



HAL
open science

Modélisation microphysique tridimensionnelle des dépôts de givre

Xuan Presteau

► **To cite this version:**

Xuan Presteau. Modélisation microphysique tridimensionnelle des dépôts de givre. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2009. Français. NNT: . tel-00724453

HAL Id: tel-00724453

<https://theses.hal.science/tel-00724453>

Submitted on 21 Aug 2012

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

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



N° d'ordre : 2003

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R Sciences et Technologies)

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N° 631

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Physique de l'Atmosphère

par

Xuan PRESTEAU
Diplômé de Master Sciences de l'Ingénieur

*MODELISATION MICROPHYSIQUE
TRIDIMENSIONNELLE DES DEPOTS DE GIVRE :
APPLICATION AU GIVRE EN QUEUE DE HOMARD SUR
DES CYLINDRES EN FLECHE*

Soutenue publiquement le 17 Décembre 2009, devant la commission d'examen :

M. Wolfram WOBROCK	Président
M. Gérard LAVERGNE	Rapporteur
M. François FEUILLEBOIS	Rapporteur
M. Pascal PERSONNE	Directeur de thèse
M. Emmanuel MONTREUIL	Encadrant
M. Fabien DEZITTER	Examineur
M. Guy FEBVRE	Examineur
M. Harry HOEIJMAKERS	Examineur

Je tiens à dédicacer ce mémoire à mes parents en France et au Vietnam ainsi qu'à tous mes proches. Je les remercie de m'avoir encouragé et soutenu durant ces trois années.

REMERCIEMENTS

En premier lieu, je tiens à remercier Emmanuel Montreuil de m'avoir aidé à me mettre en selle et encadré le long de cette thèse. Il a su être patient et montrer ses qualités techniques et humaines envers l'équipe et envers moi. Je le remercie d'avoir fait le nécessaire pour que je puisse faire une conférence à l'étranger. Malgré un travail surchargé, il a toujours trouvé du temps pour me conseiller et m'aiguiller sur la bonne voie.

Je tiens à témoigner ma gratitude envers Monsieur Lavergne et Monsieur Feuillebois pour avoir examiné et apporté leurs lumières sur mon mémoire ainsi que pour avoir participé à mon jury de thèse.

Je remercie mon directeur de thèse Pascal Personne de m'avoir conseillé et soutenu pendant cette thèse. Je tiens à témoigner ma reconnaissance pour son implication dans mon mémoire et pour m'avoir prodigué ses précieux conseils.

Un grand merci à Pierre Laroche, Didier Guffond, Philippe Lalande, Alain Delannoy, Alain Broc, Patrice Blanchet, Xavier Vancassel, Arnaud Chazottes, Gérard Gardette, Weeded Guedhafi, Eliane Ruiz, Sylvie Nicolle-Douet, Hélène Méler, Claire Laroche, pour leurs bonnes humeurs et leurs contacts humains.

Je remercie David Delhayé, Florent Guignery, et Ephie Maglaras, pour la bonne ambiance au sein de notre bureau commun.

Enfin, je tiens à remercier, Florence ainsi que Sabrina d'avoir repéré les fautes de français et de m'avoir supporté.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES	7
LISTE DES FIGURES	11
LISTE DES TABLEAUX	17
NOMENCLATURE ET FORMULES	19
A Introduction au givrage dans un contexte aéronautique	25
A.I Etat de l'art	27
A.I.1 Introduction	27
A.I.2 L'eau dans l'atmosphère	27
A.I.2.1 La convection	29
A.I.2.2 Le relief ou effet orographique	29
A.I.2.3 Mélange de deux masses d'air	30
A.I.3 Nuages et aéronautique	30
A.I.3.1 Typologie de nuage	30
A.I.3.2 Potentiel de givrage de l'atmosphère	31
A.I.3.3 Le givrage dans le domaine de l'aéronautique	32
A.I.4 Accidents relatifs au givrage des avions	34
A.I.5 Certification des avions	35
A.I.5.1 Essais en vol	35
A.I.5.2 Essais en soufflerie givrantes	36
A.I.5.3 Moyens d'essai et objectifs	37
A.I.6 Essais numériques et modélisations	43
A.I.6.1 Thermodynamique du givrage	44
A.I.6.2 Transport des gouttes d'eau surfondues	45
A.I.6.3 Aérodynamique	46
A.I.6.4 Microphysique de l'accrétion du givre	46
A.I.6.5 Rugosité	46
A.I.6.6 Effet d'ombrage	50
A.I.6.7 Direction de ruissellement	51
A.I.6.8 Densité du givre	52
A.I.7 Conclusions	53

A.II Mécanisme du givrage	54
A.II.1 Processus de captation.....	54
A.II.1.1 Approche eulérienne	54
A.II.1.2 Approche lagrangienne	55
A.II.2 Processus énergétiques.....	56
A.II.2.1 Bilans massiques	57
A.II.2.2 Bilans énergétiques	59
A.III Conclusions	70
B Choix des outils numériques	71
B.I Préambule.....	73
B.I.1 Choix de modélisation.....	73
B.I.2 Code CEDRE	74
B.I.3 Cas expérimental de référence	74
B.II Résolution de l'écoulement autour du cylindre.....	75
B.II.1 Discrétisation du domaine de calcul.....	75
B.II.2 Présentation du solveur CHARME de CEDRE	77
B.II.3 Condition aux limites	78
B.II.4 Conditions initiales.....	78
B.II.5 Présentations des résultats	79
B.III Résolution du transport des gouttes d'eau liquide	87
B.III.1 Discrétisation du domaine de calcul.....	87
B.III.2 Présentation du solveur SPIREE de CEDRE	87
B.III.3 Conditions aux limites.....	89
B.III.4 Condition initiales	89
B.III.5 Présentations des résultats	91
B.III.5.1 Influence de la flèche sur la trajectoire des gouttes	91
B.III.5.2 Flux de masse à la paroi	92
B.IV Résolution des bilans thermodynamiques pariétaux	94
B.IV.1 Discrétisation du domaine de calcul.....	94
B.IV.2 Présentation du solveur ACCRET3D.....	94
B.IV.3 Présentation des résultats	94
B.IV.3.1 Modèle.....	95
B.IV.3.2 Bilan d'énergie	98
B.IV.3.3 Coefficient d'échange convectif h.....	100

B.IV.3.4	Fraction givrante	101
B.IV.3.5	Obtention de l'épaisseur du givre par l'approche Eulérienne	103
B.V	Conclusions	104
C	Développement d'un nouveau modèle microphysique tridimensionnel d'accrétion du givre.....	105
C.I	Définition du domaine de calcul	107
C.I.1	Choix du maillage	107
C.I.2	Détermination des positions initiales de l'injection des gouttes	109
C.I.3	Hypothèses de calcul	111
C.II	Obtention de l'effet d'ombrage	113
C.II.1	Détermination des trajectoires des gouttes d'eau surfondues par approche Lagrangienne.....	113
C.II.2	Effet d'ombrage développé par la flèche du cylindre	116
C.III	Développement du modèle microphysique	118
C.III.1	Comportement des gouttes d'eau lors de leurs impacts	118
C.III.1.1	Congélation ou ruissellement	118
C.III.1.2	Direction de ruissellement.....	120
C.IV	Modélisation détaillée du ruissellement	121
C.IV.1	Impact des premières gouttes sur paroi lisse	122
C.IV.1.1	Congélation de la goutte sur une maille impactée.....	122
C.IV.1.2	Ruissellement de la goutte dans le voisinage de la maille impactée	122
C.IV.1.3	Ruissellement sur une maille impactée puis congélation de la goutte sur une maille voisine	123
C.IV.1.4	Ruissellement sur des mailles dans un voisinage étendu	123
C.IV.2	Impact d'une goutte sur paroi recouverte d'un dépôt	124
C.IV.2.1	Ruissellement et congélation sur le cylindre déjà recouvert de givre	124
C.IV.2.2	Ruissellement et congélation sur une goutte givrée	125
C.IV.2.3	Impact d'une goutte sur un agrégat de gouttes congelés.....	126
C.IV.3	Modélisation de la rugosité et de l'impact sur agrégat.....	127
C.IV.3.1	Tension de surface.....	128
C.IV.3.2	Ruissellement sur agrégat.....	130
C.IV.3.3	Stabilité sur agrégat	131
D	Validation du modèle microphysique	135

D.I	Validation dans des conditions aérogivrantes propices à la formation de dépôt de givre sec	137
D.I.1	Définition des cas tests bidimensionnels.....	138
D.I.2	Validation de la trajectoire des gouttes par l'approche Lagrangienne	138
D.I.3	Etude de l'angle d'ouverture des plumes	139
D.I.4	Test 2D du givre sec sur un cylindre perpendiculaire à l'écoulement	141
D.I.5	Définition des cas tests 3D	143
D.I.5.1	Accrétion sur cylindre droit.....	143
D.I.5.2	Accrétion sur cylindre en flèche.....	145
D.II	Validation dans des conditions aérogivrantes propices à la formation de dépôt de givre humide ou en queue de homard.....	148
D.II.1	Formation du givre humide sur un profil 2D	148
D.II.1.1	Explication de l'accrétion du givre humide théorique sur une section circulaire	148
D.II.1.2	Simulation de la formation du givre humide sur le cylindre droit	152
D.II.1.3	Simulation de la formation du givre en queue de homard	156
D.III	Discussion et conclusion	188
	Bibliographie.....	191

LISTE DES FIGURES

<i>Figure A.I-1. Cycle de l'eau et diagramme de phase</i>	28
<i>Figure A.I-2. Cycle de l'eau (J. Gourdeau)-Illustration d'un nuage crée par effet orographique (NASA)</i>	30
<i>Figure A.I-3. Catégories de nuages (selon J. Gourdeau)</i>	31
<i>Figure A.I-4. Potentiel givrant en fonction de l'altitude (Météo France)</i>	31
<i>Figure A.I-5. Exemple de givrage sur avion : image Boeing C-17 Globmaster 3. Givrage aile</i>	33
<i>Figure A.I-6. Givrage sur hélicoptère (Onera) et sur rotor avion</i>	33
<i>Figure A.I-7. Givrage à l'entrée des turboréacteurs</i>	34
<i>Figure A.I-8. Illustrations de l'ATR</i>	34
<i>Figure A.I-9. Photographie d'un profil d'aile NACA 0012 à l'échelle réduit utilisé pour les tests en soufflerie et en condition naturelle de givrage</i>	38
<i>Figure A.I-10. Photographies de Von Glahn et al. (1954) pour le NACA 63A-009 avec des flèches variant respectivement de 0, 36, 60° (d'après [VARGAS 2002 (2)])</i>	39
<i>Figure A.I-11. Forme typique du givre en queue de homard. Vue de dessus du BAC-450 (d'après Shah)</i>	39
<i>Figure A.I-12. Définition de la distance critique et d'une dentelle [VARGAS 2005]</i>	40
<i>Figure A.I-13. Variation de la distance critique en fonction de</i>	41
<i>Figure A.I-14. Effets du LWC et de la température en fonction de la flèche (15° à 45° par 5° d'incrémentation). Conditions d'essai : $V_{\infty}=150$ miles/h, $MDV=20\mu m$, temps d'accrétion=5min (D'après [VARGAS 1998])</i>	42
<i>Figure A.I-15. Modèle multi zone d'après Yamaguchi et al.</i>	47
<i>Figure A.I-16. Moulage en aluminium pour un dépôt moyennement rugueux (image à gauche) et dépôt très rugueux (image à droite) d'après Dukhan et al.</i>	49
<i>Figure A.I-17. Effet d'ombrage induit par la flèche du cylindre</i>	50
<i>Figure A.I-18. Comportement du gel des gouttes à l'impact sur givre (d'après Hedde)</i>	51
<i>Figure A.II-1. Trajectoires des gouttes d'eau et de leurs impacts éventuels</i>	55
<i>Figure A.II-2. Captation pour un profil cylindrique</i>	56
<i>Figure A.II-3. Diagramme de phase de l'eau et courbe de surfusion de l'eau</i>	60
<i>Figure A.II-4. Bilan énergétique dans une maille du profil cylindrique</i>	61

<i>B.I-1. Cylindre en flèche de référence.....</i>	74
<i>Figure B.II-1. Plan (x, y), flèche 30° et visualisation 3D, flèche 45°</i>	76
<i>Figure B.II-2. Découpage en 3 domaines, flèche nulle. Agrandissement domaine 2, vue du plan {x, z}</i>	76
<i>Figure B.II-3. Conditions aux limites pour les flèches de 45 et 60°</i>	78
<i>Figure B.II-4. Evolution des lignes de courant en fonction de la flèche du cylindre. Les couleurs sur le profil représentent la pression, tandis que la couleur des lignes de courant représente la composante de la vitesse suivant l'axe y. Les lignes de courants sont tracées pour les différents z initial choisies de part et d'autre de la ligne de partage.</i>	80
<i>Figure B.II-5. Profil des vitesses verticales et azimutales pour les 4 géométries du cylindre</i>	81
<i>Figure B.II-6. Profil de la pression pour les 4 flèches respectivement (0, 30, 45, 60°) en vue 3D. Figure de droite → profil de pression en fonction de l'abscisse curviligne S.....</i>	82
<i>Figure B.II-7. Comparaison du coefficient de pression pour les différentes méthodes en fonction de l'angle pour un cylindre droit</i>	83
<i>Figure B.II-8. Profil de température pour les 4 flèches: vue 3D. Figure de gauche : profil de température en fonction de l'abscisse curviligne S.....</i>	83
<i>Figure B.II-9. Visualisation des lignes de frottements sur toutes les flèches.....</i>	85
<i>Figure B.III-1. Fraction volumique à l'initialisation et à la convergence du calcul.....</i>	90
<i>Figure B.III-2. Trajectoire des gouttes autour des cylindres en flèche [0, 30, 45, 60]</i>	91
<i>Figure B.III-3. Evolution du coefficient de captation en fonction la flèche respectivement de 0, 30, 45 et 60° et comparaison du coefficient de captation local à S = 0 pour différentes valeurs des flèches obtenus par différentes méthodes.....</i>	92
<i>Figure B.IV-1. Maillage du troisième domaine pour les flèches de 0° et 45°</i>	94
<i>Figure B.IV-2. Exemple de schéma de la coupe perpendiculaire au cylindre de 45°</i>	99
<i>Figure B.IV-3. Comparaison des résultats issus de l'équilibre thermodynamique sur toutes les mailles du cylindre</i>	99
<i>Figure B.IV-4. Evolution des termes sources et puits en fonction de la flèche du cylindre...</i>	100
<i>Figure B.IV-5. Variation de h en fonction de.....</i>	101
<i>Figure B.IV-6. Fraction givrante en fonction de l'abscisse curviligne S pour toutes les flèches</i>	102
<i>Figure B.IV-7. Evolution de l'épaisseur du givre</i>	103
<i>Figure C.I-1. Visualisation du maillage d'un cylindre droit pour les plans (x, y) et (x, z)....</i>	108
<i>Figure C.I-2. Illustration du maillage en flèche de 45° pour les plans (x, y) et (x, z)</i>	108

<i>Figure C.I-3. Lignes d'injection pour un cylindre droit et un cylindre en flèche</i>	109
<i>Figure C.I-4. Fenêtre d'injection pour le cylindre droit et un cylindre en flèche</i>	110
<i>Figure C.I-5. Tirage aléatoire en ligne et en plan d'injection</i>	111
<i>Figure C.II-1. Variation de l'effet d'ombrage induit par la flèche du cylindre pour les flèches de 45° et 60°</i>	116
<i>Figure C.III-1. Probabilité pour la première goutte</i>	119
<i>Figure C.III-2. Visualisation des lignes de frottement</i>	120
<i>Figure C.IV-1. Organigramme de la simulation microphysique de l'accrétion des gouttes</i> .	121
<i>Figure C.IV-2. Ruissellement de la première goutte à l'impact</i>	122
<i>Figure C.IV-3. Prise en compte de la formation d'un film d'eau</i>	125
<i>Figure C.IV-4. Impact d'une goutte 1 (verte) sur une goutte givrée après avoir ruisselé</i>	126
<i>Figure C.IV-5. Schématisation d'une goutte impactant un agrégat de gouttes</i>	127
<i>Figure C.IV-6. Formation d'un « pseudo » film théorique et numérique</i>	128
<i>Figure C.IV-7. Illustration de la variation du rayon de givrage en fonction de z</i>	129
<i>Figure C.IV-8. Illustration de l'impact de la goutte 1 sur un agrégat de gouttes. L'image à droite montre la rotation de la goutte 1 jusqu'au contact avec la surface du cylindre.</i>	132
<i>Figure C.IV-9. Illustration de la recherche de la position la plus stable lors de l'impact d'une goutte sur un agrégat de gouttes</i>	133
<i>Figure D.I-1. Comparaison de la trajectoire par approche Lagrangienne avec l'approche Eulérienne</i>	138
<i>Figure D.I-2. Déviation de la trajectoire des gouttes en fonction de son diamètre. A gauche : vue du plan (x, y) et à droite : vue de dessus</i>	139
<i>Figure D.I-3. Accrétion givre sec sur cylindres de 0° et de 30°. A gauche : givrage en plume. A droite : givrage sec sur une ligne d'injection selon l'axe y.</i>	140
<i>Figure D.I-4. Accrétion linéique du givre sous forme de plume sur un cylindre droit :</i>	140
<i>Figure D.I-5. Injection linéique selon la coordonnée z sur un profil 2D (cylindre droit)</i>	142
<i>Figure D.I-6. Comparaison des accrétions du givre sec par approche balistique. L'image à gauche provient de notre modèle et l'image à droite provient de Gates et al. en 1986 [MAKKONEN 2000]</i>	142
<i>Figure D.I-7. Dépôt de givre sec sur un cylindre droit</i>	144
<i>Figure D.I-8. Vue d'une fine épaisseur de givre sec suivant les plans {x, y} et {x, z} du dépôt</i>	144
<i>Figure D.I-9. Accrétion du givre sec sur une flèche de 30°</i>	145

<i>Figure D.I-10. Vue d'une fine épaisseur de givre sec suivant les plans $\{x, y\}$ et $\{x, z\}$ du dépôt pour une flèche de 30°</i>	146
<i>Figure D.I-11. Simulation du givre sec sur un cylindre en flèche de 45°</i>	146
<i>Figure D.I-12. Illustration d'une fine couche de givre prise à la ligne de séparation ainsi qu'un plan de coupe</i>	147
<i>Figure D.II-1. Représentation schématique de l'accrétion du givre humide aux temps $t=0$ et $t=t_1$.....</i>	149
<i>Figure D.II-2. Accrétion du givre aux instants t_2 et t_3 avec le développement de la rugosité</i>	150
<i>Figure D.II-3. Nombre de Nusselt (proportionnel au coefficient d'échange) en fonction de la rugosité développée et schématisation de l'accrétion aux temps t_0 et t_{fin}, coefficient de captation en fonction du profil du cylindre</i>	151
<i>Figure D.II-4. Illustration du sens de l'écoulement de l'air ainsi que les lignes de frottement à la surface du cylindre droit (les couleurs correspondent au coefficient d'échange convectif).</i>	153
<i>Figure D.II-5. Photo expérimentales du givre en corne sur un cylindre droit pour les conditions suivantes : $T_{stat}=-5^\circ\text{C}$, $U_\infty= 60\text{ m/s}$, $LWC_{moy} = 1,1\text{ g/m}^3$, $DVM = 20\ \mu\text{m}$, $Mach = 0,18$; $t_{tot} = 12\text{ minutes}$</i>	154
<i>Figure D.II-6. Dépôt du givre humide numérique par approche continue sur un cylindre droit, $T_\infty=-5^\circ\text{C}$, $U_\infty= 6\text{ m/s}$, $LWC_{moy} = 1,1\text{ g/m}^3$, $DVM = 20\ \mu\text{m}$, $Mach = 0,18$</i>	154
<i>Figure D.II-7. Comparaison 3D givre en corne expérimentale et du givre en corne obtenu par simulation numérique.</i>	155
<i>Figure D.II-8. Evolution du rayon de placement en fonction de l'axe z et visualisation du cylindre en vue de coupe</i>	157
<i>Figure D.II-9. Le graphe de gauche représente l'évolution du nombre de points de contact en fonction de z/d_{cyl} Le graphe de droite représente la fraction givrante en fonction de ce même paramètre. Calcul obtenu dans le cas de référence : flèche de 45°,</i>	159
<i>Figure D.II-10. Paramètres de référence pour notre modèle microphysique d'accrétion</i>	160
<i>Figure D.II-11. Simulation dans le cas A1, l'illustration de gauche représente 3276x2 gouttes accrétées et l'image à droite représente 14132x2 gouttes givrées soit environ 1 et 5 secondes d'accrétion</i>	164
<i>Figure D.II-12. Comparaison après environ 1,5 minute d'injection sur le cylindre et sur le profil NACA 0012 d'après Vargas [VARGAS 1998]</i>	165
<i>Figure D.II-13. Densité du givre accrété sur le cas test de référence par tranche de 3mm en fonction de la coordonnée z.</i>	166

