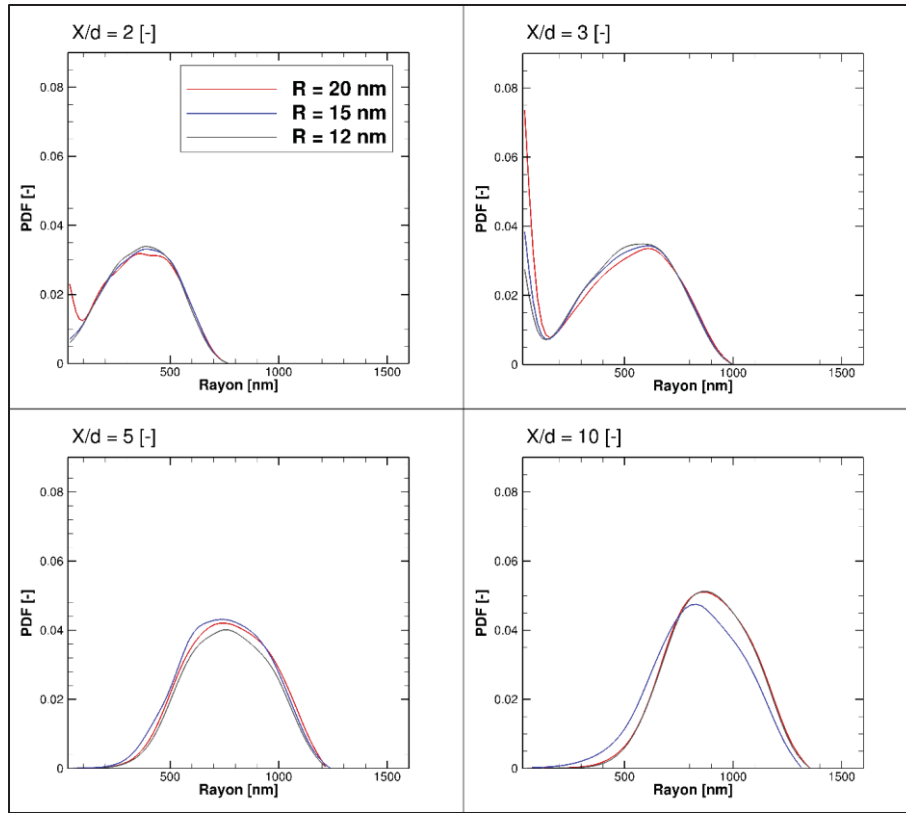


Figure 5.5. Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les trois configurations de rayon initial

Enfin, la Figure 5.6 présente l'évolution de l'épaisseur optique moyenne en fonction de la distance derrière le moteur pour les trois configurations de rayons initiaux étudiées. Pour rappel, le critère de visibilité est fixé à 0,01 [-]. Selon ce critère, à partir de 3 envergures en aval du moteur, la traînée de condensation formée devient suffisamment opaque pour être visible. On observe des écarts mineurs entre les trois configurations, au même titre que les saturations liquide et solide et les valeurs des rayons. Ainsi, la valeur du rayon initial n'a pas d'impact majeur sur la formation d'une traînée de condensation, à une température ambiante de 218,81 [K], prolongeant les observations de (Georgelin, 2024).

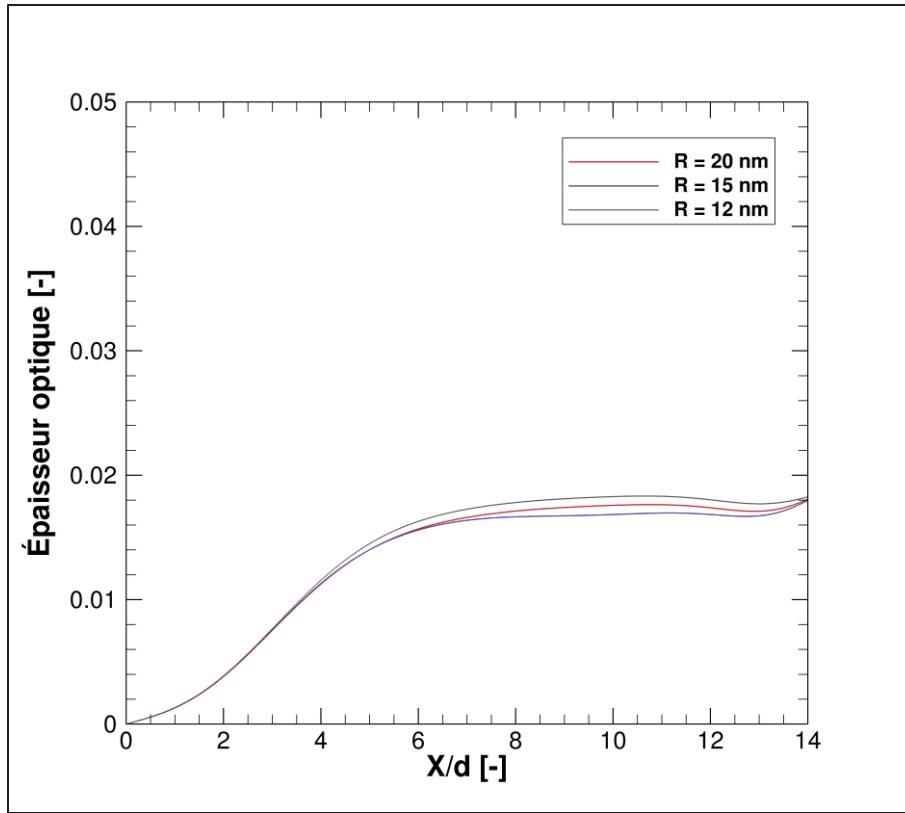


Figure 5.6. Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les trois configurations de rayon initial à 12, 15 et 20 [nm]

## 5.2 Indice d'émission des particules

Comme présenté plus haut, le modèle microphysique considéré dans cette étude utilise les particules de suies émises par le moteur comme noyau de condensation pour l'eau en suspension. Le nombre de particules émises par le moteur est donc déterminant pour étudier la formation et l'évolution des traînées de condensation. Ce paramètre dépend principalement des phénomènes de combustion dans le moteur, plutôt que du type de carburant utilisé. En plus de la simulation de référence avec un indice d'émission de  $10^{15}$  [ $\text{kg}^{-1}$ ], une autre valeur d'indice d'émission :  $5 \times 10^{14}$  [ $\text{kg}^{-1}$ ] sera considérée dans cette partie. Pour rappel, ces données sont exprimées en nombre de particules par kilogramme de carburant utilisé.

La Figure 5.7 présente les valeurs de saturation liquide pour les deux configurations d'émission, à une distance de 10 envergures en aval du moteur. La différence la plus marquée entre ces deux cas se situe au cœur du jet. En effet, la majorité des particules du cœur du jet dans la configuration avec un indice d'émission de  $10^{15} \text{ [kg}^{-1}\text{]}$  possède une saturation liquide inférieure à 0,7 [-], tandis que pour un indice d'émission de  $5 \times 10^{14} \text{ [kg}^{-1}\text{]}$ , la saturation liquide dépasse 0,7 [-] sur la quasi-totalité de la tranche de panache considérée. La densité de particules plus faible leur permet ainsi d'avoir une saturation liquide plus élevée.

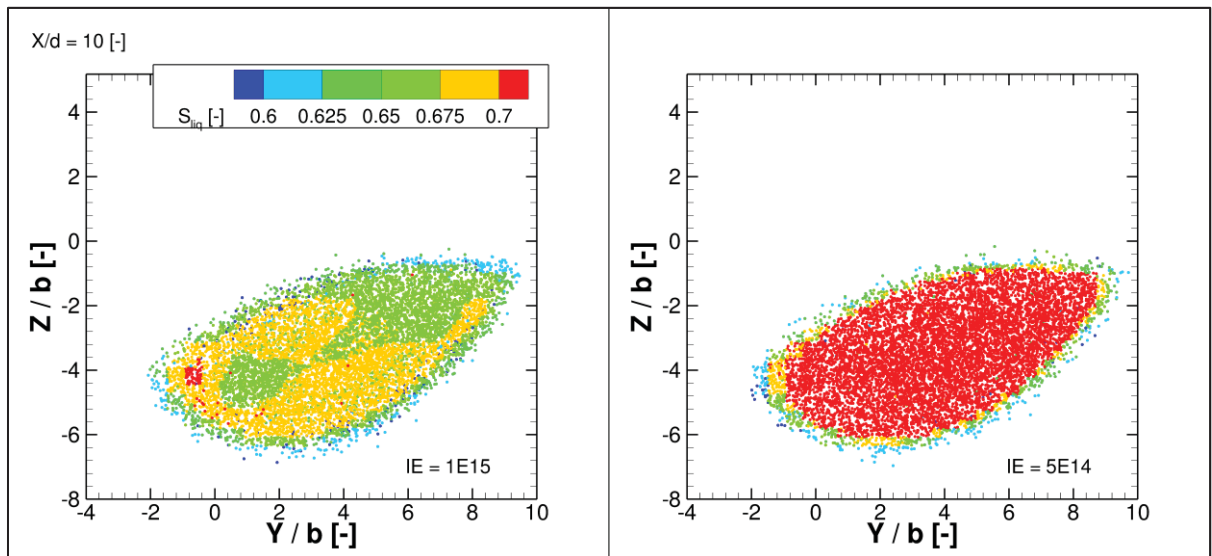


Figure 5.7. Comparaison de la saturation liquide dans les deux configurations d'indice d'émission, 10 envergures derrière le moteur

De manière similaire, la Figure 5.8 présente la saturation solide pour les deux configurations d'indice d'émission, à une distance de 10 envergures en aval du moteur. Dans les deux cas, la saturation solide reste majoritairement supérieure à 1 [-] dans l'ensemble du panache.