<i>Figure D.II-14. Direction de croissance du givre sur le cylindre : Image simulée à gauche (épaisseur ~7 mm), image du cas expérimental de référence à droite.....</i>	<i>167</i>
<i>Figure D.II-15. Simulation A1 du dépôt de givre en.....</i>	<i>167</i>
<i>Figure D.II-16. Comparaison du test A2 après environ 1,5 minutes d'accrétion avec le dépôt obtenu sur le profil NACA 0012 après 1 minute d'accrétion ([VARGAS 1998])</i>	<i>168</i>
<i>Figure D.II-17. Comparaison test A3 après environ 1.5 minutes et le NACA 0012 (Vargas en 1998 ([VARGAS 1998]) après 1 minute d'accrétion</i>	<i>169</i>
<i>Figure D.II-18. Illustration du test A3 en vue de la formation des plumes au bord du dépôt</i>	<i>170</i>
<i>Figure D.II-19. Comparaison de la croissance des plumes aux extrémités du cylindre du test A3 avec la direction de croissance sur l'image expérimentale.....</i>	<i>171</i>
<i>Figure D.II-20. Comparaison de l'image en coupe entre la simulation A3 à gauche et le test A1 à droite.....</i>	<i>171</i>
<i>Figure D.II-21. Comparaison de la densité de la zone 1 au niveau de la ligne de partage entre le test A3 à gauche et la simulation A1 de référence à droite.....</i>	<i>172</i>
<i>Figure D.II-22. Comparaison de la densité de la zone 5 (bordure du cylindre) entre le test A3 et le test A1</i>	<i>172</i>
<i>Figure D.II-23. Comparaison entre le test A4 après environ 1,5 minutes et le NACA 0012 ([VARGAS 1998]) après 1 minute d'accrétion</i>	<i>173</i>
<i>Figure D.II-24. Comparaison de la croissance des plumes sur le bord du cylindre entre le test A4 et le test A1.....</i>	<i>174</i>
<i>Figure D.II-25. Comparaison de la densité dans la zone 1 entre le test A4 et le tes A1</i>	<i>174</i>
<i>Figure D.II-26. Comparaison de la densité de la zone 5 du test A4 et le test A1</i>	<i>175</i>
<i>Figure D.II-27. Comparaison des dépôts en plan de la coupe orthogonale au cylindre pour le cas test A4 et le test A1</i>	<i>175</i>
<i>Figure D.II-28. Comparaison entre le givre issu du test A5 après environ 1,5 minutes d'accrétion et le NACA 0012 ([VARGAS 1998]) après 1 minute d'accrétion.....</i>	<i>176</i>
<i>Figure D.II-29. Autre vue du test A5 et du test A1</i>	<i>177</i>
<i>Figure D.II-30. Comparaison de la croissance des plumes aux extrémités du cylindre du test A5 avec la simulation de référence</i>	<i>177</i>
<i>Figure D.II-31. Comparaison entre la coupe du test A5 et du test A1.....</i>	<i>178</i>
<i>Figure D.II-32. Comparaison de la densité de l'accrétion de givre simulé entre le test A5 et la simulation de référence dans la zone 1 (cf. Figure D.II-13) se situant près de la ligne de séparation.....</i>	<i>178</i>

<i>Figure D.II-33. Comparaison de la densité de l'accrétion de givre simulé entre le test A5 et la simulation de référence dans la zone 5 (cf. Figure D.II-13) se situant près du rebord du cylindre.....</i>	179
<i>Figure D.II-34. Comparaison entre le test A6 après 3 minutes et le NACA 0012 ([VARGAS 1998]) après 3 minutes d'accrétion</i>	180
<i>Figure D.II-35. Comparaison entre le test A6 et le test A1</i>	180
<i>Figure D.II-36. Visualisation des coupes des tests A6 et A1</i>	181
<i>Figure D.II-37. Comparaison de la densité dans la zone 1 entre le test A6 et A1(cf. Figure D.II-13).....</i>	181
<i>Figure D.II-38. Comparaison de la densité dans la zone 5 dans la zone 1 entre le test A6 et A1 (cf. Figure D.II-13)</i>	182
<i>Figure D.II-39. Comparaison de l'accrétion sur un cylindre de 30°(à gauche) avec le test A6 (à droite) après environ 3 minutes d'accrétion pour les mêmes hypothèses microphysiques.....</i>	183
<i>Figure D.II-40. Comparaison entre le dépôt sur une flèche de 30° et sur une flèche de 45° (test A6) dans les conditions de référence de la simulation</i>	183
<i>Figure D.II-41. Comparaison de la densité dans la zone 1 du dépôt sur le cylindre en flèche de 30° avec la simulation A6.....</i>	184
<i>Figure D.II-42. Comparaison de la densité dans la zone 5 du dépôt sur le cylindre en flèche de 30° avec la simulation A6.....</i>	184
<i>Figure D.II-43. Accrétion de 1.10^6 après environ 3 minutes d'accrétion des gouttes sur un cylindre en flèche de 60° et le test A6</i>	185
<i>Figure D.II-44. Comparaison de l'accrétion du givre sur le cylindre en flèche de 60° (à gauche) avec la simulation A6 (à droite)</i>	186
<i>Figure D.II-45. Comparaison de la forme du dépôt sur une coupe perpendiculaire au cylindre en flèche de 60° avec la simulation A6</i>	186
<i>Figure D.II-46. Comparaison de la densité dans la zone 1 du dépôt sur le cylindre en flèche de 60° avec la simulation A6.....</i>	187
<i>Figure D.II-47. Comparaison de la densité dans la zone 5 du dépôt sur le cylindre en flèche de 60° avec la simulation A6.....</i>	187

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau A.I-1. Classification et type de givrage en fonction de la teneur en eau liquide (Météo France).....</i>	<i>32</i>
<i>Tableau B.I-1. Récapitulatif des paramètres conduisant au givre en queue de homard</i>	<i>74</i>
<i>Tableau B.II-1. Conditions initiales pour les différentes flèches</i>	<i>79</i>
<i>Tableau B.II-2. Comparaison de la température d'arrêt et de la pression d'arrêt pour une flèche nulle</i>	<i>84</i>
<i>Tableau B.III-1. Répartition des gouttes dans les différentes classes.....</i>	<i>88</i>
<i>Tableau B.III-2. . Tableau initialisation sous le solveur particulière.....</i>	<i>90</i>
<i>Tableau C.II-1. D'après Leroy [LEROY 2004]</i>	<i>114</i>
<i>Tableau D.II-1. Matrice de tests de sensibilité</i>	<i>161</i>
<i>Tableau D.II-2. Récapitulatif des calculs.....</i>	<i>162</i>
<i>Tableau D.II-3. Correspondance entre nombre de gouttes injectées et le temps d'accrétion</i>	<i>163</i>

NOMENCLATURE ET FORMULES

c_p	$J / (kg \cdot K)$	Chaleur massique à pression constante du gaz
$c_{p_{eau}}$	$J / (kg \cdot K)$	Chaleur massique de l'eau: $c_{p_{eau}} = 4217,7823 + 0,3471 \cdot T^2, -40 \leq T^\circ C \leq 0$ $c_{p_{eau}} = 4178,0077 + 13 \cdot 10^{-2} (T - 35)^2 + 1,6 \cdot 10^{-5} (T - 35)^4, 0 \leq T^\circ C \leq 35$
$c_{p_{glace}}$	$J / (kg \cdot K)$	Chaleur massique de la glace $c_{p_{glace}} = 2108,960 + 7,3269 \cdot T, -40 \leq T^\circ C \leq 0$
c_{p_a}	$J / (kg \cdot K)$	Chaleur massique à pression constante de l'air sec $(c_{p_a} = 1004,71 \text{ } J / (kg \cdot K))$
c_{p_h}	$J / (kg \cdot K)$	Chaleur massique à pression constante de l'air humide $\left(c_{p_h} = \frac{c_{p_a} + r \cdot c_{p_v}}{1 + r} \right)$
c_{p_v}	$J / (kg \cdot K)$	Chaleur massique à pression constante de la vapeur d'eau $(c_{p_v} = 1846,12 \text{ } J / (kg \cdot K))$
DVM	μm	Diamètre volumique médian
d_{cyl}	m	Diamètre du cylindre
d_p	m	Diamètre d'une gouttelette
e	hPa	Pression partielle de la vapeur d'eau
$e_i(T_a)$	hPa	Pression de vapeur saturante par rapport à la glace. $e_i(T_a) = a_0 + T_a \left(a_1 + T_a \left(a_2 + T_a \left(a_3 + T_a \left(a_4 + T_a \left(a_5 + a_6 T_a \right) \right) \right) \right) \right) \right)$ $a_0 = 6,109177956, \quad a_1 = 5,03469897 \cdot 10^{-1}, a_2 = 1,886013408 \cdot 10^{-2}$ $a_3 = 4,176223716 \cdot 10^{-4}, a_4 = 5,82472028 \cdot 10^{-6}, a_5 = 4,838803174 \cdot 10^{-8}$ $a_6 = 1,838826904 \cdot 10^{-10} \text{ pour } -50 \leq T_a^\circ C \leq 0$
e_∞	hPa	Pression partielle de la vapeur d'eau à l'infini amont
\vec{F}_x	N	Forces exercée sur la goutte
f_{giv}	—	Fraction d'eau qui givre lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint

		$f_{giv} = (1 - f_{ruiss})$
f_{ruiss}	—	Fraction d'eau qui ruisselle lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint
		$f_{ruiss} = (1 - f_{giv})$
f_s	—	Fraction de la surface couverte de givre
f_v	—	Fraction de la surface couverte d'eau liquide
H	cm	Épaisseur du givre
h	$W/(m^2 \cdot K)$	Coefficient d'échange convectif
h_D	m/s	Coefficient d'échange de masse
K	—	Nombre de Stokes ou paramètre d'inertie des gouttes
		$\left(K = \frac{\rho_{eau} U_{\infty} d_g^2}{9 \mu_a d_{cyl}} \right)$
Le	—	Nombre de Lewis $\left(Le = \frac{Sc}{Pr} = \frac{\lambda_a}{D_v \rho_a c_{p_a}} \approx 0,886 \text{ à } T_a = 0^{\circ}C \right)$.
l_f	J/kg	Chaleur latente massique de congélation
		$l_f = (79,7 + 0,485 \cdot T_a - 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot T_a^2)$ avec T_a en $^{\circ}C$
l_s	J/kg	Chaleur latente massique de sublimation
		$l_s = l_f + l_v$
l_v	J/kg	Chaleur latente massique d'évaporation
		$l_v = 4186,8 \cdot 597,3 \left(\frac{273,15}{T_a} \right)^{0,167 + 3,37 \cdot 10^{-4} \cdot T_a}$ avec T_a en $^{\circ}K$
LWC	g/m^3	Teneur en eau liquide, c'est la teneur en eau liquide en gramme par mètre cube d'air nuageux
M_{∞}	—	Nombre de Mach à l'infini amont du cylindre
m_p	kg	Masse d'une gouttelette
\dot{m}	$kg/(m^2 \cdot s)$	Densité de flux de masse d'eau qui impacte le cylindre
\dot{m}_{liq}	$kg/(m^2 \cdot s)$	Densité de flux de masse d'eau qui ruisselle sur le cylindre
\dot{m}_{∞}	$kg/(m^2 \cdot s)$	Densité de flux de masse d'eau à l'infini amont du cylindre
$\dot{m}_{\text{évap}}$	$kg/(m^2 \cdot s)$	Densité de flux de masse d'eau évaporée

\dot{m}_{sub}	$kg/(m^2 \cdot s)$	Densité de flux de masse de glace sublimée
\dot{m}_{giv}	$kg/(m^2 \cdot s)$	Densité de flux de masse d'eau givrée
\dot{m}_{imp}	$kg/(m^2 \cdot s)$	Flux de masse d'eau impactant la paroi
Nu_{cyl}	—	Nombre de Nusselt lié au cylindre
		$Nu_{cyl} = \frac{hd_{cyl}}{\lambda_a}$
P_a	Pa	Pression atmosphérique
		$P_a = P_\infty$
Pr	—	Nombre de Prandtl
		$Pr = \frac{\mu_a c_{p_a}}{\lambda_a}$
$\dot{Q}_{cinetic}$	W/m^2	Flux de chaleur surfacique provenant de l'énergie cinétique des gouttes
$\dot{Q}_{convection}$	W/m^2	Flux de chaleur surfacique convectif
$\dot{Q}_{\dot{e}vap+sub}$	W/m^2	Flux de chaleur surfacique issu de l'évaporation et de sublimation de l'eau
\dot{Q}_{latent}	W/m^2	Flux de chaleur latente
$\dot{Q}_{sensible}$	W/m^2	Flux de chaleur sensible
$\dot{Q}_{radiatif}$	W/m^2	Flux de chaleur issu du rayonnement
r	$J/(kg \cdot K)$	Constante spécifique de l'air sec (287,06 J/(kg.K))
r_c	—	Coefficient de récupération du cylindre
r_{cyl}	m	Rayon du cylindre
r_{giv}	m	Rayon givrant ou bien rayon de placement de la goutte
Re_g	—	Nombre de Reynolds lié à la goutte d'eau
		$Re_g = \frac{\rho_a d_g U_g}{\mu_a}$
Re_{cyl}	—	Nombre de Reynolds lié au cylindre
		$Re_g = \frac{\rho_a d_{cyl} U_\infty}{\mu_a}$

Sc	—	Nombre de Schmidt $Sc = \frac{\mu_a}{\rho_a D_v}$
S_{numb}	—	Nombre de stabilité (nombre de points de contacts entre la goutte impactant et les autres gouttes)
$T_{a,\infty}$	K	Température de l'air à l'infini amont
T_i	K	Température d'arrêt de l'air $T_i = T_\infty \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right)$
T_f	K	Température de fusion de l'eau
T_p	K	Température de la paroi ou température de surface
T_r	K	Température de récupération ou température athermane $T_r = (1 - r_c) T_a + r_c \cdot T_{arrêt}$
U_∞	m/s	Vitesse de l'écoulement à l'amont infini
U_a	m/s	Vitesse locale d'écoulement
U_g	m/s	Vitesse de la goutte
$U_{g,imp}$	m/s	Vitesse de la goutte juste avant l'impact

Symboles grecques

α	—	Fraction volumique reliée à la contenance en eau liquide LWC par $\alpha = LWC / 1.10^3$
ε	—	Rapport de la masse de l'eau et de l'air
ε	$W/(m^2 \cdot K^4)$	Émissivité du rayonnement, glace ≈ 1
φ	—	Angle de la flèche du cylindre
Φ	W/m^2	Flux de chaleur
ρ_a	kg/m^3	Masse volumique de l'air $\rho_a = 1,293 \quad kg/m^3$
λ_a	$W/(m \cdot K)$	Conductivité thermique de l'air $\lambda_a = 2,43 \cdot 10^{-2} + 7,3 \cdot 10^{-5} T_\infty \quad \text{avec } T_\infty \text{ en } ^\circ C$
μ_a	$kg/(m \cdot s)$	Viscosité dynamique de l'air $\mu_a = 1,718 \cdot 10^{-5} + 5,1 \cdot 10^{-8} \cdot T_\infty \quad \text{avec } T_\infty \text{ en } ^\circ C$

γ	—	Rapport des chaleurs massiques de l'air sec
		$\gamma = \frac{c_{p_a}}{c_{v_a}} \approx 1,4$
$\dot{\omega}_p^k$	kg/s	Transfert de masse pour une particule p de classe k
σ	$W/(m^2.K^4)$	Constante de Stefan-Boltzmann

A Introduction au givrage dans un contexte aéronautique

A.I Etat de l'art

« Etre maître et possesseur de la nature » tels sont les mots qu'avaient utilisés Descartes pour l'homme qui par sa soif de savoir et de connaissance, veut maîtriser la nature. La météorologie en est l'illustre exemple. C'est l'étude et la recherche concernant tous les phénomènes atmosphériques c'est-à-dire les précipitations, les formations des nuages, les éclairs, les nuages aérogivrants...Aux temps anciens, toutes les catastrophes naturelles liées à la nature étaient considérées comme divines étant donné que l'homme ne pouvait les expliquer. Les dieux issus de la mythologie gréco-romaine, en sont un parfait exemple. De nos jours, grâce aux progrès scientifiques et technologiques, la météo peut être « prédite ». Ces prédictions qui, malgré les incertitudes, à défaut de pouvoir les empêcher permettent de sauver bon nombre de vies. Parmi les phénomènes liés à la météorologie, le givrage est un acteur majeur dans de nombreux accidents terrestres et aériens. Parmi les accidents terrestres, citons par exemple les pluies givrantes qui frappent fréquemment le Canada. Ces dernières bloquent les accès aux infrastructures routières, coupent les fils électriques à cause de l'excès du poids lié au givre, entraînent leurs ruptures. L'homme a su et a pu depuis le XX^{ème} siècle façonner le nouveau « visage » du ciel en créant toute sorte d'aéronefs. Ce nouveau mode de transport doit être en mesure de surmonter tous les phénomènes météorologiques.

A.I.1 Introduction

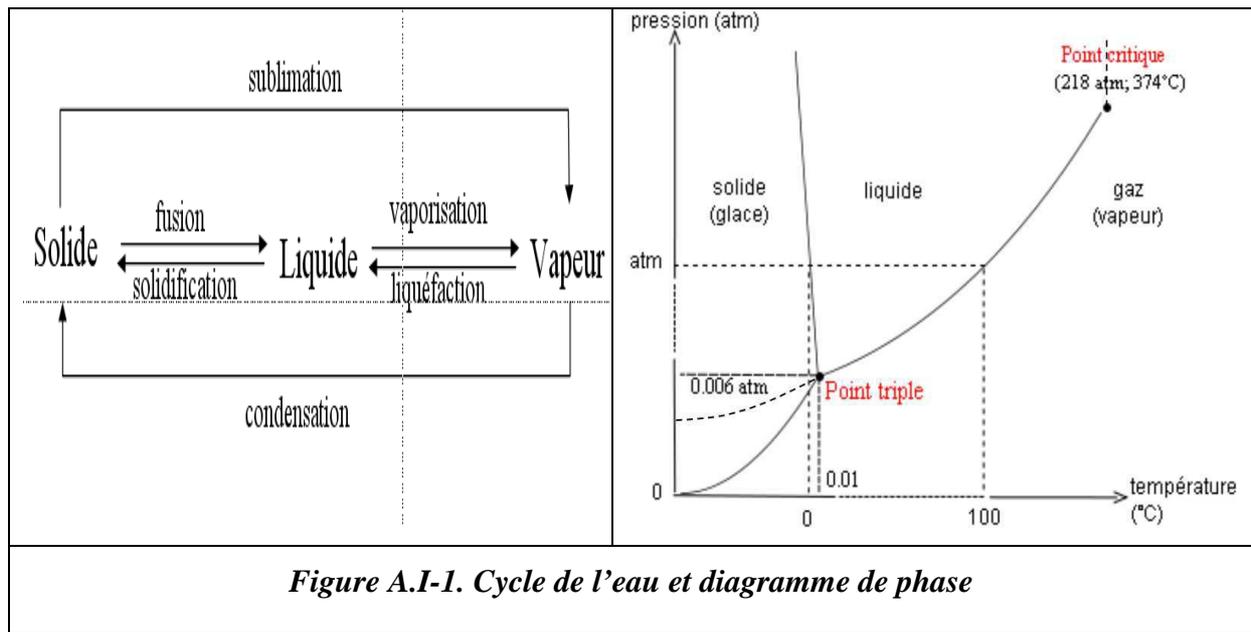
Le givrage survient lors de l'impact des gouttes d'eau en surfusion sur la paroi des aéronefs. La surfusion de l'eau est un équilibre métastable de l'eau qui reste liquide alors que sa température est négative. Afin de comprendre d'où proviennent les gouttes d'eau, il est utile de rappeler quelques bases sur les propriétés thermodynamiques de l'eau, pour ensuite comprendre la formation des nuages ainsi que les différents types de nuages. Ces explications, bien que simplifiées, permettront au lecteur de comprendre l'évolution des phases de vols d'aéronefs dans l'atmosphère.