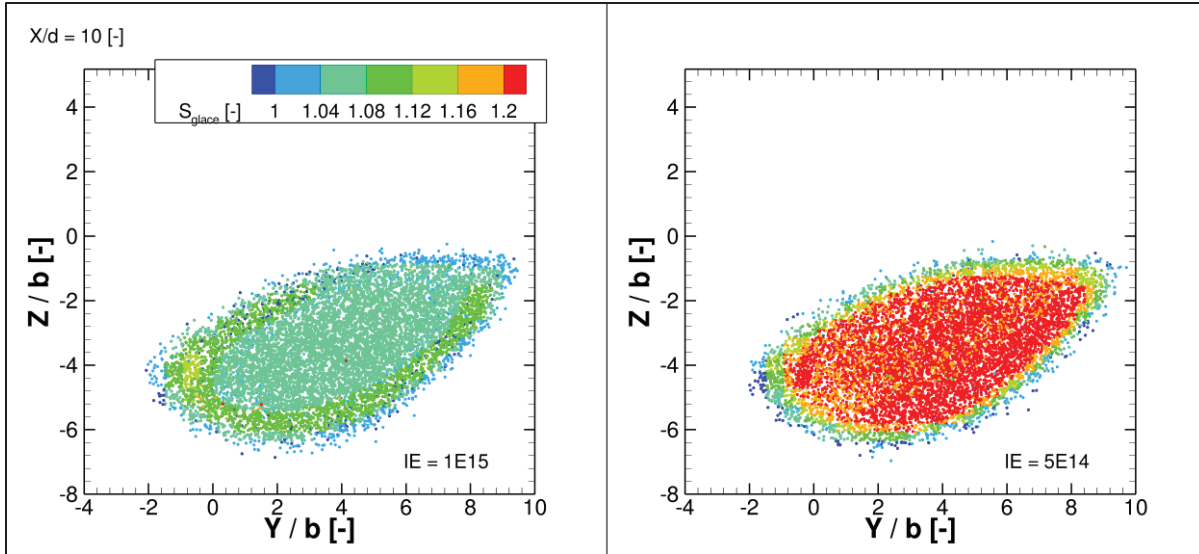


Figure 5.8. Comparaison de la saturation solide dans les deux configurations d'indice d'émission, 10 envergures derrière le moteur

La Figure 5.9 présente l'évolution temporelle moyenne de la saturation liquide et solide pour les deux configurations d'indice d'émission. Durant la première seconde, les résultats sont similaires pour les deux cas et pour chacune des saturations : les valeurs partent de 0 [-] en sortie de moteur, et atteignent environ 1,2 [-] pour la saturation liquide, et 1,8 [-] pour la saturation solide. Toutefois, la décroissance qui suit est plus rapide dans le cas présentant la plus grande densité de particules émises. Ces observations confirment les tendances déjà identifiées précédemment, et sont cohérentes avec les résultats de (Georgelin, 2024).

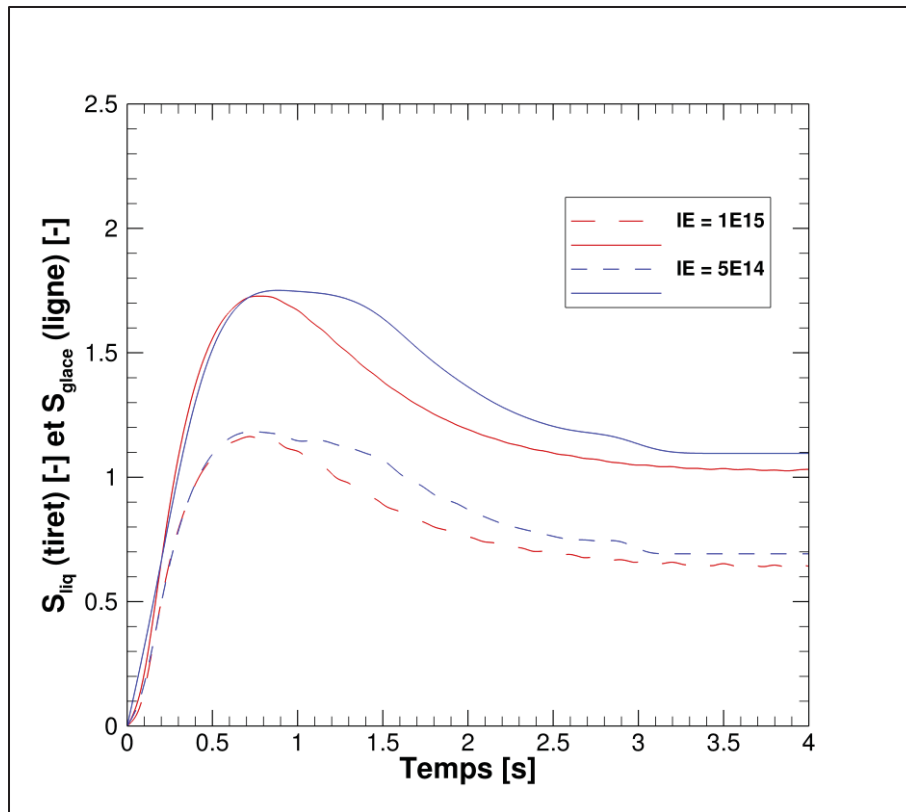


Figure 5.9. Évolution temporelle de la saturation solide (en ligne) et la saturation liquide (en tiret) dans les deux configurations d'indices d'émission

La Figure 5.10 présente les rayons des particules dans le panache pour une distance de 10 envergures en aval du moteur. De la même manière que pour les saturations liquide et solide précédemment, et comme conséquence directe, les rayons sont visiblement plus élevés dans le cas le plus pauvre en particules. En effet, dans cette configurations, la majorité des particules a un rayon supérieur à 1000 [nm], alors qu'ils représentent une minorité dans l'autre configuration.