A.I.2 L'eau dans l'atmosphère

La Terre est composée essentiellement d'eau dont la répartition en pourcentage est la suivante :

- ✓ Océan $\approx 97\%$
- ✓ Continent $\approx 3\%$
- ✓ Atmosphère $\approx 0,035\%$

L'eau existe naturellement sous trois états différents : solide, liquide et gazeux. Ces trois états sont parfaitement connus et visualisables (iceberg, glaçon ou nuage, océans). La transition des différentes phases est provoquée par les conditions thermodynamiques.



Le phénomène d'évaporation est un phénomène naturel lent qui fait passer l'eau de l'état liquide à l'état de vapeur. Dans le cas où ce processus serait rapide, on emploie le terme vaporisation. La condensation par abus de langage est le phénomène inverse du phénomène d'évaporation. En effet, le terme scientifique usité est la liquéfaction. Il permet de faire passer l'eau de l'état gazeux à l'état liquide. Le diagramme de phase de la *Figure A.I-1* illustre la thermodynamique de l'eau pure. En fonction des variables d'état (i.e. Pression, Température), l'eau se situe dans une phase donnée (liquide, solide ou gazeuse) pour une coordonnée donnée située dans le diagramme de phase. A une certaine température et pression, il existe un point commun aux trois phases où l'eau coexiste sous trois formes en même temps. Ce point est appelé le point triple. Nous venons d'exposer le cas où l'eau n'est pas mélangée à l'air ou à un autre fluide. Lorsque l'air contient de la vapeur d'eau et arrive à la saturation, l'eau à l'état gazeux se condense pour former des gouttes minuscules qui à terme donneront naissance au nuage. Dans la nature, l'eau en suspension telle que l'eau en surfusion ou bien l'eau à l'état

gazeuse, se retrouve mélangée à l'air. De ce fait, ce n'est plus un corps pur unique mais un mélange de fluides. On distingue deux types de mélange : l'air sec et l'air humide. L'air sec ne contient pas ou peu d'eau devant la quantité d'air tandis que l'air humide est un air chargé en eau. Ces deux mélanges sont assimilables au gaz parfait. L'eau dans l'atmosphère passe d'une phase à une autre par des transformations adiabatiques ou bien isobares. Les transformations sont considérées comme isobares quand la pression est quasi constante, c'est-à-dire que les perturbations atmosphériques sont peu importantes. Les transformations adiabatiques surviennent lorsqu'il n'y a pas d'échange de chaleur entre les différents systèmes considérés. La justification de cette hypothèse repose sur la mauvaise conductivité thermique de l'air.

Dans certaines conditions thermodynamiques que nous allons exposer, l'eau se transforme en nuage.

A.I.2.1 La convection

La masse volumique de l'air dépend de la température. Lorsque l'air est chaud, il a tendance à s'élever (en altitude) et lorsque l'air est froid, il a tendance à redescendre. La température a pour effet de rendre la particule d'air mobile (ou instable) sous l'influence de cette énergie. Celle-ci se dilate aussi sous l'effet de la température. De plus, lorsque l'air au sol est chaud, le phénomène d'évaporation se produit, l'air est alors chargé en humidité. Au fur et à mesure que cette particule s'élève adiabatiquement en altitude, sa température et son volume diminuent. Lorsque la température est suffisamment basse, une partie de la vapeur d'eau se condense.

A.I.2.2 Le relief ou effet orographique

La vapeur d'eau est produite par l'évaporation lente des mers (cf. *Figure A.I-2*), des lacs mais également de la terre à cause des plantes et des animaux. L'air qui contient cette vapeur d'eau va s'élever et va suivre la topologie de la terre c'est-à-dire son relief (montagne, colline). Ce dernier contraint la masse d'air à s'élever au-dessus de la montagne. En gagnant en altitude, la masse d'air est refroidie jusqu'au point où la condensation se produit. Un nuage est alors formé par cette condensation de la vapeur d'eau.

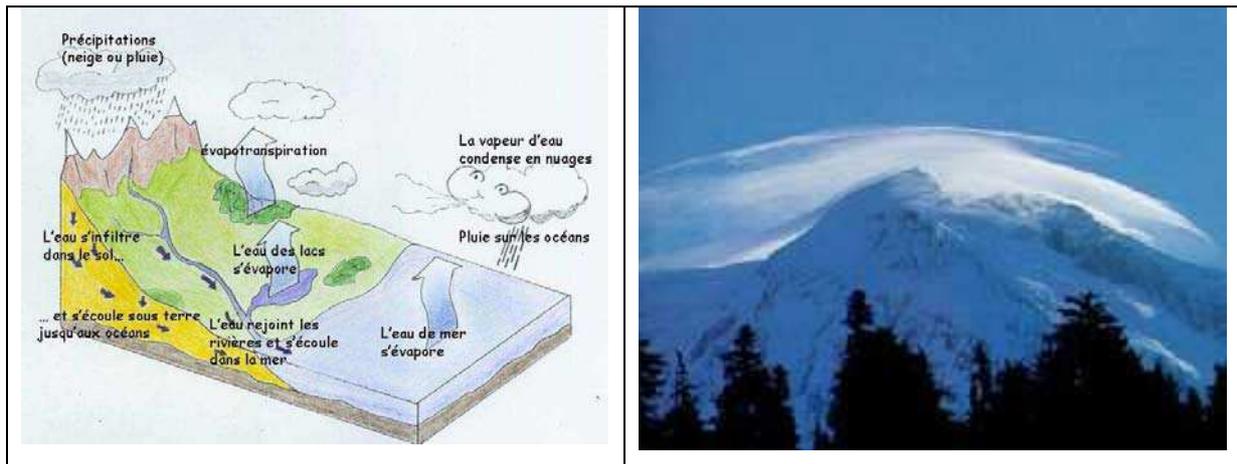


Figure A.I-2. Cycle de l'eau (J. Gourdeau)-Illustration d'un nuage créé par effet orographique (NASA)

A.I.2.3 Mélange de deux masses d'air

L'air chaud a un mouvement ascendant alors que l'air froid a tendance à descendre vers le sol. Lorsque les deux masses d'air se rencontrent, il se crée un front. L'air chaud va se mélanger petit à petit à l'air froid. Compte tenu du fait que la loi de mélange de la pression d'eau est linéaire contrairement à la pression de saturation (cf. *Figure A.I-1*), le mélange de deux masses d'air sous-saturées peut entraîner la saturation du mélange et la formation du nuage.

A.I.3 Nuages et aéronautique

Les nuages peuvent s'élever jusqu'à 12000 m d'altitude. Les avions évoluent du décollage jusqu'à un régime de croisière à environ 10000 m d'altitude. Pendant leur vol, ils rencontrent différents types de nuages qui, selon les conditions de vol et les conditions atmosphériques, peuvent devenir critiques lorsque le phénomène de givrage intervient. Nous allons dans un premier temps voir les différents types de nuages selon leur altitude puis nous verrons quelles sont leurs conséquences en aéronautique.

A.I.3.1 Typologie de nuage

Les nuages sont classés en quatre types et selon leur altitude : les nuages hauts (5-13 km), les nuages moyens (2-6 km), les nuages bas (0-2 km) et les nuages qui n'appartiennent pas aux trois précédentes catégories. Le quatrième groupe correspond aux nuages à forte ascendance verticale. Les cirrus (Ci), les cirrocumulus (Cc) et les cirrostratus (Cs) appartiennent à la catégorie des nuages hauts. Les altostratus (As) et les Altocumulus (Ac) appartiennent à la

catégorie des nuages moyens. Les stratus (St), les stratocumulus (Sc), les nimbostratus (Ns) appartiennent à la catégorie des nuages bas. Enfin, classés dans le quatrième groupe, les cumulus (Cu) et les cumulonimbus sont des nuages de grande épaisseur. Par exemple, le cumulonimbus (Cb) peut s'élever jusqu'à 12 km d'altitude et possède la forme typique d'une enclume (cf.

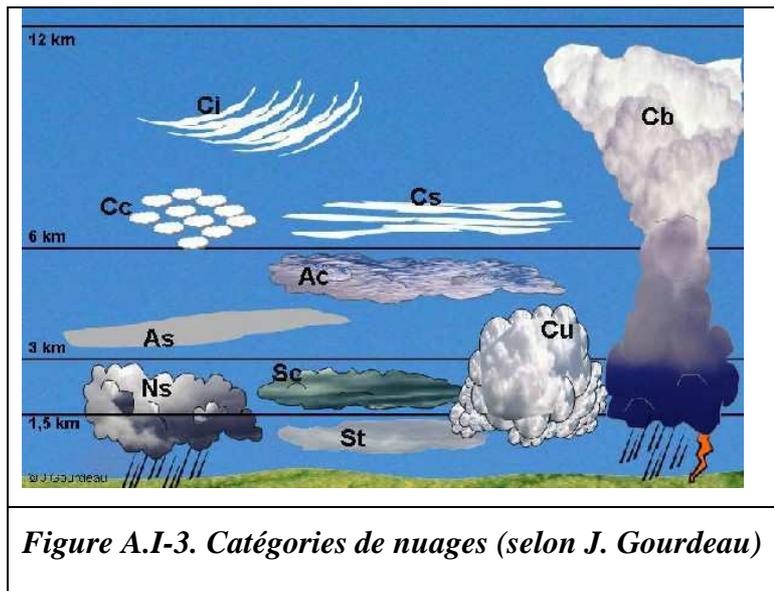


Figure A.I-3. Catégories de nuages (selon J. Gourdeau)

Figure A.I-3).

A.I.3.2 Potentiel de givrage de l'atmosphère

Nous avons vu que les nuages sont formés à partir de la condensation de la vapeur d'eau. Lors de la phase de vol, que ce soit au décollage, à l'atterrissage ou en croisière pour certains types d'aéronefs, l'impact des gouttes d'eau en surfusion va entraîner la rupture de l'équilibre métastable de la goutte d'eau. Cette rupture transforme l'eau liquide en givre au niveau de l'impact de la partie exposée de l'aéronef. Le terme usuellement employé en aéronautique pour expliquer le phénomène est celui du potentiel givrant c'est-à-dire qu'il

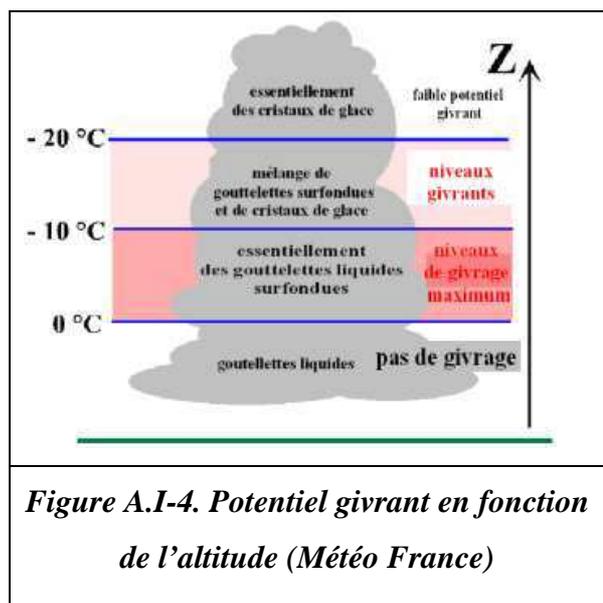


Figure A.I-4. Potentiel givrant en fonction de l'altitude (Météo France)

décrit la probabilité du givrage de l'aéronef selon les différentes conditions rencontrées : température, le contenu en eau liquide dans le nuage. Par exemple, un aéronef volant en régime de croisière peut rencontrer des cirrus. Le potentiel givrant est faible car à cette altitude, la température moyenne est d'environ -50°C et il n'existe pratiquement que des cristaux de glace qui n'adhèrent que peu ou pas du tout à la paroi de l'aéronef. En revanche, à basse altitude, pour une température comprise entre 0 et -12°C , le potentiel de givrage est

maximum puisque le nuage traversé (typiquement le cumulonimbus ou le cumulostratus) contient essentiellement des gouttes d'eau surfondue.

La figure (cf. *Figure A.I-4*) illustre le potentiel givrant en fonction de l'altitude du nuage. Le potentiel givrant est nul si la température est au-dessus de 0 °C car l'eau est dans sa phase liquide. Les niveaux intermédiaires compris entre -10 et -20°C et surtout entre 0 et -10 °C sont des niveaux critiques. Le contenu en eau liquide dans un nuage est mesuré par la teneur en eau liquide. Cette variable est définie par l'acronyme anglais LWC qui signifie « Liquid Water Content » et est exprimée en g/m³ d'air c'est-à-dire en gramme d'eau liquide par m³ d'air nuageux. Les nuages stables en couche (St, As, Ns) contiennent une teneur en eau liquide variant de 0,1 à 0,5 g/m³ tandis que les nuages instables (Cu, Ac, Cb) contiennent une teneur en eau liquide variant de 1 à 5 g/m³. Enfin, la brume et le brouillard contiennent une teneur en eau liquide variant de 0,1 à 2 g/m³. A une même altitude, la teneur en eau est considérée comme homogène. En fonction du type de nuage, la base du nuage peut contenir plus d'eau en phase condensée.

Le tableau (cf. *Tableau*

A.I-1) ci-contre résume les différents potentiels givrants dépendant de la teneur en eau liquide, du diamètre moyen des gouttes d'eau (i.e. le diamètre moyen de la distribution en taille des gouttes). Les types de givrage sont donnés en

	 Classe I Givrage « faible »	 Classe II givrage « modéré »	 Classe III Givrage « fort »
CLASSIFICATION			
Quantité moyenne d'eau surfondue	< à 0,6 g/m ³	de 0,6 à 1,2 g/m ³	> à 1,2 g/m ³
Diamètre moyen des gouttelettes et des gouttes	< 50 µm		> 50 µm
Nature des nuages et hydrométéores	Stable ----- Instable		Fortement instable. Pluie et bruine verglacantes
Types de givrage	Gelée blanche Givre blanc	Givre blanc Givre mixte Givre transparent	Givre mixte Givre transparent Verglas

Tableau A.I-1. Classification et type de givrage en fonction de la teneur en eau liquide (Météo France)

fonction des conditions météorologiques. La gelée blanche décrite dans le tableau (cf. *Tableau A.I-1*) est un phénomène de givrage provoqué par une température négative provenant de la rosée matinale.

A.I.3.3 Le givrage dans le domaine de l'aéronautique

Précédemment, nous avons vu quels sont les types de nuages rencontrés en phase de vol. Nous allons présenter les risques liés au givrage et pourquoi des études ont été menées depuis les années 1920. En phase vol de l'aéronef, le givre constitue un inconvénient majeur. Le type

de givre (sa forme spécifique associée) modifie le profil de l'avion (ailes, gouvernes...) et entraîne une dégradation de la performance aérodynamique [FINAL REPORT 2000], [BRAGG 2000], [JACKSON 1999], [POKHARIYAL 2001], [SHARMA 2002]. Le givre peut bloquer les gouvernes de direction, obstruer les instruments de mesure, réduire la visibilité à travers le pare-brise, entrer dans les moteurs...



Figure A.I-5. Exemple de givrage sur avion : image Boeing C-17 Globemaster 3. Givrage aile

La figure (cf. *Figure A.I-5*) montre le dépôt de glace sur un Boeing, on voit que les parties exposées de l'avion givré incluent les ailes, le nez, le pare-brise. L'image de droite montre un givre blanc et plutôt uniforme sur le profil d'aile.

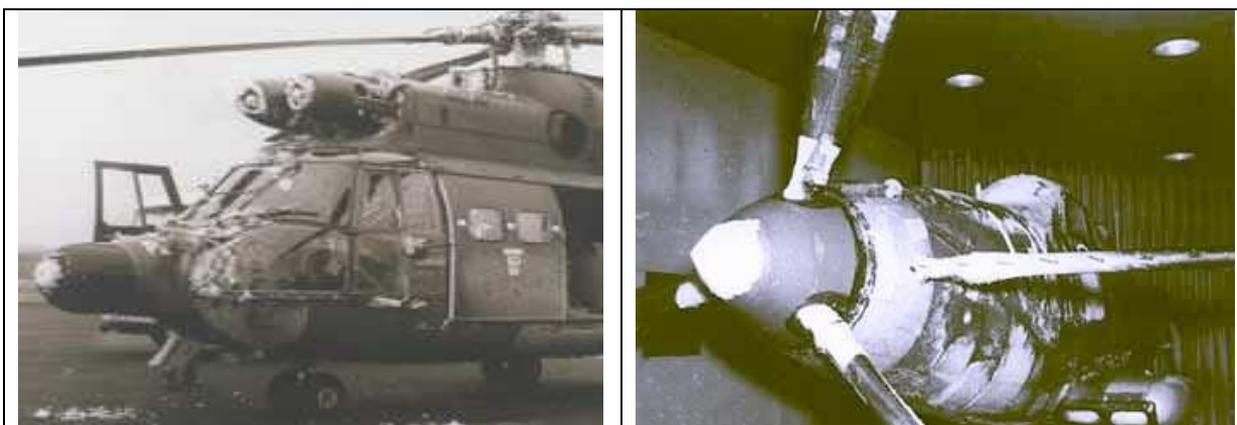


Figure A.I-6. Givrage sur hélicoptère (Onera) et sur rotor avion

La figure (cf. *Figure A.I-6*) illustre un autre exemple de givrage pouvant fortement perturber le fonctionnement de l'appareil. Sur ces images, les entrées d'air ainsi que les pales sont

fortement givrées. L'injection des blocs de givre qui se détachent dans le moteur peut entraîner son endommagement voire son extinction. Le givrage sur les pales perturbe la rotation des hélices et modifie leurs profils qui créent des problèmes de balourd.

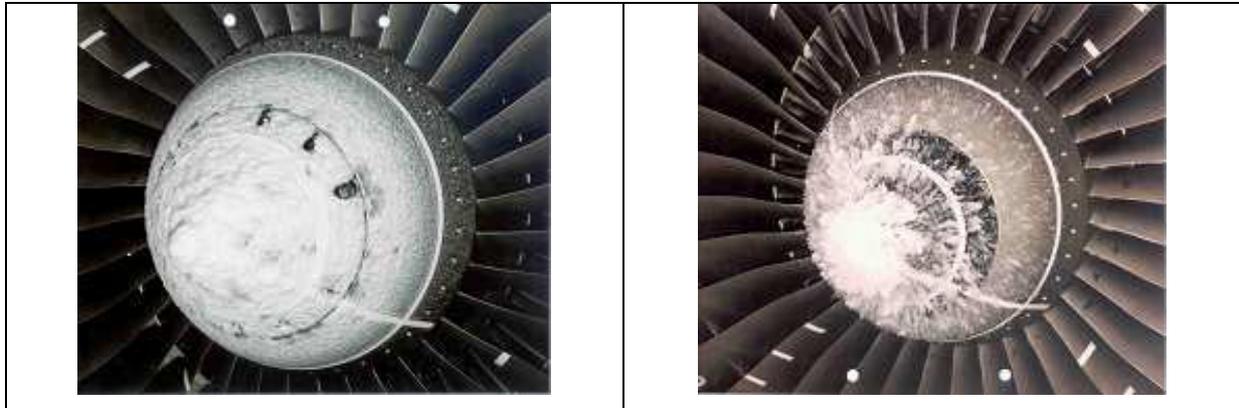


Figure A.I-7. Givrage à l'entrée des turboréacteurs

La figure (cf. *Figure A.I-7*) illustre le givrage à l'entrée des turboréacteurs. Ce givre peut éventuellement se détacher et causer des dommages aux turbofans. La liste est loin d'être exhaustive concernant les zones de captation du givre dans différentes parties des aéronefs.

A.I.4 Accidents relatifs au givrage des aéronefs

Parmi les accidents recensés, le givrage apparaît comme le premier facteur d'accident non causé par l'homme (erreurs de pilotage...). Les accidents [YEOMAN 1999] marquants concernent l'ATR-72 qui s'est écrasé le 31 octobre 1994. Il s'agissait d'un transport régional partant d'Indianapolis vers Chicago aux Etats-Unis. Cet appareil est un avion à hélice dont les ailes possèdent un faible angle d'attaque (cf. *Figure A.I-8*). Il évolue à une altitude peu élevée

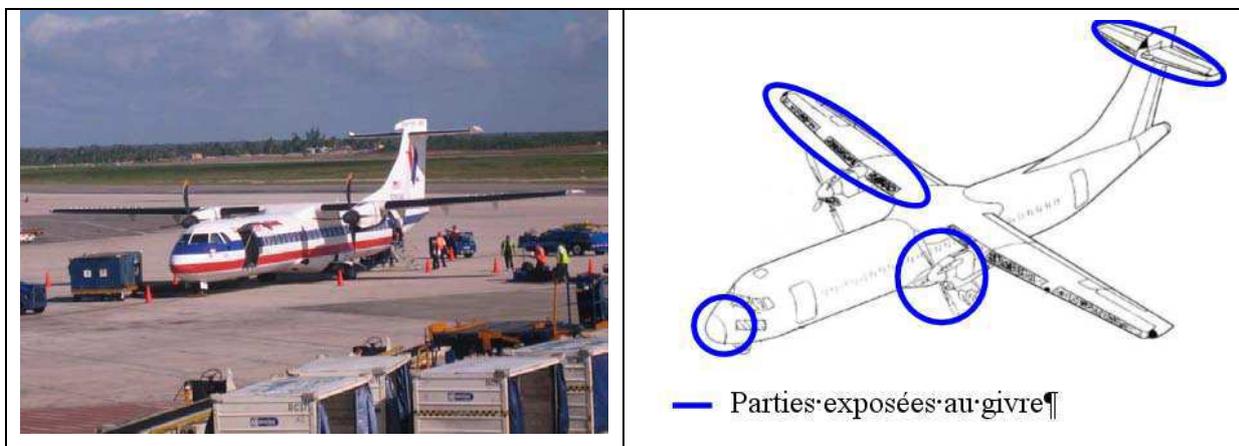


Figure A.I-8. Illustrations de l'ATR

et par conséquent il est plus exposé aux conditions météorologiques à potentiel givrant. L'avion transportait 64 passagers ainsi que quatre membres d'équipage.

L'avion volait dans les conditions de pluies givrantes durant la descente vers Chicago. La température extérieure était alors de $-2,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ à 10000 pieds soit environ 3657m. Le givrage de cet appareil l'a conduit au décrochage c'est-à-dire une rupture de la portance des ailes. Par conséquent l'écrasement de l'appareil était inévitable. Parmi d'autres accidents [Aircraft Accident Report 1997] provoqués par le givrage, citons celui du COMAIR 3272. Cet appareil est un bi turbopropulseur et fonctionne à l'aide des hélices. Cet appareil est utilisé pour des trajets de courtes distances et est souvent soumis au givrage tout comme l'ATR. Cet avion s'est écrasé en janvier 1997 durant le trajet Cincinnati vers Détroit. Le rapport de l'accident a conclu que le givre a été la cause principale de l'accident. L'avion, durant sa phase d'attente, avant d'atterrir, a dû accumuler une quantité importante de dépôt de givre. Cette accumulation a entraîné le décrochage de l'aéronef. Récemment, en 2005, le MD-82 de la compagnie West Caribbean qui transportait à son bord 184 passagers, s'est écrasé à la suite de la traversée des hautes montagnes vénézuéliennes. L'avion, a rencontré un violent orage à la suite de quoi, les moteurs ont commencé à givrer. Les ratés surviennent, entraînant l'arrêt du moteur conduisant inéluctablement à la chute de l'appareil. Ces accidents surviennent malgré les mesures de protection prises à l'encontre du phénomène de givrage. Depuis l'accident de l'ATR, la certification requise pour que les aéronefs puissent voler est devenue de plus en plus exigeante. Ces contraintes amènent les industriels à effectuer des études plus poussées concernant le phénomène de givrage. Des recherches sur le givrage sont effectuées au cours du XX^{ème} siècle répondant de façon ponctuelle à certains besoins industriels. L'étude du givrage s'effectue grâce aux essais en vol, à l'analyse du givre, à la protection contre le givre et enfin à l'aérodynamique sur des profils givrés. Des recherches expérimentales furent menées dans un premier temps, en s'appuyant sur des essais en vol et des essais réalisés dans des tunnels aérogivrants.

A.I.5 Certification des aéronefs

A.I.5.1 Essais en vol

Les essais en vol sont de loin la méthode la plus efficace pour la certification des aéronefs. Chaque campagne d'essai a un but prédéfini :

- ✓ Evaluer la performance aérodynamique des ailes entre autre en fonction du dépôt de givre ;
- ✓ Tester l'efficacité d'un dégivreur,
- ✓ Etudier la formation d'un givre bien spécifique,
- ✓ Etudier des cas de panne en conditions givrantes,
- ✓ ...

Le test des performances aérodynamiques requiert seulement l'utilisation des formes particulières du dépôt artificiel de givre sur le profil voulu et d'en étudier le comportement de celui-ci durant la phase de vol. Le test de performance sur une partie spécifique de l'avion ne requiert pas de condition de météo à potentiel givrant car l'environnement est contrôlable par l'homme contrairement aux essais de givrage en condition réelle. L'autre type d'essai en vol consiste à utiliser deux avions : l'un sert à simuler les conditions givrantes et l'autre sert de test. L'avantage de ce procédé réside dans le fait que les vols d'essais sont réalisables à tout moment au cours de l'année et qu'ils ne dépendent pas des conditions météorologiques spécifiques liées au givrage. Ce genre d'essai a pour but de démontrer si un anti-givreur est opérant ou bien d'évaluer la capacité des moteurs à ingérer la glace ou bien d'étudier la performance des profils tests (ailes, gouvernes de direction...).

Les tunnels aérogivrants sont construits dans différents pays permettant ainsi de minimiser les ressources.

A.I.5.2 Essais en soufflerie givrantes

Les premiers essais ont été effectués à l'IRT (Icing Research Tunnel) aux USA en 1944. D'autres sites ont été créés dans le but d'étudier le givrage et ses effets sur l'aérodynamique comme par exemple le CEPr (Centre Essai des Propulseurs en France à Saclay), ou encore les essais réalisés dans les conditions naturelles au sommet du Puy de Dôme (en Auvergne, France). Ces centres d'essais permettent de mettre en lumière les dégradations de performance des différents types de profils d'ailes (NACA...) ou de visualiser les différents types de givre engendré en fonction des paramètres fixés initialement. Etant donnée la taille des différents centres d'essais, il est impossible de mettre un aéronef vraie grandeur pour le tester. Des profils d'ailes à échelle réduite sont alors testés obligeant les chercheurs à trouver une règle de similitude avec les profils d'ailes en grandeur nature. L'avantage des centres expérimentaux au sol réside dans leur capacité à faire varier les conditions d'entrée telles que la vitesse du vent, la température, la pression, la taille des gouttes d'eau injectées. Les tests au Puy de

Dôme requièrent quant à eux les conditions météorologiques propices à la formation du givre. Ils se déroulent donc en hiver. Les constats des formes de givre ainsi que les études expérimentales ont conduit à différencier les types d'accrétion en fonction de différents paramètres givrants. Par la suite, nous utiliserons le terme « paramètres » pour désigner toutes les variables qui affectent l'accrétion du dépôt de givre sur un profil donné.

A.I.5.3 Moyens d'essai et objectifs

A.I.5.3.a Typologie de dépôts de givre

Des essais effectués au Glenn Research Center à l'IRT aux Etats-Unis ont conduit à différents types de dépôt de givre sur des profils d'ailes. Ludlam (d'après [FORTIN 2004]) a mis en évidence en 1951 deux types de régimes de formation du givre : le givre sec et le givre humide. Suivant les conditions d'essais (température, vitesse de l'avion...), le givre formé est, soit totalement sec, soit totalement humide, soit est une combinaison de givre sec et de givre humide. Le givre sec a une couleur blanche et épouse la forme du profil sur lequel il se forme. Il est également dénommé « givre aérodynamique ». Ce givre provient directement de la congélation des gouttes sur le lieu d'impact. La couleur opaque est causée par les inclusions d'air emprisonnées entre les gouttes. Ce givre est un givre peu dense ($\sim 170 \text{ kg/m}^3$ [BUSER 1972]) par rapport à la densité de la glace ($\sim 917 \text{ kg/m}^3$). Cela est dû aux interstices laissés entre les gouttes givrées. Le givre humide a quant à lui un aspect translucide, presque lisse. La forme typique de ce type de givre est une corne. Cette corne est créée par le ruissellement des gouttes d'eau de part et d'autre de la ligne de séparation (i.e. la ligne où l'écoulement d'air est arrêté). Cette ligne est encore dénommée ligne de partage ou bien ligne de séparation. Nous emploierons indifféremment ces terminologies dans cette étude. Le givre humide est souvent dû à plusieurs facteurs. Ces derniers sont les conditions aérothermiques, météorologiques et également le diamètre des gouttes. Lorsque les gouttes dépassent certaines tailles (supérieure à $50 \mu\text{m}$), la littérature [ANDERSON 2002 (1)] parle alors des SLD ou bien « Supercooled Large Droplet ». Ces grosses gouttes mettent plus de temps à givrer que des gouttes dont le diamètre est plus petit. De ce fait, le résultat est que le givre est humide. Le dernier type de givre concerne le givre dit en « queue de homard ». Ce givre est le résultat d'une combinaison du givre sec et du givre humide. Bien que la littérature traite des sujets sur le givrage sec et le givrage en corne, peu d'études ont été menées sur le givre en queue de homard. Trois dénominations sont équivalentes pour désigner ce givre : givre en queue de homard, givre en

dentelle ou encore dépôt discontinu. Ce dernier possède une forme complexe et peu d'études ont été réalisées sur ce type de dépôt.

A.I.5.3.b Etudes expérimentales de la formation du givre en queue de homard

Les premières tentatives d'explication de la formation du givre en dentelle ont été suggérées en 1954 mais il a fallu attendre 1998 pour que des études soient plus systématiquement dédiées à la problématique du givrage en aéronautique. Von Glahn et al. (d'après [VARGAS 2002 (2)]) ont observé en 1954 sur un profil d'aile en flèche (NACA 63A-009) respectivement de 36° et de 60° , un dépôt de givre plutôt humide, non homogène et discontinu. Ils ont



Figure A.I-9. Photographie d'un profil d'aile NACA 0012 à l'échelle réduit utilisé pour les tests en soufflerie et en condition naturelle de givrage

décrit la discontinuité du givre comme des rangées de nids de coquilles. Ils expliquent le phénomène par le fait que l'eau ruisselle à la surface de l'aile et va s'accumuler à certains endroits.

La figure (cf. *Figure A.I-9*) ci-dessus montre un exemple de profil d'aile NACA utilisé dans le cadre des essais réalisés en soufflerie ou en condition naturelle. Nous allons exposer par la suite différent cas de profils d'ailer, toutefois, la photographie de la figure (cf. *Figure A.I-9*) donne une meilleure visualisation de l'ensemble de l'aile exposé aux gouttes d'eau.

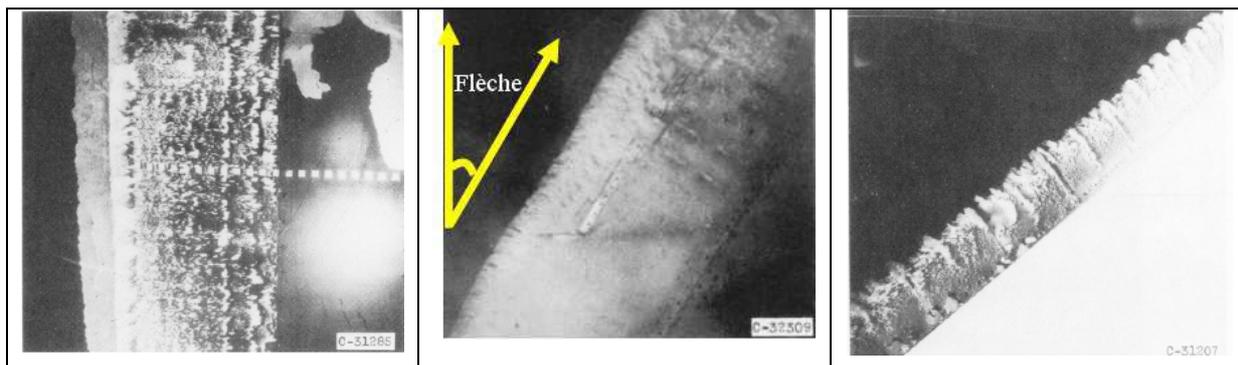


Figure A.I-10. Photographies de Von Glahn et al. (1954) pour le NACA 63A-009 avec des flèches variant respectivement de 0, 36, 60° (d'après [VARGAS 2002 (2)].)

Les photographies de la figure (cf. *Figure A.I-10*) illustrent les différentes formations de givre sur le profil NACA 63A-009. Il met en évidence le phénomène discontinu du givre lorsque la flèche existe (cf. *Figure A.I-10*, photo centrale). En 1955, Bowden (d'après [VARGAS 2002 (2)]) fait référence au même type de formation de givre qu'avaient observé Von Glahn et al. sur un profil d'aile delta (NACA 004-65) avec un angle en flèche élevé (60°). En 1959, Rush (d'après [VARGAS 2002 (2)]) a étudié l'accrétion des dépôts de givre et a montré des photographies de la formation du givrage en queue de homard sur une aile en delta. En 1969, Boeing a mené ses recherches sur une aile BAC-450 et BAC-470 afin de trouver une corrélation empirique pour prédire l'accrétion du givre. Les profils pour le BAC-450 et pour le BAC-470 avaient des angles en flèche respectivement de 27° et de 40°. Des moulages en plâtre ainsi que des photographies ont été effectués à la suite de ces essais. Les chercheurs ont observé un givre discontinu qui s'apparentent aux formes de coquillage tout au long de l'envergure de l'aile.

La figure (cf. *Figure A.I-11*) montre clairement l'existence du givre en queue de homard sur une portion de l'aile BAC-450. [HANSMAN 1988] a réalisé des vidéos en gros plan de l'accrétion de givre sur un cylindre d'environ 8,9 cm de diamètre (3,5 pouces) en métal et un autre de 5,1 cm (soit 2 pouces). Ils ont obtenu du givre en corne pour le cylindre droit. Ils ont décrit l'accrétion du givre sec sur les cylindres. Ils ont remarqué

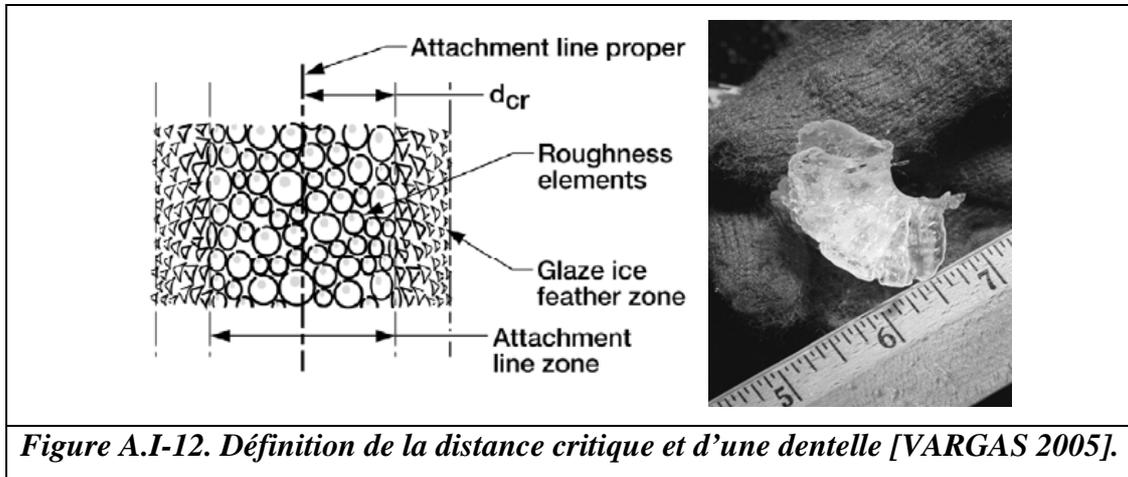


Figure A.I-11. Forme typique du givre en queue de homard. Vue de dessus du BAC-450 (d'après Shah)

que les plumes formées peuvent être remontées au site d'impact initial. En effet, la forme du givre est celle d'une plume d'oiseau. De 1996 à 2004, la NASA a pu établir un programme de recherche expérimentale dans la formation du givre sur des profils d'ailes en flèche avec une attention particulière sur la formation du givre en queue de homard. [VARGAS 2005] a mené des recherches expérimentales à cette époque dans le but de comprendre et d'identifier les phénomènes physiques qui sont responsables de la formation du dépôt de givre en queue de

homard. Leurs études ont débuté en 1996. Elles ont consisté à faire plusieurs séries d'essai à l'IRT (Icing Research Tunnel). Le profil d'aile employé dans le cadre des expériences était un NACA 0012 (profil symétrique intrados et extrados) pour des angles en flèche respectivement de 15°, 30° et 45°. Leur cas de référence est une flèche de 45°. La formation du givre pour le cas de référence est analysée dans la continuité temporelle, c'est-à-dire que des photos en gros plan ainsi que des mesures de l'épaisseur du givre etc. sont prises à différents intervalles (2, 5, 8 et 10 minutes). Cette façon de procéder conduisit aux explications physiques suivantes :

- ✓ La formation du givre en queue de homard est régie par la rugosité locale,
- ✓ Une sous-famille de la classification du givre en queue de homard est créée : formation complète, incomplète,
- ✓ Les gouttes d'eau vont givrer dans les premiers instants à la surface du NACA. Ces gouttes vont constituer des agrégats locaux et disparates. Il se forme alors une rugosité à la surface de la paroi. Le temps d'accrétion aidant, ces gouttes vont à terme créer des plumes qui continueront à fusionner tour à tour et à terme formeront des queues de homard. Vargas et al. ont défini la notion de distance critique d_{cr} :



La figure (cf. *Figure A.I-12*) définit ce qu'est la distance critique. Cette distance est nulle lorsque la formation du givre en queue de homard est complète. C'est-à-dire que la forme est totalement discontinue. En d'autres termes, cela signifie que l'aspect de chaque dentelle ressemble vraiment à un « Λ » (cf. *Figure A.I-12*). Dans le cas contraire, selon qu'il existe ou non des dentelures, alors la formation du givre en queue de homard est dite incomplète ou inexistante.

- ✓ Les plumes formées sur les rebords de l'aile au bout d'un temps donné ont une croissance vers une direction privilégiée. Cette dernière est perpendiculaire aux lignes de courant.
- ✓ Les paramètres tels que la vitesse, la température ainsi que la teneur en eau liquide influencent la façon dont va croître le givre sur les profils en flèche.
- ✓ La hauteur des queues de homard croît de manière linéaire avec le temps d'accrétion.
- ✓ Le nombre de queues de homard par unité de longeurs diminue en fonction du temps d'accrétion.