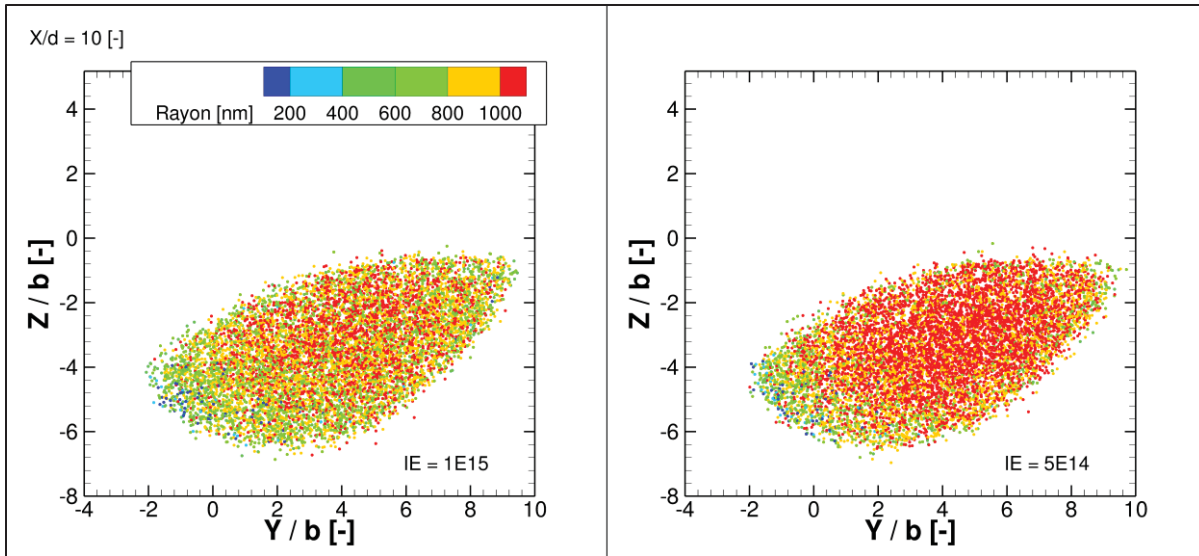


Figure 5.10. Vue en coupe transverse des rayons dans les deux configurations d'indice d'émission, 10 envergures derrière le moteur

Par ailleurs, pour les deux configurations de densité de particules, l'évolution est similaire dans les deux cas : au cours de la première seconde après leur émission par le moteur, la quasi-totalité des particules est activée et gelée. Les conditions sont donc propices à la formation d'une traînée de condensation dans les deux configurations.

La Figure 5.11 compare les valeurs de rayon moyen pour les différentes configurations étudiées, en fonction de la distance à la sortie du moteur. La croissance des rayons est similaire dans les deux cas sur les premières envergures. Cependant, à partir de 4 envergures, le rayon moyen dans le cas le plus riche ralentit sa croissance pour se stabiliser autour de 900 [nm], tandis que, dans l'autre configuration, le rayon moyen continue d'augmenter jusqu'à atteindre environ 1030 [nm]. Ce comportement est lié aux différences de saturation observées précédemment, et correspond aux tendances identifiées par (Georgelin, 2024) pour des valeurs d'indice d'émission plus élevées.

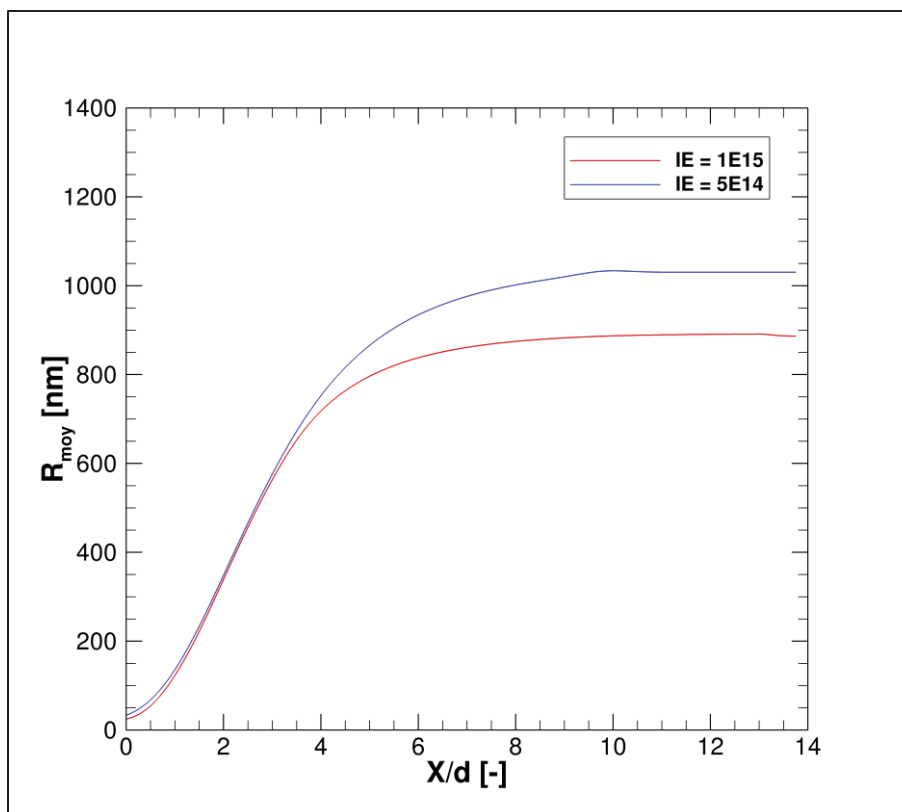


Figure 5.11. Évolution du rayon moyen en fonction de la distance en aval du moteur pour les deux configurations d'indices d'émission

La Figure 5.12 présente les fonctions de probabilité des rayons pour les deux configurations étudiées, à différentes distances derrière le moteur, soit 2, 3, 5 et 10 envergures. Sur les premières envergures, les fonctions de probabilités sont très similaires pour les deux cas. À mesure que l'on s'éloigne, de légers écarts apparaissent : dans la condition la plus pauvre en particules,  $5 \times 10^{14} \text{ [kg}^{-1}\text{]}$ , le rayon moyen devient légèrement supérieur à celui observé dans le cas le plus riche, à  $10^{15} \text{ [kg}^{-1}\text{]}$ , conformément aux observations précédentes. Cet écart est davantage marqué à une distance de 10 envergures, avec une différence de plus de 100 [nm] entre les maximums, soit environ 10 %.

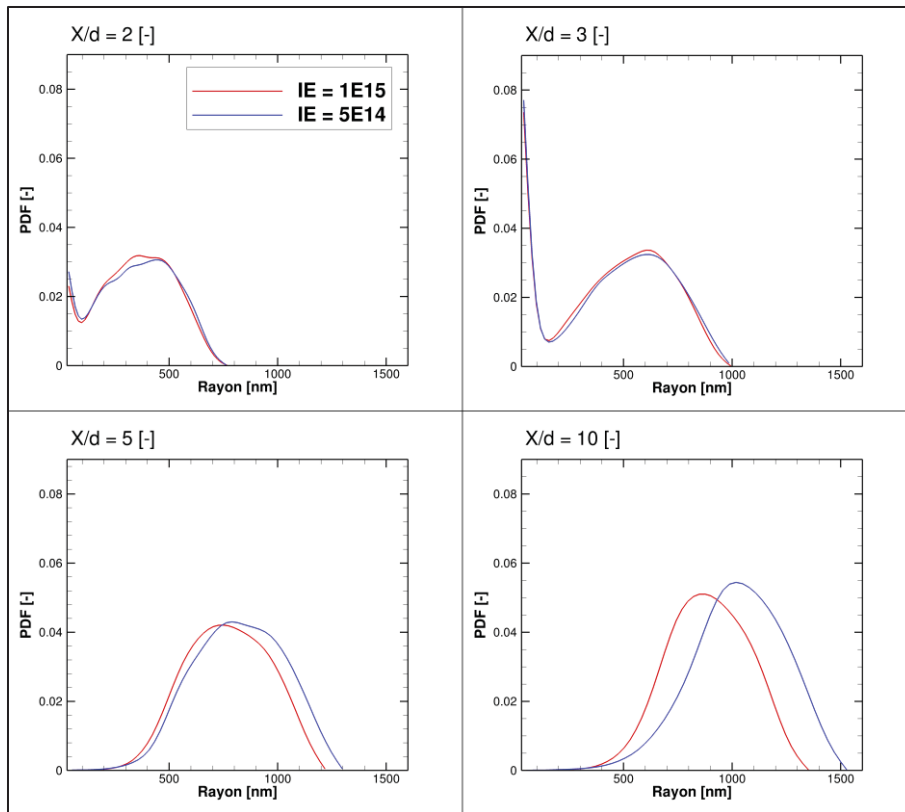


Figure 5.12. Fonction de probabilité de distribution des rayons des cristaux de glace pour les deux configurations d'indices d'émission

La Figure 5.13 présente l'évolution de l'épaisseur optique en fonction de la distance derrière le moteur pour les deux configurations d'indice d'émissions étudiées. Les deux traînées de condensations deviennent visibles après environ 2 à 3 envergures, le critère de visibilité étant fixé à 0,01 [-]. Cependant, la traînée de condensation correspondant à l'indice d'émission le plus faible est légèrement plus opaque que l'autre. Bien que le nombre de particules de suie y soit inférieur, leur rayon moyen est plus important, ce qui rend la traînée globalement plus visible.



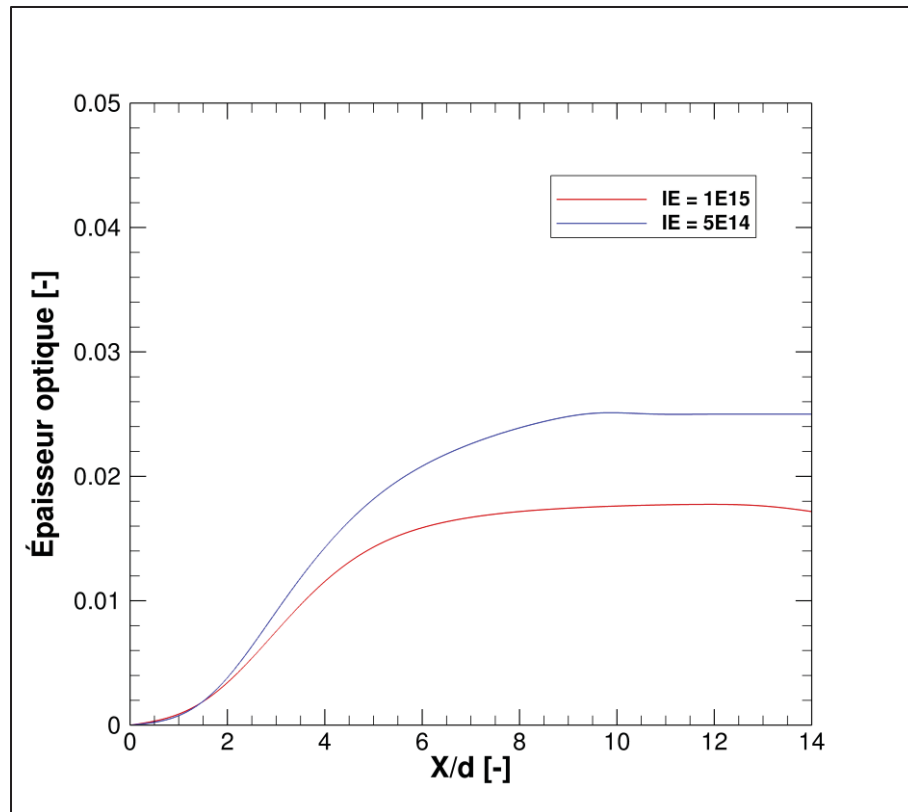


Figure 5.13. Évolution de l'épaisseur optique moyenne derrière l'appareil dans les deux configurations d'indice d'émission

### 5.3 Synthèse des résultats

Cette étude a pour objectif de caractériser la formation d'une traînée de condensation en fonction de paramètres microphysiques. Les paramètres considérés sont le rayon initial des particules, compris entre 12 et 20 [nm] selon le type de carburant utilisé, ainsi que l'indice d'émission, correspondant au nombre de particules de suie émises par kilogramme de carburant consommé, variant entre  $5 \times 10^{14}$  et  $10^{15}$  [kg<sup>-1</sup>].