En 1998, [VARGAS 1998] a effectué une étude expérimentale basée sur la paramétrisation des variables qui interviennent dans le mécanisme d'accrétion du givre en queue de homard. Il a montré que la distance critique diminue quand l'angle de la flèche augmente. Ce test a été mené pour des angles variant jusqu'à 45° par pas

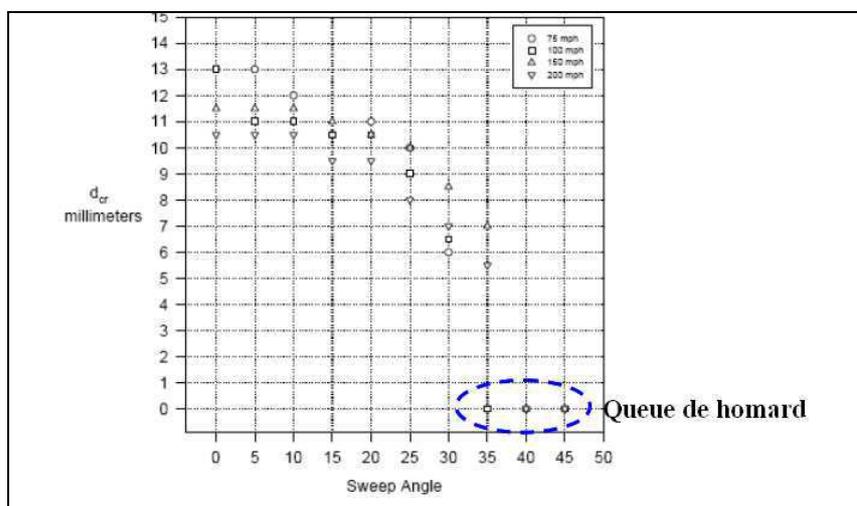


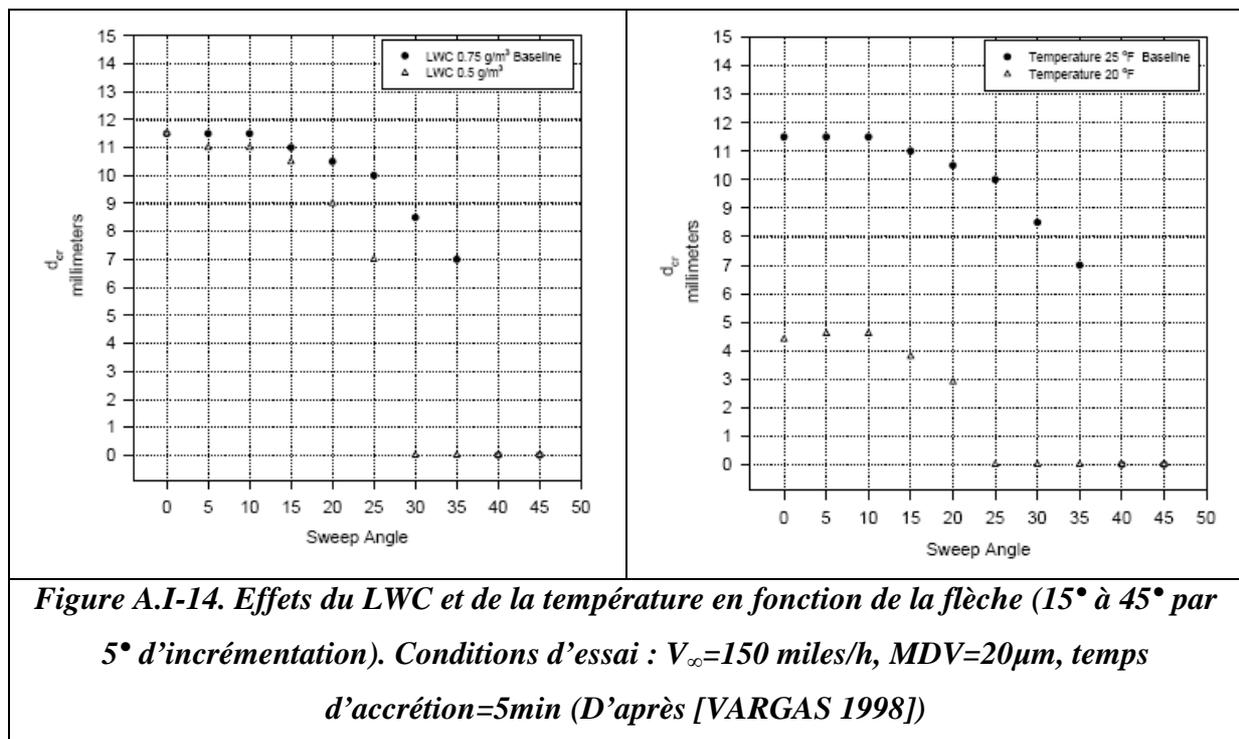
Figure A.I-13. Variation de la distance critique en fonction de l'angle de la flèche, Temps d'accrétion=5 min, flèche variant de 0° à 45° par pas de 5°, LWC=0,8 g/m³, MDV=20 μm (D'après [VARGAS 1998])

d'incrémentations de 5° et pour une vitesse d'air constante quelconque.

La figure (cf. Figure A.I-13) montre une décroissance de la distance critique au fur et à mesure que la flèche augmente. L'angle critique correspondant à la flèche de 35° est l'angle pour lequel la distance critique bascule vers 0mm. La formation complète du givre en queue de homard est observée pour les conditions suivantes : un angle en flèche de 35°, les vitesses de l'écoulement de l'air obtenu à partir de la soufflerie comprise entre 75 miles/h et 100 miles/h, et pour un angle en flèche de 40° pour des vitesses de 150 et 200 miles/h.

Les autres variables importantes dans le mécanisme de formation du givre en dentelle sont la température et la teneur en eau liquide. Pour les mêmes incréments d'angle en flèche variant de 0° à 45°, le fait de diminuer la température ou bien la teneur en eau liquide

contribue à diminuer la distance critique. La diminution de la teneur en eau liquide ou de la température implique le fait que les gouttes givrent plus rapidement. Etant donné qu'il y a moins de ruissellement à la paroi, le givre formé sera moins humide créant ainsi plus rapidement les formes en queue de homard. En conséquence, la distance critique décroîtra plus rapidement.



La figure (cf. Figure A.I-14) illustre l'évolution de la distance critique en fonction de la teneur en eau liquide LWC dans le premier cas et l'évolution de la distance critique en fonction de la température dans le deuxième cas. La diminution de la teneur en eau liquide traduit une chute plus importante de la distance critique pour un angle en flèche d'environ 20°. La température, quant à elle provoque dès le départ la chute de la distance critique d'une proportion pratiquement égale à la moitié par rapport au cas de référence. La formation du givre en queue de homard survient pour un angle moins élevé : ~20°. La distance critique est donc liée à la flèche de l'aile mais également à la teneur en eau liquide et à la température. Les auteurs [VARGAS 2002 (1)], [VARGAS 2002 (2)], VARGAS 2005 (1)] ont validé leurs résultats issus de la soufflerie givrante par les essais en vol. L'avion qui servait aux essais était un DHC6 DeHavilland modifié ayant 2 turbopropulseurs. Le profil d'aile NACA 0012 ainsi que les angles en flèche demeurent les mêmes que ceux testés dans la soufflerie givrante. Lorsque les conditions météorologiques correspondent à peu de chose près aux conditions créées en

soufflerie, les essais en vol sont alors déclenchés. Ils ont observé les mêmes formes de queues de homard validant ainsi leurs études expérimentales. De l'autre côté de l'océan, l'ONERA (Office National des Etudes et des Recherches en Aérospatiale) a débuté ses premiers essais en soufflerie givrante entre 2002 et 2004. [LEROY 2004] a effectué ses recherches expérimentales sur un profil du cylindre dans le Petit Anneau Givrant (PAG) du CEPr à Saclay dans la région parisienne. Les essais avaient pour but de reproduire le givre en queue de homard sur les cylindres en flèches en paramétrant les différentes variables qui conditionnent l'accrétion du givre en queue de homard [PRESTEAU 2007]. Une matrice expérimentale a été dressée afin de ne faire varier qu'une variable pour chaque essai. Leroy étudiait l'influence de chaque paramètre. Pour une certaine valeur seuil d'angle de flèche, il n'observait pas de développement du givre en dentelle. De même, pour une température trop basse, pour une flèche de 45° , l'accrétion du givre a conduit à une forme incomplète du givre en queue de homard. A contrario, une température trop chaude (très proche de la température de 0°C) conduit plutôt à un givre en corne. La façon dont les gouttes d'eau vont ruisseler ou givrer à la surface du cylindre va contribuer à créer une forme spécifique du givre. Un ruissellement trop important entraîne un givre en corne alors qu'un ruissellement très limité conduira à un givre blanc. En effet, un ruissellement trop important crée un givre très humide qui va s'étaler de part et d'autre de la ligne de partage, cet étalement va empêcher de créer une surface rugueuse de sorte que l'accrétion devienne continue. Le givre en queue de homard dépend donc de la géométrie (angle en flèche) et du comportement de la goutte lors de son impact. Les études paramétriques de cette thèse ont pu conduire à un cas test qui servira par la suite à la modélisation numérique. Le paramétrage qui permet d'obtenir un givre en queue de homard est le suivant : une température de -5°C , une pression d'une atmosphère, une vitesse de l'écoulement d'air de 60 m/s , une teneur en eau de $1,1\text{ g/m}^3$, un diamètre volumique médian de $20\text{ }\mu\text{m}$ et enfin un angle en flèche de 45° . Les essais réalisés dans le cadre des études expérimentales ont pour but non seulement d'homologuer les avions volant en condition givrante mais également de fournir des analyses physiques.

Ces procédés expérimentaux sont très onéreux et la recherche de la minimisation des dépenses entraîne les spécialistes du givrage en vol des avions à avoir recours aux essais numériques.

A.I.6 Essais numériques et modélisations

Le développement des outils numériques depuis la fin des années 1970 a contribué à une avancée technologique importante. En effet, l'essor des outils informatiques et les performances des supercalculateurs ont largement contribué aux essais numériques dans les

différents domaines scientifiques. Reposant sur les observations physiques (expérimentales), les modèles doivent se rapprocher le plus de la réalité par les hypothèses apportées. Bien que les essais expérimentaux soient moins utilisés afin de réduire les coûts (financiers, matériels, humains...), ils sont nécessaires à la validation des modèles numériques. Les recherches menées en parallèle -modélisation et expériences- sont complémentaires. Dans cette partie, nous allons mettre en lumière les points clés qui ont contribué au perfectionnement du modèle numérique concernant le givrage en forme de queue de homard dans l'industrie aéronautique. Nous n'exposerons pas une étude bibliographique de façon chronologique mais mettrons en avant toutes les étapes nécessaires contribuant au modèle physique du givre en queue de homard.

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, le givrage est le résultat de l'impact des gouttes d'eau surfondues sur la paroi d'un profil. Selon la température de la paroi, les gouttes peuvent givrer ou bien ruisseler ou parfois les deux. Cette étape correspond à la thermodynamique du givrage.

A.I.6.1 Thermodynamique du givrage

Messinger [MESSINGER 1953] fut l'un des modélisateurs précurseurs à élaborer un modèle thermodynamique complet à la paroi pour le givrage des gouttes d'eau. Lorsqu'une goutte d'eau surfonduée impacte la paroi, en fonction de la température de paroi, l'eau peut ruisseler si la paroi est « chaude » ou givrer si la paroi est « froide ». Le calcul de la température de la paroi est résolu grâce à la mise en équation de l'équilibre de l'énergie à la paroi, en d'autres termes, ce qui contribue à l'échauffement de la paroi et ce qui contribue à la refroidir. Les termes qui permettent à la paroi de se réchauffer sont nommés « sources de chaleur » tandis que les termes qui contribuent au refroidissement sont nommés « puits de chaleur ». Messinger [MESSINGER 1953] identifia ces différentes sources et puits de chaleur. Cependant, la température de la paroi ne permet pas de savoir si la goutte va givrer ou bien ruisseler ni de connaître la proportion d'eau qui va givrer ou bien ruisseler. Messinger [MESSINGER 1953] ajouta à l'équation de l'énergie par une seconde équation qui est l'équation de la conservation de la masse. Cette équation permet de calculer une variable très importante pour la suite : la fraction givrante. Cette dernière est définie par le rapport entre la densité de flux de masse ($\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$) impactant qui a givré et la densité de flux de masse d'eau impactant. Ce paramètre donne le pourcentage de la masse d'eau qui givre et a fortiori le pourcentage d'eau qui ruisselle. Cette dernière a été validée par Anderson et Tsao [ANDERSON 2003].

Afin de résoudre les équations de conservation d'énergie et de masse, il est nécessaire de résoudre les équations de la trajectoire des gouttes. Cette résolution de la trajectoire des gouttes mène à la notion de captation.

A.I.6.2 Transport des gouttes d'eau surfondues

Avant l'impact des gouttes d'eau sur la paroi du profil, les gouttes d'eau décrivent une certaine trajectoire au sein de l'écoulement d'air. Langmuir et Blodgett (LB) ont été les premiers à mettre au point un modèle mathématique concernant la captation des gouttes sur un cylindre. Leurs travaux ont été repris et améliorés par McComber et Touzot [MACCOMBER 1981]. Leurs études sont basées sur l'impact des gouttelettes sur un cylindre. Selon leur analyse, la force prépondérante agissant sur les gouttes dont le diamètre est inférieur à 100 μm est la force de la traînée. LB remontent à deux équations permettant de calculer la trajectoire des gouttes. Haertig propose la formulation générale des forces régissant la trajectoire des particules. Les gouttes dans l'air sont soumises aux différentes forces telles que la traînée, la gravité, la poussée d'Archimède, le gradient de pression et la force d'inertie. Hedde et Guffond [HEDDE 1992 (1)] par la suite Leroy [LEROY 2004] démontrent que la seule force à prendre en compte dans l'équation de la trajectoire des gouttes est la traînée. En effet, les autres forces n'excèdent pas plus de 1% par rapport à la traînée. Le calcul de la trajectoire des gouttes permet de calculer ce que la littérature scientifique nomme le coefficient de captation. Ce coefficient est défini par le rapport entre le flux de masse impactant la paroi et le flux de masse à l'infini amont. Pour être plus simple, c'est le pourcentage de matière capté par l'obstacle. Deux types d'approches peuvent être effectués pour remonter au coefficient de captation. L'emploi de la première méthode consiste à utiliser l'approche Eulérienne. Cette approche permet de résoudre de façon continue en résolvant les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie au même titre que la résolution des équations de Navier-Stokes pour un fluide. L'autre méthode consiste à employer la méthode Lagrangienne qui permet de suivre chaque trajectoire individuelle de chaque goutte. Autant la première approche permet de remonter facilement au coefficient de captation, autant la deuxième méthode est difficile à cause de l'approximation numérique. Dans les deux cas, en fonction de ce que les chercheurs veulent modéliser, ils peuvent employer l'une ou l'autre méthode.

Par ailleurs, le fait que les gouttes d'eau ne se meuvent pas par elles même mais à cause de l'action de l'air exercée sur ces particules, l'aérodynamique doit alors être calculée.

A.I.6.3 Aérodynamique

L'aérodynamique est la partie physique qui étudie les phénomènes accompagnant tout mouvement relatif entre un obstacle et un gaz voire un mélange de gaz (l'air en l'occurrence). Avant l'existence des calculateurs, l'aérodynamique n'était pas modélisée mais plutôt testé dans les tunnels. De nombreuses recherches et essais expérimentaux concernaient la performance des profils d'ailes nues afin par exemple d'optimiser la géométrie du profil pour augmenter la portance et diminuer la traînée. D'autres recherches ont été menées sur des profils givrés dans le but de déterminer la dégradation des performances aérodynamiques. Dès l'apparition des outils informatiques et numériques, les chercheurs ont pu mettre au point des modèles de simulation 2D et 3D du comportement d'un fluide et d'un obstacle. Hedde [HEDDE 1992 (1)] et Leroy [LEROY 2004] utilisent la résolution par la méthode des singularités afin de minimiser le temps de calcul. En général, la meilleure solution consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes. Compte tenu de l'aspect multi physique que représente la modélisation du givrage, il est nécessaire de répartir le calcul en plusieurs blocs distincts. Le chaînage des différents domaines physiques (aérodynamique, trajectoire des gouttes, thermodynamique...) implique une accumulation d'erreurs qu'il faudrait minimiser. Pour cela, il serait préférable de résoudre l'aérodynamique grâce aux équations de Navier-Stokes.

A.I.6.4 Microphysique de l'accrétion du givre

Chaque accrétion d'un tel ou tel type de givre est traduite par un phénomène microphysique bien précis. Le givre sec par exemple est parfaitement connu et assimilé dans les modèles et dans les codes de calcul [BRAGG 1982], [POLITOVICH 2000]. Ce givre ne dépend que de la trajectoire et de la captation des gouttes à la paroi. La couleur opaque typique de ce givre provient des inclusions d'air créées par le fait que chaque goutte va directement givrer à la paroi. Pour des modèles macrophysiques, des hypothèses sur la valeur de la masse volumique du givre et de la direction de croissance sont nécessaires pour obtenir la forme de l'accrétion à partir des masses d'eau congelées. Le givre humide quant à lui est plus difficilement compréhensible, spécialement pour des SLD [ANDERSON 2002 (1)], [BRAGG 2000]. La rugosité est un facteur qui joue sur le coefficient d'échange à la surface de la paroi.

A.I.6.5 Rugosité

L'accrétion du givre qu'il soit humide ou sec ou les deux entraîne une rugosité plus ou moins importante. Cette rugosité fait partie des paramètres essentiels à prendre en compte dans les

simulations 2D, 3D d'accrétion du givre. Elle modifie l'aérodynamique et également la thermique de la paroi via le coefficient appelé coefficient d'échange convectif. Ce coefficient d'échange exprimé en $W/(m^2K)$ représente l'échange de chaleur entre la paroi et le milieu extérieur. Plus les échanges sont élevés et plus les gouttes qui impactent vont givrer rapidement. Yamaguchi et Hansman [YAMAGUCHI 1990] ont mené une étude sur le comportement du fluide sur un cylindre rugueux afin d'observer la transition laminaire/turbulente de l'écoulement et aussi d'évaluer le coefficient d'échange. La rugosité est modélisée dans les codes de simulation via un paramètre appelé k_s , ce dernier représente la rugosité équivalente à un grain de sable. Les auteurs définissent 3 types de zone en fonction de la rugosité engendrée par le givre humide. Les trois zones correspondent à la zone lisse près de la ligne de partage, puis la zone rugueuse et enfin la zone de givre sec encore plus loin de la ligne de partage.

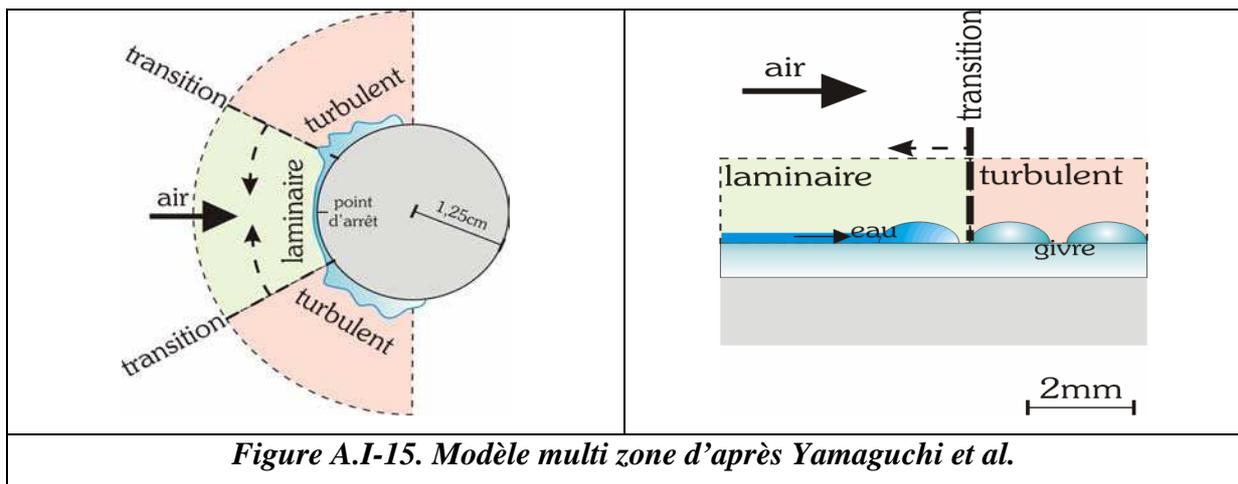


Figure A.I-15. Modèle multi zone d'après Yamaguchi et al.