L'étude relative aux rayons initiaux des particules ne met pas en évidence de différence majeure, dans les conditions atmosphériques considérées. Les résultats obtenus jusqu'à une distance d'un kilomètre en aval du moteur sont cohérents avec les observations de (Georgelin,

2024), réalisées sur une distance plus courte, d'environ 140 m. Dans tous les cas, les rayons évoluent de manière similaire : les écarts liés à la taille initiale tendent à s'atténuer progressivement au fur et à mesure de leur croissance.

L'étude portant sur les indices d'émission met en évidence une augmentation du rayon moyen des particules après quelques envergures dans le cas où ce paramètre est fixé à  $5 \times 10^{14}$ . Cette différence d'environ 5 % entraîne une variation significative de l'épaisseur optique. Ainsi, dans un régime plus pauvre en particules, la traînée de condensation apparaît presque deux fois plus opaque.

Finalement, dans les conditions atmosphériques considérées, le rayon initial des particules de suie n'a pas d'impact significatif sur la formation d'une traînée de condensation. En revanche, un fonctionnement du moteur dans un régime légèrement plus pauvre favorise la formation de particules de glace plus grosses, conduisant à une traînée de condensation plus visible.





## CONCLUSION

Les traînées de condensation, ces nuages blancs qui se forment derrière les avions en vol, jouent un rôle non négligeable sur le changement climatique. Plusieurs études ont montré qu'elles pouvaient représenter une part significative, voire majoritaire, du forçage radiatif associé à l'aviation civile, malgré la présence de grandes incertitudes sur l'évaluation précise de leur impact. Par ailleurs, leur étude expérimentale s'avère complexe en raison des conditions atmosphériques variables et des échelles spatiales et temporelles impliquées, favorisant le recours à des approches numériques pour mieux comprendre et quantifier ce phénomène.

Ce travail a pour objectif de renforcer la compréhension des mécanismes de formation et d'évolution des traînées de condensation, en particulier sous l'influence des perturbations induites par l'aile. Pour cela, une approche numérique basée sur la CFD est mise en œuvre, permettant de caractériser les phénomènes aérodynamiques et microphysiques associés. L'étude s'intéresse ainsi à l'évolution des principaux paramètres de l'écoulement, comme la température, la pression, la vitesse ou le taux de saturation, mais également des propriétés microphysiques des particules, notamment leur taille, leur concentration dans le panache et leur composition (suie, cristaux de glace, gouttelettes).

Dans ce cadre, l'écoulement étudié correspond à un jet propulsif issu d'un moteur CFM56, interagissant avec un tourbillon marginal issu de l'aile qui le supporte, tirée du CRM, dans les conditions atmosphériques d'un vol dans la haute troposphère. La modélisation numérique repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées temporellement selon une décomposition de Reynolds, d'abord en régime stationnaire, puis en régime instationnaire. La turbulence est décrite à l'aide du modèle  $k - \omega SST$ , particulièrement adapté à la représentation des écoulements tourbillonnaires. La traînée de condensation, évoluant dans un mélange d'air et de vapeur d'eau, est modélisée comme une phase lagrangienne de particules de suie, dont l'évolution est calculée par un code externe à la CFD, intégrant une version simplifiée de la microphysique du panache. La validation du modèle repose notamment sur l'analyse du taux de dilution et sur le suivi de la circulation au sein du tourbillon marginal.

Le tourbillon marginal généré par l'aile d'un avion influence fortement le jet propulsif issu du moteur, en le déviant de son axe d'émission et en modifiant sa géométrie, jusqu'à lui faire perdre sa circularité tout en doublant sa largeur. La traînée de condensation qui en résulte s'en trouve alors sensiblement élargie. Par ailleurs, une diminution de la température ambiante jusqu'à 215 [K], comme observée dans les études précédentes, favorise une apparition plus rapide de la traînée de condensation. À l'inverse, une température plus proche de 225 [K] correspond au seuil de formation de la traînée, la rendant quasi inexistante dans ces conditions. Dans le cas d'un panache plus pauvre en particules, de l'ordre de  $5 \times 10^{14}$  [kg<sup>-1</sup>], on observe la formation de cristaux de glace plus gros, et donc à une traînée plus visible. Enfin, la variation du rayon initial des particules de suies n'entraîne que des différences mineures sur la traînée résultante, dans les conditions atmosphériques considérées.

## RECOMMANDATIONS

Pour des raisons d'optimisation numérique, cette étude repose sur plusieurs simplifications géométriques, notamment la réduction d'un demi-appareil à une configuration composée uniquement d'une aile et d'un moteur. La simplification la plus significative concerne l'absence de l'empennage arrière. En effet, cette partie de l'avion génère un tourbillon marginal, certes de moindre intensité que celui issu de l'aile principale, mais susceptible d'influencer l'écoulement global du jet. Il pourrait donc être particulièrement intéressant d'évaluer l'effet combiné de l'ensemble des tourbillons produits par l'appareil sur la dynamique du panache et la formation des traînées de condensation.