La rugosité influence à la fois la transition de l'écoulement laminaire/turbulent et le coefficient d'échange convectif (cf. *Figure A.I-15*). L'échange convectif dans la zone lisse est cependant indépendant de la légère rugosité de l'accrétion du givre. L'augmentation de la hauteur de cette rugosité induit une transition laminaire/turbulente plus proche de la ligne de séparation. Il semblerait que l'implantation d'un modèle multi zones dans le code de la NASA (LEWICE) [BIDEL 1999] traduirait une amélioration dans la prédiction du givre humide. Des études sont menées par Van Fossen et al. [VAN FOSSEN 1994] dans le but de comprendre le phénomène de transfert de chaleur en fonction du taux de turbulence sur un cylindre lisse. Le transfert de chaleur est mesuré à différents endroits mais tous se situent au niveau de la ligne de partage (ou ligne de partage). Les nombres de Reynolds varient de 37000 à 228000 et le

taux de turbulence était compris entre 1,1 et 15,9 %. Leurs travaux ont conclu que le transfert de chaleur est indépendant de la forme du profil, du gradient de la vitesse au niveau de la ligne de partage. De plus, le transfert de chaleur causé par l'augmentation de la turbulence n'est pas affecté par le gradient de vitesse à la ligne de partage. Poinatte et al. [POINSATTE 1991 (1)] regardent les transferts de chaleur à la surface d'une aile NACA 0012 en fonction du nombre de Reynolds ainsi que de la turbulence via le nombre de Frössling. L'angle de la flèche de l'aile NACA 0012 varie de -4° à $+8^{\circ}$. Ils ont comparé leurs résultats expérimentaux réalisés dans la soufflerie givrante IRT avec les expériences faites en vol. Ils ont constaté que les transferts de chaleur au niveau de la zone de l'intrados, décroît avec l'augmentation de l'angle d'attaque. Au-delà de 6° d'inclinaison, les transferts de chaleur augmentent de façon drastique. Cette augmentation, selon eux, provient du fait qu'il y ait une transition de la zone laminaire vers la zone turbulente. Leurs comparaisons pour un écoulement laminaire semblent être en accord avec les résultats provenant du vol d'avion. Des études pré-établies par les mêmes auteurs [POINSATTE 1991 (2)] avec un profil de NACA 0012 ont montré l'importance de l'effet de la rugosité sur le coefficient d'échange. Afin de simuler la rugosité, des demi-hémisphères faits d'argent sont collés à la surface de la paroi grâce à l'adhésive cyano-acrylique. Les demi-hémisphères ont un diamètre de 2 mm et une hauteur de 1 mm. Les espacements et la densité des demi-hémisphères dépendaient du type de rugosité simulé. Leurs études mettaient en évidence plusieurs points :

- ✓ La prise en compte de la rugosité à la surface de l'aile NACA 0012 traduit l'augmentation des échanges convectifs sur l'aile,
- ✓ Les échanges convectifs augmentent dès lors où on augmente soit le nombre de Reynolds, soit la turbulence en phase vol ou en phase test,
- ✓ Les échanges convectifs augmentent de façon continue dès lors qu'on l'angle d'attaque au niveau de l'extrados de l'aile.

Henry et al. [HENRY 1999] montrent par leurs études, l'importance du coefficient d'échange au moyen de la capture d'images, via une caméra infrarouge, des différents types de rugosité sur un cylindre. Leur méthode consiste à chauffer la surface d'une aile givrée et de mesurer les variations du flux de chaleur au moyen d'une caméra infrarouge. Validant leurs expériences à l'aide des mesures sur un cylindre lisse, ils montrent que le transfert d'énergie

pour le givre sec est constant. Ce ne fut plus le cas pour le givre humide (givre en corne), une augmentation du transfert d'énergie fut observée dans la zone rugueuse et spécialement au sommet des cornes. Des études complémentaires aux études de Poinsatte et al. [POINSATTE 1991 (2)] ont été conduites par Dukhan et al. [DUKHAN 2003] sur une aile NACA 0012. Contrairement aux expériences de Poinsatte et al. [POINSATTE 1991 (2)], la rugosité n'est plus simulée par adhésif mais moulée directement à partir des dépôts de givre humide formés sur le NACA 0012. Leurs moulages de la rugosité du givre sont réalisés avec de l'aluminium. Se basant sur les travaux de Poinsatte, l'angle d'attaque est nul et le nombre de Reynolds varie de 4.10^5 à $1,54.10^6$. Le but de leurs études consiste à fournir de façon empirique une corrélation entre les échanges convectifs et la rugosité pour les codes de simulation du givre. Cette méthode a fourni des mesures plus précises prises directement à partir d'une accrétion réelle. Les auteurs comparent leurs résultats par rapport aux résultats de Poinsatte et al. [POINSATTE 1991 (2)]. La méthode employée sera décrite grâce à la figure (cf. *Figure A.I-16*). Leurs mesures des échanges convectifs sont effectuées sur toute l'abscisse curviligne de l'aile avec plus de points de mesure autour de la ligne de partage.

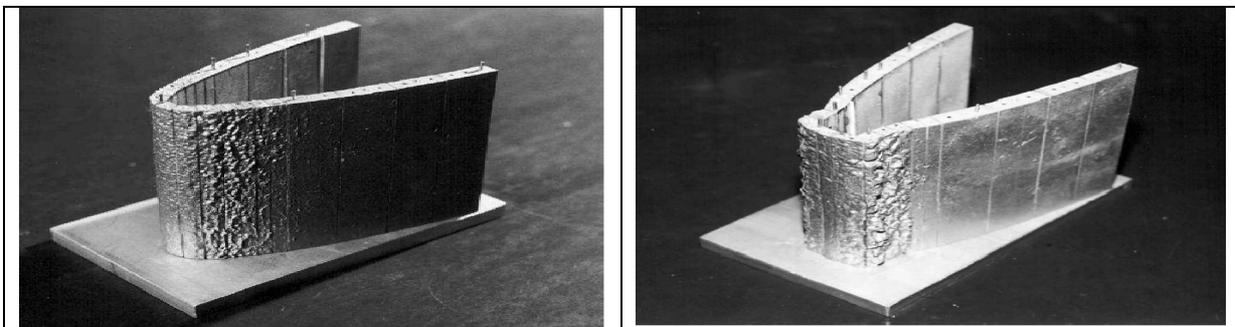


Figure A.I-16. Moulage en aluminium pour un dépôt moyennement rugueux (image à gauche) et dépôt très rugueux (image à droite) d'après Dukhan et al.

La figure (cf. *Figure A.I-16*) illustre les moulages moyennement rugueux et fortement rugueux sur une aile symétrique NACA 0012. Les deux modèles sont testés pour des valeurs de vitesse valant respectivement 11,8 ; 21,2 ; 33,7 et 45 m/s. Leurs résultats montrent que le taux maximal d'échange convectif d'une façon générale supérieurs de 306% par rapport à celui d'un NACA 0012 lisse [DUKHAN 2003], [DUKHAN 1999]. Ils notent également que

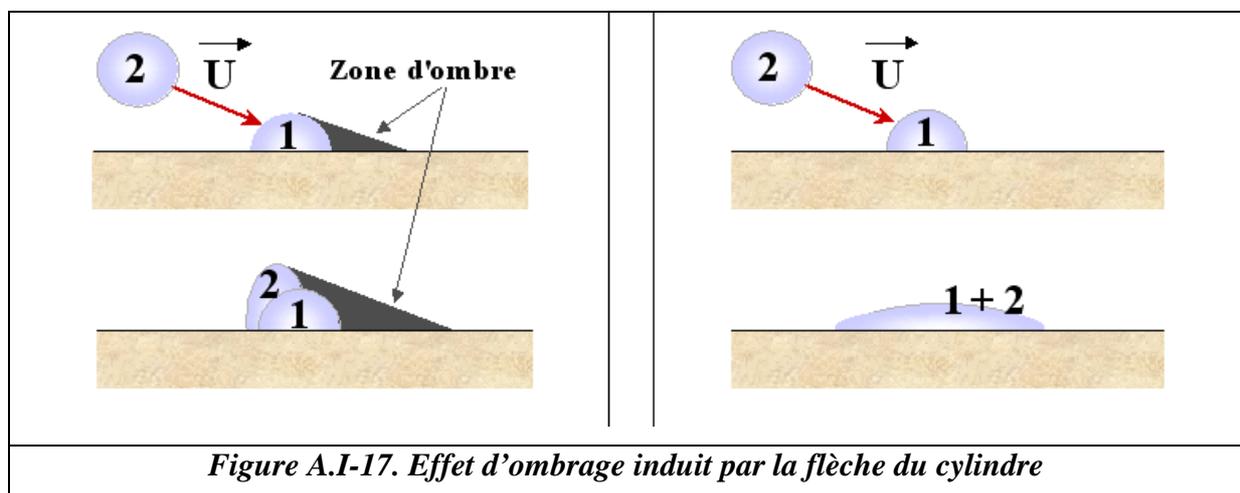
ces échanges convectifs sont, d'une façon générale, supérieures aux résultats obtenus par Poinsatte et al. [POINSATTE 1991 (1)].

Nous venons de voir que la rugosité est un paramètre important à prendre en compte dans la modélisation car elle modifie les échanges thermiques et par conséquent change la façon dont vont givrer les gouttes.

En fonction de l'approche utilisée, la simulation pourrait donner une forme de givre continue alors que la forme réelle est totalement discontinue. Le coefficient d'échange convectif joue un rôle dans la rapidité du givrage des gouttes tandis que la discontinuité du givrage est régie par ce qu'on appelle « l'effet d'ombrage ».

A.I.6.6 Effet d'ombrage

Personne [PERSONNE 1988] a mis en évidence ce processus. L'effet d'ombrage est induit directement par l'angle de la flèche de l'obstacle. Plus cet angle est élevé et plus cet effet d'ombrage est accentué. L'ombrage des gouttes est initié seulement lorsque nous considérons la trajectoire individuelle des gouttes c'est-à-dire de l'injection de la goutte jusqu'à l'impact. Chaque goutte suit sa propre trajectoire et impacte une surface de l'obstacle spécifiée par l'équation de sa trajectoire puis éventuellement ruisselle ou givre ou bien les deux. Toutes ces informations établissent l'histoire individuelle de chaque goutte.



La figure (cf. *Figure A.I-17*) illustre deux cas de givrage. Sur l'image de gauche, la première goutte a déjà eu le temps de givrer avant l'impact de la deuxième goutte. La première goutte crée une barrière physique par son givrage et empêche la deuxième goutte d'impacter derrière. Cette zone d'ombre (partie grisée sur la figure) est appelée « effet d'ombrage ». La deuxième image représente le cas où la première goutte n'a pas encore eu le temps de givrer.

En conséquence un film d'eau se forme alors lors de l'impact de la deuxième goutte. Hedde [HEDDE 1992 (1)] met en évidence la relation entre l'effet d'ombrage et le coefficient d'échange convectif.

La figure (cf. *Figure A.I-18*) illustre comment se comporte chaque goutte lors de leur impact en fonction du coefficient d'échange convectif. Si ce dernier est élevé (pic de la courbe $h=f(s_z)$), la goutte givrera rapidement. A contrario, si la goutte tombe au niveau du creux de la courbe, le givre formé sera un film. Le comportement de chaque

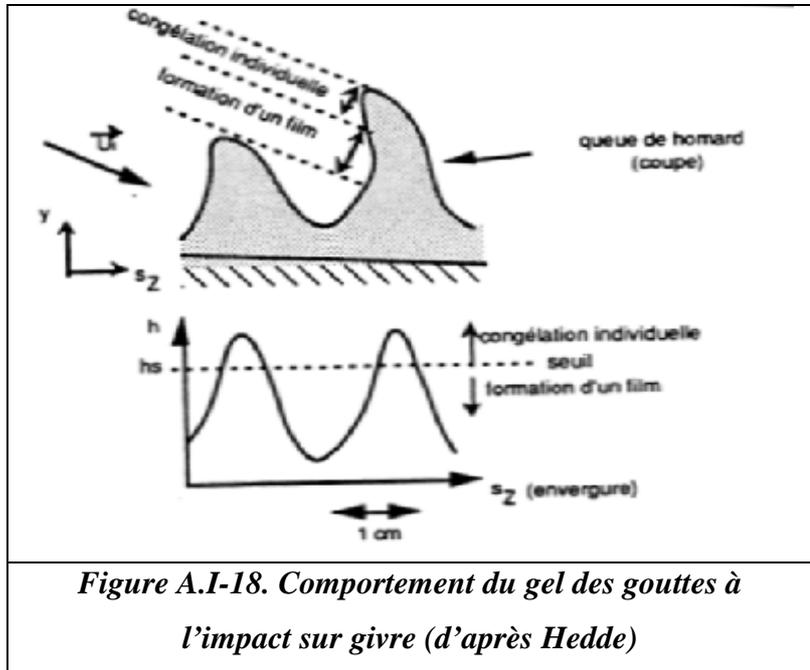


Figure A.I-18. Comportement du gel des gouttes à l'impact sur givre (d'après Hedde)

goutte à la surface de l'obstacle fait qu'il y ait formation d'un film de givre ou non. Si la goutte ne givre pas immédiatement à l'impact, cette dernière ruisselle et dans ce cas, nous allons analyser la manière dont la goutte ruisselle.

A.I.6.7 Direction de ruissellement

Dans le but de modéliser la forme macroscopique du dépôt de givre, il est essentiel de connaître le comportement des gouttes. La traduction de ce comportement réside en partie dans la direction de ruissellement de la goutte. Celle-ci n'est requise que dans le cas où les gouttes d'eau ruissellent. Le givre sec n'est pas inclus dans la mesure où chaque goutte givre directement à leur impact. Pour le givre en corne où le ruissellement est important, la direction de ruissellement de l'eau est celle de la goutte à l'impact. Pour ce genre de dépôt de givre, la modélisation s'effectue directement via une approche continue. Différentes hypothèses de ruissellement sont possibles notamment émises par Hansman [HANSMAN 1988] :

- ✓ Formation d'un film d'eau,
- ✓ Formation des ruisselets de gouttes,
- ✓ Gouttes séparées par des zones 'sèches'.

La direction de ruissellement suit classiquement la direction du vent sur les gouttes. Le problème qui nous concerne est le givre mixte impliquant de suivre à la fois la trajectoire et le ruissellement d'une goutte. La direction de ruissellement fait sans doute partie des points clés, peut être pas dans la structure du givre en queue de homard, mais vraisemblablement dans la forme caractéristique en lambda majuscule « Λ ». Szilder et Lozowski [SZILDER 2002], [SZILDER 2003] proposent une nouvelle façon de modéliser le givre discontinu à partir de son modèle « morphogénétique ». Leur modèle simplifié simule l'accrétion du givre humide (corne) sur un cylindre droit. Le coefficient de captation est alors calculé non pas par la résolution de la trajectoire des gouttes mais grâce à des hypothèses simplificatrices amenant à trouver une corrélation entre la captation maximale sur la ligne de partage et le ruissellement maximal. Chaque goutte simulée sous forme d'un rectangle est alors choisie de façon aléatoire à la surface du cylindre. S'appuyant sur la fraction givrante, les auteurs font ruisseler chaque goutte dans une direction aléatoire. Ils parviennent de façon stochastique à reproduire la forme en corne du givre humide sur le cylindre droit. Par la suite, en 2007, [SZILDER 2007] ils reprennent leur modèle morphogénétique pour l'appliquer aux ailes en flèche. Cette méthode n'utilise pas spécifiquement une direction privilégiée de ruissellement contrairement à la modélisation réalisé par Leroy [LEROY 2004]. Dans sa simulation, ce dernier a choisi de prendre comme direction de ruissellement la direction du fluide c'est-à-dire de l'écoulement d'air. Il semblerait que la modélisation donne des aspects discontinus causés par l'effet d'ombrage mais pas la forme spécifique de la queue de homard.

L'autre aspect important de ce type de givre repose sur sa densité.

A.I.6.8 Densité du givre

La densité du givre dépend du type de givre accrété. Par exemple, le givre sec est forcément moins dense qu'un givre humide dans la mesure où les inclusions d'air dans le givre sec sont prépondérantes par rapport au givre humide. Toutefois le givre en queue de homard est un cas particulier où le givre correspond à la coexistence entre le givre humide et le givre sec. Les expériences issues de la NASA [VARGAS 2005 (1)] et de l'ONERA [LEROY 2004] concernant le givre en queue de homard fournissent des informations concernant la densité du givre de façon qualitative. Les seules interprétations faites proviennent de la couleur du givre. Plus le givre est dense et plus l'aspect est translucide. A l'inverse, lorsque le givre est sec, les nombreuses inclusions d'air rendent le givre blanc. Il n'existe pas encore d'études concernant

la densité du givre en queue de homard. Cependant des études expérimentales conduites par Vargas [VARGAS 2005 (1)] pourraient donner une idée de la modélisation à effectuer.

A.I.7 Conclusions

Cet état de l'art nous permet d'une part de situer les recherches accomplies jusqu'à présent et d'exploiter les meilleures solutions liées à l'accrétion du givre en queue de homard. D'autre part, des lacunes peuvent être comblées notamment à l'échelle microphysique du processus d'accrétion. Nous avons mis en évidence les travaux expérimentaux qui nous fourniront de précieux résultats autant pour la modélisation que pour la validation. Nous allons énumérer les outils nécessaires pour la modélisation. La première partie consistera à effectuer les calculs aérodynamiques autour du cylindre. Ces calculs vont permettre de résoudre les équations de la trajectoire des gouttes. En mettant en commun les résultats provenant de l'aérodynamique et des trajectoires des gouttes, le bilan thermodynamique pourra être dressé. La dernière partie consistera à élaborer un modèle microphysique conduisant à la formation du givre en queue de homard sur des cylindres en flèche. A la vue des connaissances actuelles, le meilleur moyen de fournir une aérodynamique précise repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes. La trajectoire des gouttes sera résolue grâce à l'approche Eulérienne et la résolution de la thermodynamique via les équations de Messinger [MESSINGER 1953]. Les améliorations suivantes sont possibles. Elles concernent essentiellement la microphysique de l'accrétion :

- ✓ Direction de ruissellement,
- ✓ Utilisation des paramètres locaux concernant le givrage individuel des gouttes,
- ✓ Rugosité et comportement des gouttes lors de l'impact.

A.II Mécanisme du givrage

La précédente partie présente l'état de l'art sur les différentes méthodologies employées dans la modélisation bi ou tridimensionnelle du givre sur un profil. Cette partie vient compléter la précédente dans la mesure où nous allons analyser en détail la signification du mécanisme de captation sur un profil ainsi que le mécanisme de givrage des gouttes. Dans cette partie, nous nous efforcerons de mettre en avant les éléments clés qui faciliteront la compréhension du phénomène de givrage. Les équations concernant la modélisation seront décrites dans le chapitre suivant.

A.II.1 Processus de captation

La captation ou plutôt le coefficient de captation représente en quelque sorte le « pourcentage » de la masse d'eau ayant impacté l'obstacle par unité de surface par rapport à celle à l'infini amont de l'obstacle. Ce coefficient adimensionné appelé β est maximal lorsque sa valeur vaut 1 et minimal lorsque sa valeur vaut 0. Cette captation diffère selon la géométrie du profil. La précision du calcul du coefficient de captation dépend de l'approche employée pour le calcul de la trajectoire des gouttes.