Par ailleurs, de nombreux avions modernes sont équipés d'ailettes marginales (ou *winglet*, en anglais), conçues pour récupérer une partie de l'énergie tourbillonnaire en bout d'aile. Leur présence permet de réduire les forces de traînée induite, entraînant ainsi une diminution de la consommation de carburant pouvant atteindre 3,5 %, selon les constructeurs comme Boeing ou Airbus. Ces dispositifs ont pour effet d'augmenter la longueur aérodynamique effective de l'aile, sans en accroître significativement la masse. Il serait donc intéressant d'analyser l'influence de ce type de géométrie sur la formation et la structure du tourbillon marginal, ainsi que sur la dynamique et la visibilité des traînées de condensation qui en résultent.

De plus, le modèle microphysique utilisé dans cette étude repose sur une formulation simplifiée des processus d'interaction entre les particules et la vapeur d'eau. Une piste d'amélioration consisterait à intégrer l'influence de l'hygroscopicité, liée notamment à la teneur en soufre des émissions du moteur, afin de mieux représenter les conditions de saturation et les mécanismes d'activation des particules. Une telle prise en compte permettrait d'obtenir une modélisation plus réaliste de la formation initiale des cristaux de glace au sein d'une traînée de condensation.





## BIBLIOGRAPHIE

- Andronache, C., & Chameides, W. L. (1997). Interactions between sulfur and soot emissions from aircraft and their role in contrail formation: 1. Nucleation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(D17), 21443-21451. <https://doi.org/10.1029/97JD01374>
- Annunziata, R., Bonne, N., & Garnier, F. (2025). Numerical investigation of engine position effects on contrail formation and evolution in the near-field of a realistic aircraft configuration. *Aerospace Science and Technology*, 167, 110703. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2025.110703>
- Appleman, H. (1953). The Formation of Exhaust Condensation Trails by Jet Aircraft. <https://doi.org/10.1175/1520-0477-34.1.14>
- Bier, A., Unterstrasser, S., & Vancassel, X. (2022). Box model trajectory studies of contrail formation using a particle-based cloud microphysics scheme. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 22(2), 823-845. <https://doi.org/10.5194/acp-22-823-2022>
- Cantin, S. (2018). *Simulation numérique de la formation des traînées de condensation dans le champ proche d'un turboréacteur d'avion*. masters. École de technologie supérieure. Repéré à <https://espace.etsmtl.ca/id/eprint/2276/>
- Celik, I. (2008). Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130(7), 078001. <https://doi.org/10.1115/1.2960953>
- Fukuta, N., & Walter, L. A. (1970). Kinetics of Hydrometeor Growth from a Vapor-Spherical Model. Repéré à [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/27/8/1520-0469\\_1970\\_027\\_1160\\_kohgfa\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/27/8/1520-0469_1970_027_1160_kohgfa_2_0_co_2.xml)
- Fukuta, Norihiko, & Myers, M. N. (2007). Simultaneous Measurement of Condensation and Thermal Accommodation Coefficients for Cloud Droplet Growth in Due Consideration of a New Moving Surface-Boundary Effect. <https://doi.org/10.1175/JAS3834.1>
- Garnier, F., Brunet, S., & Jacquin, L. (1997). Modelling exhaust plume mixing in the near field of an aircraft. *Annales Geophysicae*, 15(11), 1468-1477. <https://doi.org/10.1007/s00585-997-1468-1>
- Georgelin, J. (2024). Simulation de la formation de traînées de condensation dans le champ proche d'un turboréacteur d'avion avec un modèle microphysique basé sur la solubilité des particules de suies.

- Gerz, T., & Ehret, T. (1997). Wingtip vortices and exhaust jets during the jet regime of aircraft wakes. *Aerospace Science and Technology*, 1(7), 463-474. [https://doi.org/10.1016/S1270-9638\(97\)90008-0](https://doi.org/10.1016/S1270-9638(97)90008-0)
- Guignery, F. (2010). *Mécanismes microphysiques intervenant dans le sillage proche d'un avion en maillage non structuré*. phdthesis. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT. Repéré à <https://theses.hal.science/tel-04278651>
- Heymsfield, A., Baumgardner, D., DeMott, P., Forster, P., Gierens, K., & Kärcher, B. (2010). Contrail Microphysics. <https://doi.org/10.1175/2009BAMS2839.1>
- Hoshizaki, H., Lockheed Aircraft Corporation, Lockheed Palo Alto Research Laboratory, United States, Department of Transportation, and Office of the Secretary. (1972). Study of High-altitude Aircraft Wake Dynamics.
- Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) (Éd.). (2023). The Earth's Energy Budget, Climate Feedbacks and Climate Sensitivity. Dans *Climate Change 2021 – The Physical Science Basis: Working Group I Contribution to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (pp. 923-1054). Cambridge : Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/9781009157896.009>
- Jones, W. P., & Launder, B. E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2), 301-314. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90076-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90076-2)
- Kärcher. (2018). Formation and radiative forcing of contrail cirrus. *Nature Communications*, 9(1), 1824. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-04068-0>
- Kärcher, B. (2016). The importance of contrail ice formation for mitigating the climate impact of aviation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 121(7), 3497-3505. <https://doi.org/10.1002/2015JD024696>
- Kärcher, B., Burkhardt, U., Bier, A., Bock, L., & Ford, I. J. (2015). The microphysical pathway to contrail formation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(15), 7893-7927. <https://doi.org/10.1002/2015JD023491>
- Kärcher, B., Peter, T., Biermann, U. M., & Schumann, U. (1996). The Initial Composition of Jet Condensation Trails. Repéré à [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/53/21/1520-0469\\_1996\\_053\\_3066\\_ticojc\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/53/21/1520-0469_1996_053_3066_ticojc_2_0_co_2.xml)
- Kärcher, B., Yu, F., Schröder, F. P., & Turco, R. P. (1998). Ultrafine aerosol particles in aircraft plumes: Analysis of growth mechanisms. *Geophysical Research Letters*, 25(15), 2793-2796. <https://doi.org/10.1029/98GL02114>