A.II.1.1 Approche eulérienne

Dans une approche continue comme l'approche Eulérienne où la résolution de la trajectoire des gouttes s'effectue de manière analogue aux équations de N-S, ce coefficient est défini par la formule:

$$\beta_{local} = \frac{\dot{m}_{impact,local}}{\dot{m}_{\infty}} \quad (A.2.1)$$

L'unité de tous les flux de masse noté \dot{m} est en $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

Ci-contre, la figure (cf. *Figure A.II-1*) illustre la trajectoire des gouttes sur un profil 2D. Toutes les gouttes n'impactent pas le cylindre et c'est la raison pour laquelle la notion de captation ou encore le pourcentage de matière impactée est définie et calculée. Le coefficient de captation locale est défini comme le rapport du flux de masse impactant localement sur l'obstacle et du flux de masse à l'infini amont. Le flux de masse à l'infini amont est calculé par le produit de la vitesse de vent à l'amont infini

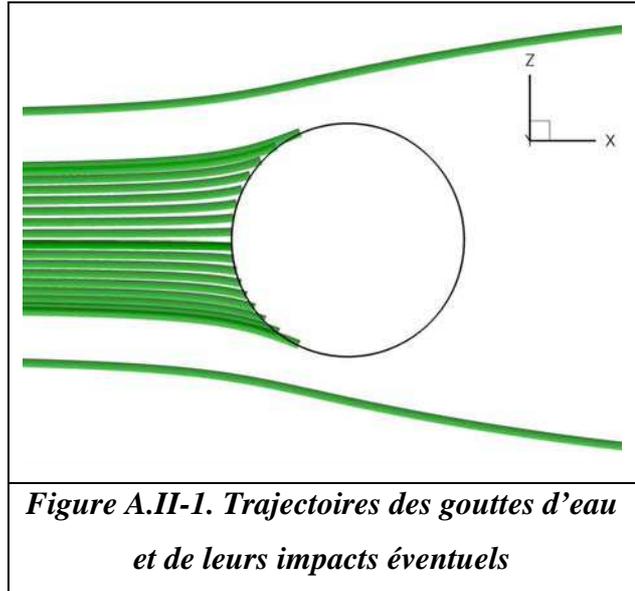


Figure A.II-1. Trajectoires des gouttes d'eau et de leurs impacts éventuels

et de la teneur en eau liquide. Le coefficient de captation est donné par la relation suivante:

$$\beta = \frac{\dot{m}_{local}}{U_{\infty} LWC} \quad (A.2.2)$$

L'avantage de cette méthode réside dans la facilité de la résolution numérique. De manière caractéristique, la résolution de la trajectoire des gouttes faisant intervenir les masses permet de remonter directement au résultat du coefficient de captation. En effet, le flux de masse dans chaque maille surfacique est parfaitement connu. De plus, la vitesse amont à l'infini ainsi que la teneur en eau liquide sont également connues, de ce fait la résolution est directe et aisée.

A.II.1.2 Approche lagrangienne

L'approche Lagrangienne implique de calculer la trajectoire individuelle de chaque goutte. Cette approche ne permet pas de faire intervenir le flux de masse. Par conséquent le calcul du coefficient de captation devient le rapport des distances pour un modèle bidimensionnel et un rapport de surface pour un modèle tridimensionnel.

La figure (cf. *Figure A.II-2*) ci-contre représente schématiquement les trajectoires des gouttes et les surfaces correspondant à une unité de longueur (ℓ) de façon à remonter au coefficient de captation β . La longueur ℓ est dans une direction perpendiculaire au plan de la figure.

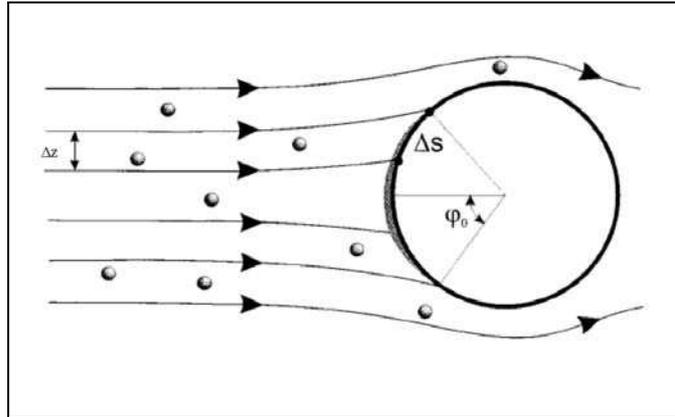


Figure A.II-2. Captation pour un profil cylindrique

Si nous partons de la conservation du débit de masse :

$$\dot{m}_{\infty} dz \cdot \ell = \dot{m}_{imp,local} dS \cdot \ell \quad (A.2.3)$$

Avec dz et dS deux abscisses élémentaires, ces dernières peuvent être substituées par Δz (*abscisse verticale à l'infini amont*) et ΔS (*abscisse curviligne sur l'obstacle*) (cf. *Figure A.II-2*). Le coefficient de captation est défini alors par l'équation (A.2.3). Le résultat est :

$$\beta = \frac{dz \cdot \ell}{dS \cdot \ell} = \frac{\Delta z}{\Delta S} \quad (A.2.4)$$

A.II.2 Processus énergétiques

La thermodynamique a été exposée dans l'état de l'art comme provenant des équations proposées initialement par Messinger [MESSINGER 1953] et améliorées ensuite par Lozowski et al. [LOZOWSKI 1983]. La congélation individuelle des gouttes d'eau provient de l'équilibre thermodynamique à la paroi. La résolution des équations d'énergie et de masse permet de connaître le pourcentage d'eau qui givre en fonction de la position de l'impact. Dans ce paragraphe, nous allons présenter en détail les équations des bilans de conservation de masse et d'énergie qui font intervenir un paramètre primordial dans la microphysique : celui de la fraction givrante.

Le système thermodynamique étudié correspond donc à un volume de contrôle qui s'appuie sur les éléments surfaciques de l'obstacle et sur le dépôt. L'équilibre de ce système conduit à la détermination de la température du dépôt (ou température de paroi) et de la fraction d'eau givrante (rapport entre la quantité d'eau se transformant en glace et la quantité d'eau liquide reçu par le système).

A.II.2.1 Bilans massiques

Les flux de masse d'eau entrants regroupent le flux de masse d'eau liquide impactant et le flux de masse d'eau liquide qui a ruisselé depuis les volumes de contrôle voisins. Le flux de masse d'eau restant dans le volume est celui ayant givré. Le flux de masse d'eau sortant correspond à toutes sortes de perte tels que l'évaporation, la sublimation et enfin le ruissellement hors du volume de contrôle. La conservation des flux de masse dans le système thermodynamique étudié et donc dans le volume de contrôle conduit à la relation suivante :

$$\dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} = \dot{m}_{evap} + \dot{m}_{ruiss_sortante} + \dot{m}_{sub} + \dot{m}_{giv} \quad (A.2.5)$$

Où

- \dot{m}_{imp} correspond à la densité de flux de masse d'eau liquide qui impacte la paroi à la température de goutte
- $\dot{m}_{ruiss_entrant}$ correspond à la densité de flux de masse de l'eau liquide qui ruisselle dans le volume de contrôle.
- $\dot{m}_{ruiss_sortante}$ correspond à la densité de flux de masse d'eau ayant ruisselé hors du volume de contrôle.
- \dot{m}_{giv} correspond à la densité de flux de masse d'eau ayant givré dans le volume de contrôle
- \dot{m}_{evap} correspond à la densité de flux de masse d'eau liquide qui s'évapore.

$$\dot{m}_{evap} = \frac{\rho_a \mathcal{E}}{P_a} h_D \left(e_w(T_\infty) - e_w(T_p) \right) \quad (A.2.6)$$

Où

ρ_a = masse volumique de l'air

- ε = rapport de masse de l'eau et de l'air
- P_a = pression atmosphérique
- e_w = pression de vapeur saturant par rapport à l'eau liquide
- h_D = coefficient d'échange de masse

Ce dernier terme h_D par analogie avec le transfert de masse selon Jakob, est relié au coefficient d'échange h par la relation suivante :

$$h_D = h \frac{Le^{-2/3}}{\rho_a c_{p_a}} \quad (\text{A.2.7})$$

- où h = coefficient d'échange convectif
- Le = nombre de Lewis avec $Le = \frac{Sc}{Pr}$, avec Sc le nombre de Schmidt et Pr le nombre de Prandtl

- \dot{m}_{sub} correspond à la densité de flux de masse d'eau liquide qui se sublime

$$\dot{m}_{sub} = \frac{\rho_a \varepsilon}{P_a} h_D (e_i(T_\infty) - e_i(T_p)) \quad (\text{A.2.8})$$

Où :

- e_i = pression de vapeur saturant par rapport à la glace

Il est important de noter que certains termes du bilan disparaissent suivant la température du dépôt ou d'équilibre. En effet, les flux de masse $\dot{m}_{ruiss_sortante}$ et \dot{m}_{evap} sont alors nuls à température négative (température inférieure à la température de fusion de la glace, toute l'eau liquide se congèle dans le volume) alors que les flux de masse \dot{m}_{giv} et \dot{m}_{sub} sont nuls à température positive (pas de givrage possible). De sorte que les flux de masse \dot{m}_{giv} et $\dot{m}_{ruiss_sortante}$ sont réellement les seules inconnues de cette équation de conservation de la masse. En effet, les flux de masse associés à l'évaporation de l'eau liquide et la sublimation de la glace s'exprime en fonction des pressions de vapeur saturante au dessus de l'eau liquide ou de la glace. Ainsi, cette équation peut se réécrire sous la forme de fraction givrante ou bien fraction ruisselante :

$$f_{giv} = \frac{\dot{m}_{giv}}{\dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} - \dot{m}_{sub} - \dot{m}_{evap}} \quad (\text{A.2.9})$$

$$f_{ruiss} = \frac{\dot{m}_{ruiss_sortante}}{\dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} - \dot{m}_{sub} - \dot{m}_{evap}} \quad (\text{A.2.10})$$

D'après Leroy, le flux de masse associé à l'eau évaporée ou sublimée est faible devant les autres termes cependant leurs flux de chaleur latente sont importants et doivent être considérés dans l'équation du bilan d'énergie. La simplification de (A.2.9) et (A.2.10) mène aux relations suivantes :

$$f_{giv} \approx \frac{\dot{m}_{giv}}{\dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant}} \quad (\text{A.2.11})$$

$$f_{ruiss} \approx \frac{\dot{m}_{ruiss_sortante}}{\dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant}} \quad (\text{A.2.12})$$

L'équation (A.2.5) peut se réécrire alors sous la forme suivante :

$$f_{giv} + f_{ruiss} = 1 \quad (\text{A.2.13})$$

A.II.2.2 Bilans énergétiques

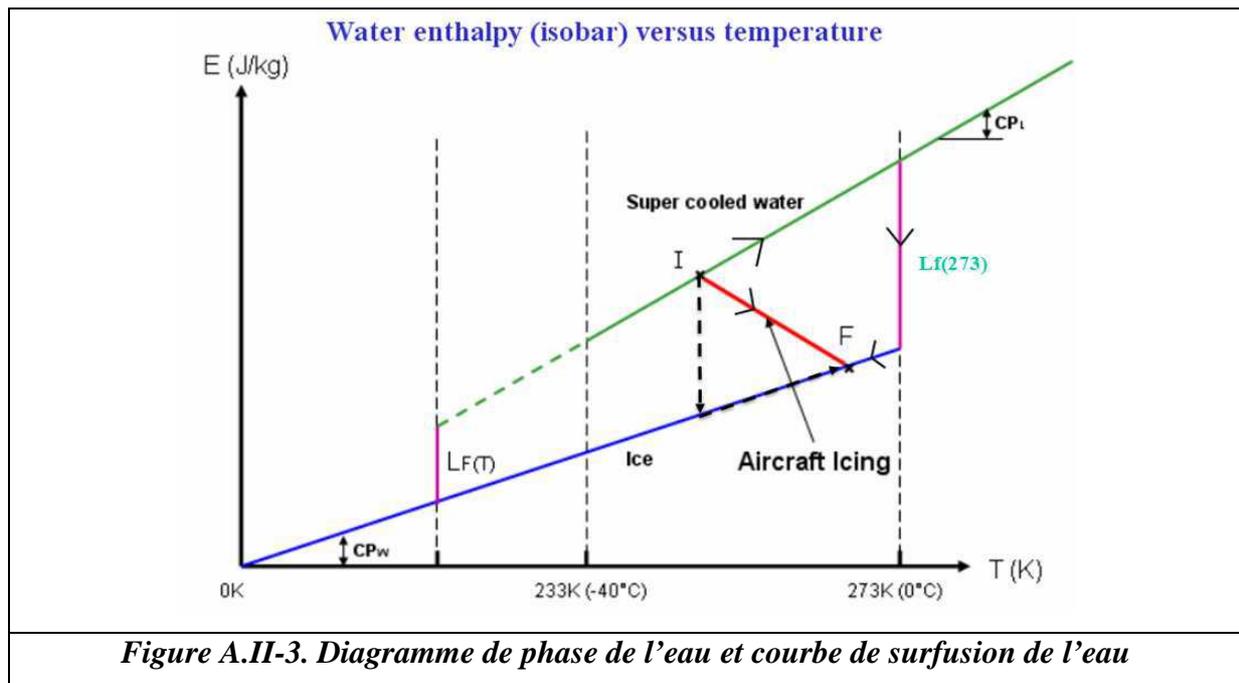


Figure A.II-3. Diagramme de phase de l'eau et courbe de surfusion de l'eau

La figure (cf. *Figure A.II-3*) illustre l'énergie de l'eau en fonction de la température. Sous 0° , l'eau peut être en surfusion. Cela correspond à la phase vol dans un nuage givrant pour un aéronef. Afin que l'eau en surfusion passe de l'état liquide (I pour initial sur le schéma) à solide (F pour final sur le schéma) dans le domaine de température pouvant être compris entre 0° et -40° , soit l'eau en surfusion libère toute sa chaleur latente à la température d'impact, soit l'eau subit une autre transformation. La variation d'énergie ne dépend pas du chemin thermodynamique. Typiquement, en phase de vol d'un aéronef dans un nuage givrant, la pression vaut une atmosphère et la température est comprise entre 0°C et -20°C . Si nous regardons le diagramme de phase de l'eau, l'état de l'eau devrait être solide, or la goutte d'eau est en surfusion. En effet, l'eau se trouve dans un état métastable et un apport en énergie suffit à rompre cet équilibre pour la solidifier. Lorsque le flux de masse impacte un profil, l'eau en état de surfusion subit une rupture d'équilibre et en fonction du bilan énergétique, le flux de masse va soit givrer (et $T(I) < T(F) < T_f$), soit ruisseler ($T_f = T_f = 0$), soit les deux. Dans le cas où le flux de masse d'eau va givrer et ruisseler, l'eau se situe dans les deux phases thermodynamiques. La *Figure A.II-3* représente l'énergie totale de l'eau en fonction de la température ($T(F) < T_f$).

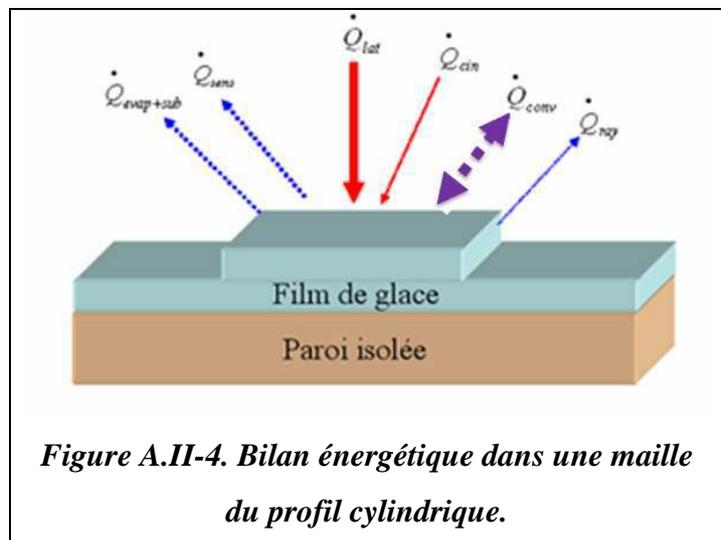
Il est impératif d'identifier toutes les contributions énergétiques qui vont intervenir dans la conservation du bilan d'énergie. Afin de résoudre ce bilan énergétique à la paroi (ce que nous entendons par « paroi » est la paroi lisse ou paroi + givre), nous considérons un système ouvert reposant sur le volume à la paroi du profil et qui a pour base une maille. L'équation du

bilan d'énergie s'appuie sur la conservation de l'énergie à la surface de la paroi. L'équilibre est traduit par l'apport d'énergie provenant de diverses sources ainsi que de divers puits de chaleur. Les termes sources de chaleur sont les termes qui vont réchauffer la paroi du cylindre (système thermodynamique ouvert comprenant paroi+glace+eau) alors que les termes puits de chaleur sont les termes qui font perdre de l'énergie et donc diminuent la température du système.

$$\sum sources + \sum Puits + terme mixte = 0 \quad (A.2.14)$$

Le terme mixte signifie que celui-ci peut être aussi bien un terme source qu'un terme puits.

La figure (cf. Figure A.II-4) ci-contre représente les différents termes sources et puits de chaleurs dans un système thermodynamique ouvert. Les épaisseurs relatives des différents flux reflètent leurs importances dans le bilan énergétique. Les termes sources sont représentés en rouge tandis que les termes puits sont illustrés en bleu.



L'équation d'équilibre du bilan d'énergie est donnée par la relation :

$$\dot{Q}_{conv} + \dot{Q}_{cin} + \dot{Q}_{lat} + \dot{Q}_{sens} + \dot{Q}_{evap} + \dot{Q}_{sub} + \dot{Q}_{ray} = 0 \quad (A.2.15)$$

Comme le montre l'équation (A.2.16) les termes sources sont constitués du flux d'énergie latente ainsi que du flux d'énergie cinétique. Les termes puits correspondent au flux d'énergie provenant de l'évaporation ou bien de la sublimation de l'eau, ainsi que de la perte d'énergie radiative. Le flux de convection quant à lui est un flux mixte signifiant qu'il peut être tour à tour source ou bien puits de chaleur. Tous les flux de chaleur s'expriment en W/m^2 .

Les flux de chaleur sensible et latent peuvent être réécrits pour faire apparaître les contributions énergétiques apportées par les gouttes qui impactent et ruissellent et de faciliter ainsi le détail des chemins thermodynamiques des transformations possibles :

$$\dot{Q}_{conv} + \dot{Q}_{cin} + \dot{Q}_{imp} + \dot{Q}_{ruiss_entrant} + \dot{Q}_{evap} + \dot{Q}_{sub} + \dot{Q}_{ray} = 0 \quad (\text{A.2.16})$$

Nous allons mettre en exergue les différents termes afin que le lecteur comprenne la signification physique. La conduction est considérée comme nulle car la glace est un isolant thermique.