- Khou, J.-C. (2016). *Modélisation des traînées de condensation par interaction entre l'aérodynamique, la cinétique chimique et la microphysique*. phdthesis. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. Repéré à <https://theses.hal.science/tel-01403100>
- Khou, J.-C., Ghedhaïfi, W., Vancassel, X., & Garnier, F. (2015). Spatial Simulation of Contrail Formation in Near-Field of Commercial Aircraft | *Journal of Aircraft*. Repéré à <https://arc.aiaa.org/doi/full/10.2514/1.C033101>
- Khvorostyanov, V. I., & Curry, J. A. (2004). Thermodynamic Theory of Freezing and Melting of Water and Aqueous Solutions. *The Journal of Physical Chemistry A*, 108(50), 11073-11085. <https://doi.org/10.1021/jp048099+>
- Köpp, F. (1999). Wake-vortex characteristics of military-type aircraft measured at Airport Oberpfaffenhofen using the DLR Laser Doppler Anemometer.
- Lee, D. S., Fahey, D. W., Skowron, A., Allen, M. R., Burkhardt, U., Chen, Q., ... Wilcox, L. J. (2021). The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018. *Atmospheric Environment*, 244, 117834. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2020.117834>
- Lee, D. S., Pitari, G., Grewe, V., Gierens, K., Penner, J. E., Petzold, A., ... Sausen, R. (2010). Transport impacts on atmosphere and climate: Aviation. *Atmospheric Environment*, 44(37), 4678-4734. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2009.06.005>
- Megherbi, R. (2019). *Études paramétriques de la formation des traînées de condensation*. masters No. 2019:2. École de technologie supérieure, Montréal. Repéré à <https://espace.etsmtl.ca/id/eprint/2416/>
- Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications | *AIAA Journal*. Repéré à <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/3.12149>
- Murphy, D. M., & Koop, T. (2005). Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(608), 1539-1565. <https://doi.org/10.1256/qj.04.94>
- Petzold, A., & Schröder, F. P. (1998). Jet Engine Exhaust Aerosol Characterization. *Aerosol Science and Technology*, 28(1), 62-76. <https://doi.org/10.1080/02786829808965512>
- Pruppacher, H. R., & Klett, J. D. (1998). Microphysics of Clouds and Precipitation. *Aerosol Science and Technology*, 28(4), 381-382. <https://doi.org/10.1080/02786829808965531>
- Ricou, F. P., & Spalding, D. B. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 11(1), 21-32. <https://doi.org/10.1017/S0022112061000834>

- Riechers, B., Wittbracht, F., Hütten, A., & Koop, T. (2013). The homogeneous ice nucleation rate of water droplets produced in a microfluidic device and the role of temperature uncertainty. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 15(16), 5873-5887. <https://doi.org/10.1039/C3CP42437E>
- Schmidt, E. (1941). Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren. *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung, Verlag R. Oldenbourg, München, Heft 44*. [Other], Verlag R. Oldenbourg, München. Repéré à <https://elib.dlr.de/107948/>
- Schumann. (2005). Formation, properties and climatic effects of contrails. *Comptes Rendus Physique*, 6(4), 549-565. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2005.05.002>
- Schumann, U., Schlager, H., Arnold, F., Baumann, R., Haschberger, P., & Klemm, O. (1998). Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes. *Atmospheric Environment*, 32(18), 3097-3103. [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(97\)00455-X](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(97)00455-X)
- Shonija, N. K., Popovicheva, O. B., Persiantseva, N. M., Savel'ev, A. M., & Starik, A. M. (2007). Hydration of aircraft engine soot particles under plume conditions: Effect of sulfuric and nitric acid processing. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 112(D2). <https://doi.org/10.1029/2006JD007217>
- Unterstrasser, S. (2016). Properties of young contrails &ndash; a parametrisation based on large-eddy simulations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 16(4), 2059-2082. <https://doi.org/10.5194/acp-16-2059-2016>
- Unterstrasser, S., Gierens, K., Sölch, I., & Lainer, M. (2017). Numerical simulations of homogeneously nucleated natural cirrus and contrail-cirrus. Part 1: How different are they? *Meteorologische Zeitschrift*, 26(6), 621-642.
- Unterstrasser, S., & Sölch, I. (2014). Optimisation of the simulation particle number in a Lagrangian ice microphysical model. *Geoscientific Model Development*, 7(2), 695-709. <https://doi.org/10.5194/gmd-7-695-2014>
- Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics* (Second Edition). (S.l.) : (s.n.).
- Wey, C. C., Anderson, B. E., Hudgins, C., Wey, C., Li-Jones, X., Winstead, E., ... Dodds, W. (2006). Aircraft Particle Emissions eXperiment (APEX).
- Wilcox, D. C. (1988). Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11), 1299-1310. <https://doi.org/10.2514/3.10041>

Yu, F., Kärcher, B., & Anderson, B. E. (2024). Revisiting Contrail Ice Formation: Impact of Primary Soot Particle Sizes and Contribution of Volatile Particles. *Environmental Science & Technology*, 58(40), 17650-17660. <https://doi.org/10.1021/acs.est.4c04340>