Flux de chaleur convectif

Ce flux de chaleur est un flux mixte : il peut être une source ou un puits de chaleur. Il est proportionnel à la différence des températures de parois et de récupération (appelée aussi parfois température de paroi adiabatique). Ce terme vaut :

$$\dot{Q}_{conv} = h(T_r - T_p) \quad (\text{A.2.17})$$

où h = coefficient d'échange convectif
 T_r = température de récupération de la paroi
 T_p = température de la paroi

Il est important de noter que le coefficient d'échange convectif et la température de récupération sont des données de sortie provenant des outils de simulation aérothermique. Notons que la température de récupération de la paroi peut être déterminée de plusieurs façons. Une manière est d'introduire le coefficient de récupération et la température d'arrêt et de relier à la température de récupération par la relation suivante.

$$T_r = (1 - r_c)T_{a,\infty} + r_c T_i \quad (\text{A.2.18})$$

où $T_{a,\infty}$ = température de l'air à l'infini amont
 T_i = température d'arrêt
 r_c = coefficient de récupération du profil

La température d'arrêt est définie en fonction du nombre de Mach en supposant que la transformation est isentropique et que l'air se comporte comme un gaz parfait. Elle est définie par la relation :

$$T_i = T_{a,\infty} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \right) \quad (\text{A.2.19})$$

où M_∞ = nombre de Mach à l'amont infini
 γ = rapport des chaleurs massiques de l'air sec (~1,4)

Le coefficient d'échange convectif peut être évalué de deux manières. La première manière, la plus classique, consiste à utiliser une corrélation basée sur l'analogie de Reynolds qui relie le coefficient d'échange convectif au coefficient de frottement. Par exemple, Kays et Crawford [KAYS 1980] propose la corrélation suivante :

$$h = \rho_a c_p U_e \frac{C_f/2}{Pr_t + \sqrt{C_f/2} St_k^{-1}} \quad (\text{A.2.20})$$

Où ρ_a est la masse volumique de l'air
 c_p est la capacité calorifique de l'air à pression constante
 U_e est la vitesse de l'air à l'extérieur de la couche limite
 Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent et vaut ~0,9
 C_f est le coefficient de frottement

Dans cette formulation, le coefficient d'échange est fonction de la position sur la paroi. Le terme St_k^{-1} est un paramètre expérimental. Il sert à prendre en compte l'influence de la rugosité pour les échanges thermiques. Ce paramètre empirique est donné par la formule suivante :

$$St_k^{-1} = 0.52 Pr_t^{0.8} Re_t^{0.45} \quad (\text{A.2.21})$$

Où Re_t est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement pariétale et une hauteur de rugosité. Il est donné par la relation suivante :

$$Re_t = \frac{\rho_a k_s \sqrt{C_f U_e^2 / 2}}{\mu_a} \quad (\text{A.2.22})$$

Où k_s est la rugosité équivalente d'un grain de sable

μ_a est la viscosité dynamique de l'air

Du fait que nous résolvons les équations de Navier-Stokes compressible en tenant compte des effets visqueux à la paroi, le coefficient de frottement est donné en chaque point de la surface du cylindre.

Afin d'améliorer l'évaluation du coefficient d'échange et de la température de récupération, une deuxième méthode a été utilisée [MONTREUIL 2009]. L'idée est alors de calculer la contribution énergétique du flux de chaleur convectif à partir de deux flux de chaleur pariétaux ou de deux températures de paroi arbitrairement choisies. Si les flux de chaleur sont imposés en condition limite (condition dite de type Neumann), les températures de paroi sont donc un résultat de calcul. A l'inverse, si les températures de paroi sont imposées en condition limite (condition dite de type Dirichlet), les flux de chaleur sont donc un résultat de calcul.

Connaissant l'un ou l'autre, il est alors possible d'isoler le coefficient d'échange et de l'exprimer en fonction des flux de chaleur pariétaux et des températures de paroi.

$$\begin{cases} \dot{\varphi}_{c0} = h(T_{p0} - T_{adia}) \\ \dot{\varphi}_{c1} = h(T_{p1} - T_{adia}) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} h = \frac{\dot{\varphi}_{c1} - \dot{\varphi}_{c0}}{T_{p1} - T_{p0}} \\ T_{adia} = T_{p1} - \frac{\dot{\varphi}_{c1}}{h} = T_{p0} - \frac{\dot{\varphi}_{c0}}{h} \end{cases} \quad (\text{A.2.23})$$

Où $\dot{\varphi}_{c0}$ et $\dot{\varphi}_{c1}$ sont les flux de chaleur pariétaux

T_{p0} et T_{p1} sont les températures à la paroi du cylindre

T_{adia} est la température adiabatique ou encore la température de récupération T_r .

Dans le cadre de cette étude, les deux flux de chaleur ont été fixés à 0 (condition adiabatique) et 500 W/m^2 . Dans ce cas particulier, il n'est pas nécessaire de déterminer la température de récupération puisque, par définition, elle correspond à la température de paroi solution du cas de calcul adiabatique. Il est important de noter que l'on parle bien d'un champ de température sur la paroi, en tout point du maillage.

Flux de chaleur issu de l'énergie cinétique de la goutte

Lorsque les gouttes d'eau impactent la paroi, elles ont acquis une certaine vitesse et donc une certaine énergie cinétique. Lors de leur impact contre la paroi, le frottement visqueux entre la goutte et la paroi crée une source de chaleur. Cette source est appelée flux de chaleur provenant de l'échauffement cinétique et dont la relation est :

$$\dot{Q}_{cin} = \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_{g,imp}^2 \quad (\text{A.2.24})$$

où \dot{m}_{imp} = flux de masse d'eau liquide impactant la paroi

$U_{g,imp}$ = vitesse de la goutte juste avant l'impact

Flux de chaleur issu de l'échange d'énergie avec les gouttes en surfusion

Lorsque les gouttes d'eau en surfusion impactent la paroi, selon la température d'équilibre du dépôt, elles vont échanger de l'énergie avec le volume de contrôle, avec ou sans changement de phase. Il convient de distinguer trois cas en fonction de la température finale du dépôt. Dans un premier cas, en l'absence de formation de givre, la température finale est supposée supérieure à la température de fusion de la glace. Le flux de chaleur échangé avec le volume de contrôle correspond donc à l'opposé de la variation d'enthalpie massique pour porter la goutte d'eau liquide en surfusion de la température T_g à la température du dépôt T_p :

$$T_p > T_f \Rightarrow \dot{Q}_{imp} = -\dot{m}_{imp} c_{p_{eau}} (T_p - T_g) \quad (\text{A.2.25})$$

Dans un deuxième cas, la température finale est supposée inférieure à la température de fusion de la glace. Le flux de chaleur échangé avec le volume de contrôle correspond donc à

l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour porter ce flux de masse d'eau liquide impactant de la température T_g à la température de fusion de la glace T_f , puis à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour transformer tout ce flux de masse impactant d'eau liquide en glace et à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour porter ce flux de masse impactant de la température de fusion à la température finale du dépôt T_p . Dans ce cas, la formulation est donnée par la relation suivante :

$$T_p < T_f \Rightarrow \dot{Q}_{imp} = \dot{m}_{imp} \left[-c_{p_{eau}} (T_f - T_g) + l_f - c_{p_{glace}} (T_p - T_f) \right] \quad (\text{A.2.26})$$

Dans le troisième et dernier cas, la température finale du dépôt est égale à la température de fusion de la glace. Il coexiste donc un mélange d'eau liquide et de glace. Le flux de chaleur échangé avec le volume de contrôle correspond donc à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour porter ce flux de masse d'eau liquide impactant de la température T_g à la température de fusion de la glace T_f et à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour transformer une fraction ce flux de masse impactant d'eau liquide en glace. La formulation s'écrit alors :

$$T_p = T_f \Rightarrow \dot{Q}_{imp} = \dot{m}_{imp} \left[-c_{p_{eau}} (T_f - T_g) + l_f f_{giv} \right] \quad (\text{A.2.27})$$

Flux de chaleur issu de l'échange d'énergie avec l'eau liquide ruisselant

Lorsque l'eau liquide ruisselant des volumes de contrôle adjacents entre dans le volume de contrôle, selon la température d'équilibre du dépôt, un échange d'énergie avec le volume de contrôle, avec ou sans changement de phase va intervenir. Là encore, il convient de distinguer trois cas en fonction de la température finale du dépôt. A noter tout de même que la température de l'eau liquide ruisselant dans le volume de contrôle est forcément supérieure ou égale à la température de fusion de la glace. Dans un premier cas, la température finale est supposée supérieure à la température de fusion de la glace. Le flux de chaleur échangé avec le volume de contrôle correspond donc à l'opposé de la variation d'enthalpie massique pour porter le flux de masse d'eau liquide ruisselant de la température T_{ruiss} (température de ruissellement supérieure ou égale à la température de fusion) à la température du dépôt T_p :

$$T_p > T_f \Rightarrow \dot{Q}_{ruiss_entrant} = -\dot{m}_{ruiss_entrant} c_{p_{eau}} (T_p - T_{ruiss}) \quad (\text{A.2.28})$$

Dans un deuxième cas, la température finale est supposée inférieure à la température de fusion de la glace. Le flux de chaleur échangé avec le volume de contrôle correspond donc à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour porter ce flux de masse d'eau liquide ruisselant de la température T_{ruiss} à la température de fusion de la glace T_f , puis à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour transformer tout ce flux de masse d'eau liquide ruisselant en glace et à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour porter ce flux de masse ruisselant de la température de fusion à la température finale du dépôt T_p . Dans ce cas, la formulation est donnée par la relation suivante :

$$T_p < T_f \Rightarrow \dot{Q}_{ruiss_entrant} = \dot{m}_{ruiss_entrant} \left[-c_{p_{eau}} (T_f - T_{ruiss}) + l_f - c_{p_{glace}} (T_p - T_f) \right] \quad (\text{A.2.29})$$

Dans le troisième et dernier cas, la température finale du dépôt est égale à la température de fusion de la glace. Il coexiste donc un mélange d'eau liquide et de glace. Le flux de chaleur échangé avec le volume de contrôle correspond donc à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour porter ce flux de masse d'eau liquide ruisselant de la température T_{ruiss} à la température de fusion de la glace T_f et à l'opposé du flux de chaleur nécessaire pour transformer une fraction ce flux de masse d'eau liquide ruisselant en glace. La formulation s'écrit alors :

$$T_p = T_f \Rightarrow \dot{Q}_{ruiss_entrant} = \dot{m}_{ruiss_entrant} \left[-c_{p_{eau}} (T_f - T_{ruiss}) + l_f f_{giv} \right] \quad (\text{A.2.30})$$

Flux de chaleur issu de l'évaporation de l'eau liquide

Selon des conditions thermodynamiques bien déterminées, l'eau liquide peut s'évaporer et donc échanger de l'énergie avec le volume de contrôle. Il convient de distinguer trois cas. Dans un premier cas, si la température finale du dépôt est supérieure à la température de fusion de la glace, le flux de chaleur associé à l'évaporation de l'eau liquide s'exprime en fonction de la chaleur latente d'évaporation de l'eau liquide et du flux de masse d'eau qui s'évapore. On rappelle que ce flux de masse d'eau s'évaporant est directement relié à la pression de vapeur saturante au dessus de l'eau liquide. La relation s'écrit :

$$T_p > T_f \Rightarrow \dot{Q}_{evap} = -\dot{m}_{evap} l_e \quad (\text{A.2.31})$$

Dans le deuxième cas, si la température finale du dépôt est inférieure à la température de fusion de la glace, le flux de chaleur associé à l'évaporation de l'eau liquide est nul car l'eau liquide sur la paroi ne peut pas se former à ces températures. Il en résulte :

$$T_p < T_f \Rightarrow \dot{Q}_{evap} = 0 \quad (\text{A.2.32})$$

Enfin, dans le troisième et dernier cas, lorsque la température du dépôt est égale à la température de fusion, le flux de chaleur associé à l'évaporation de l'eau liquide est directement relié à la fraction d'eau qui ruisselle :

$$T_p = T_f \Rightarrow \dot{Q}_{evap} = -\dot{m}_{evap} l_e f_{ruis} \quad (\text{A.2.33})$$

Flux de chaleur issu de la sublimation de la glace

Selon des conditions thermodynamiques bien déterminées, la glace peut se sublimer et donc échanger de l'énergie avec le volume de contrôle. Il convient de distinguer trois cas. Dans un premier cas, si la température finale du dépôt est supérieure à la température de fusion de la glace, le flux de chaleur associé à la sublimation de la glace est nul car la glace sur la paroi ne peut pas se former à ces températures. La relation s'écrit :

$$T_p > T_f \Rightarrow \dot{Q}_{sub} = 0 \quad (\text{A.2.34})$$

Dans le deuxième cas, si la température finale du dépôt est inférieure à la température de fusion de la glace, le flux de chaleur associé à la sublimation de la glace s'exprime en fonction de la chaleur latente de sublimation de la glace et du flux de masse d'eau qui se sublime. On rappelle que ce flux de masse de glace qui se sublime est directement relié à la pression de vapeur saturante au dessus de la glace. Il en résulte :

$$T_p < T_f \Rightarrow \dot{Q}_{sub} = -\dot{m}_{sub} l_s \quad (\text{A.2.35})$$

Enfin, dans le troisième et dernier cas, lorsque la température du dépôt est égale à la température de fusion, le flux de chaleur associé à l'évaporation de l'eau liquide est directement relié à la fraction d'eau qui givre :

$$T_p = T_f \Rightarrow \dot{Q}_{sub} = -\dot{m}_{sub} l_s f_{giv} \quad (\text{A.2.36})$$

Flux de chaleur lié au phénomène radiatif

Tout matériau à une température supérieure à 0 K émet un rayonnement. La glace et l'eau liquide réagit d'un point de vue rayonnement comme un corps noir et donc son émissivité est supposé égale à 1. La chaleur perdue par rayonnement s'écrit dans ce cas :

$$\dot{Q}_{ray} = \left(\dot{m}_{giv} + \dot{m}_{ruiss_sortant} \right) \varepsilon \sigma (T_a^4 - T_p^4) \approx \left(\dot{m}_{giv} + \dot{m}_{ruiss_sortant} \right) \sigma (T_a^4 - T_p^4) \quad (\text{A.2.37})$$

où ε = émissivité du rayonnement, glace ≈ 1

σ = constante de Stephan Boltzmann $\approx 5,67.10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K}^4)$

A.III Conclusions

L'accrétion du givre est un phénomène complexe car elle fait intervenir plusieurs domaines scientifiques à savoir l'aérodynamique, la trajectoire des gouttes, la thermodynamique et la microphysique de l'accrétion. En temps normal, dans le monde industriel, ce travail est partagé entre les différents spécialistes (aérodynamicien, thermicien, spécialiste en microphysique...), mais nous allons rassembler la somme des connaissances acquises jusqu'à maintenant et estimerons ce qu'il y a de meilleur pour la simulation numérique. La simulation du givrage « traditionnel » c'est-à-dire l'accrétion sèche du givre ou l'accrétion purement humide est accomplie suivant le schéma numérique suivant :

- ✓ Aérodynamique autour de l'obstacle en utilisant la méthode des potentiels ou N-S,
- ✓ Résolution des trajectoires particulières par approche Eulérienne ou corrélations,
- ✓ Résolution des équations bilans thermodynamiques (Messinger [MESSINGER 1953]),
- ✓ Formes avec des hypothèses concernant la masse volumique et la direction de croissance du givre.

Ces trois aspects conduisent directement au dépôt de givre sec ou purement humide. Ils sont en réalité des dépôts bidimensionnels et ne requièrent que l'approche Eulérienne. Le givre en queue de homard repose à la fois sur les trois aspects précités en y rajoutant plusieurs hypothèses essentielles à sa formation :

- ✓ Utilisation de l'approche Lagrangienne pour créer le phénomène d'ombrage,
- ✓ Introduction de l'angle en flèche de l'obstacle,
- ✓ Hypothèses microphysiques (densité, modèle de ruissellement...).

Ces ajouts d'hypothèses permettent de construire notre modèle microphysique pour simuler l'accrétion du givre en queue de homard. Par conséquent, nous allons introduire le chapitre sur les trois aspects écrits précédemment c'est-à-dire l'écoulement aérodynamique, la trajectoire des gouttes par approche continue et la thermodynamique comme les outils numériques, fondateur de notre modèle de givrage en queue de homard.

B Choix des outils numériques

B.I Préambule

Le chapitre précédent traitait de l'état de l'art des connaissances sur le phénomène de givrage en aéronautique et plus spécifiquement sur le givre en queue de homard. Cette étude bibliographique a permis d'une part de connaître les meilleurs outils de simulation et d'autre part d'envisager de nouvelles pistes pour le modèle microphysique. Le présent chapitre a pour but de présenter les outils numériques que nécessite la simulation du givre en queue de homard.

B.I.1 Choix de modélisation

La simulation du givre 2D ou 3D requiert plusieurs étapes de calculs constituant ainsi un chaînage. La méthode classique consiste à calculer l'aérodynamique autour d'un obstacle dans le but de fournir les champs de vitesse autour du profil. Ces informations seront utilisées afin de calculer la trajectoire des gouttes d'eau. La résolution de l'écoulement autour du cylindre et du calcul de la trajectoire des gouttes fournit les résultats qui vont permettre la résolution de la thermodynamique. Dans l'idéal, ces étapes de calcul doivent être répétées pour chaque goutte impactant l'obstacle. Cependant, pour des raisons de coût (calcul et moyens matériels), le choix présent consiste à découper la simulation en plusieurs étapes bien distinctes : aérodynamique autour de l'obstacle nu, trajectoire des gouttes, bilan thermodynamique. Chaque étape ne sera calculée qu'une seule fois pour permettre à la fois un gain en temps de calcul et une focalisation sur le modèle microphysique. Le modèle microphysique repose sur les lignes de frottement, pour cette raison, le choix consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes. Quant à la résolution de la trajectoire des particules, l'utilisation de l'approche Lagrangienne permet directement d'avoir le flux de masse d'eau à la paroi. Le bilan thermodynamique est effectué par approche continue. Ces outils numériques proviennent du code de calcul CEDRE. Ce dernier est utilisé pour la résolution de l'aérodynamique et pour le calcul de la trajectoire des gouttes. Chaque étape de la chaîne de calcul, c'est à dire l'aérodynamique, la résolution des trajectoires des gouttes ainsi que le bilan thermodynamique, sera décrite dans ce chapitre. Les résultats seront analysés de façon à avoir une meilleure compréhension du phénomène d'accrétion du givre.

B.I.2 Code CEDRE

Dans ce paragraphe, nous allons présenter le code interne à l'ONERA nommé CEDRE. CEDRE est l'acronyme de « Calcul d'Ecoulement Diphasique Réactif pour l'Energétique ». C'est un code de calcul multiphysique qui permet de résoudre plusieurs types d'écoulements en fonction du solveur utilisé. Un couplage est possible entre les différents solveurs. Dans le cadre de notre étude, seuls deux solveurs sont requis : le solveur CHARME et le solveur SPIREE. CHARME est un solveur qui résout les écoulements en phase gazeuse tandis que le solveur SPIREE résout les trajectoires des particules en phase dispersée avec une approche Eulérienne. CEDRE est un code qui utilise des maillages non structurés et par conséquent, il permet d'accomplir des calculs sur des géométries complexes.

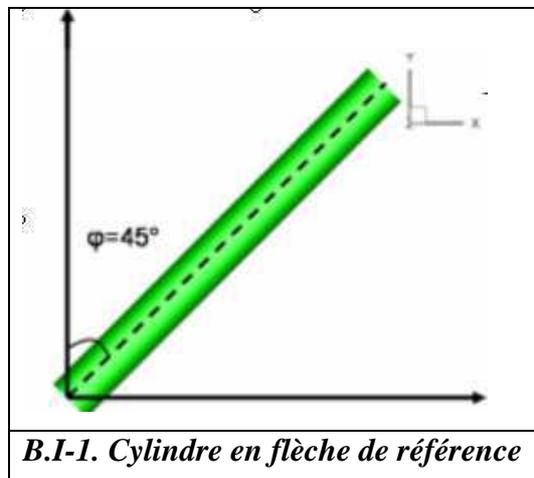
B.I.3 Cas expérimental de référence

Les études expérimentales conduites par Leroy et par Presteau al. [LEROY 2004], [PRESTEAU 2007] ont permis de trouver les paramètres permettant d'obtenir le dépôt de givre en queue de homard. Ce cas servira de cas de référence pour la suite.

T	268,15 °K (-5° C)
P	101325 Pa
V	60 m/s (M=0.18)
LWC	1,1g/m ³
DVM	20 μm
Angle flèche	45°

Tableau B.I-1. Récapitulatif des paramètres conduisant au givre en queue de homard

Le tableau (cf. *Tableau B.I-1*) fait le récapitulatif des variables telles que la température, la pression, la vitesse du vent, la teneur en eau liquide, le diamètre volumique médian des gouttes et la valeur de l'angle de la flèche du cylindre. La figure *B.I-1* ci-contre représente le cylindre de référence et le système de coordonnées avec une flèche de 45°.



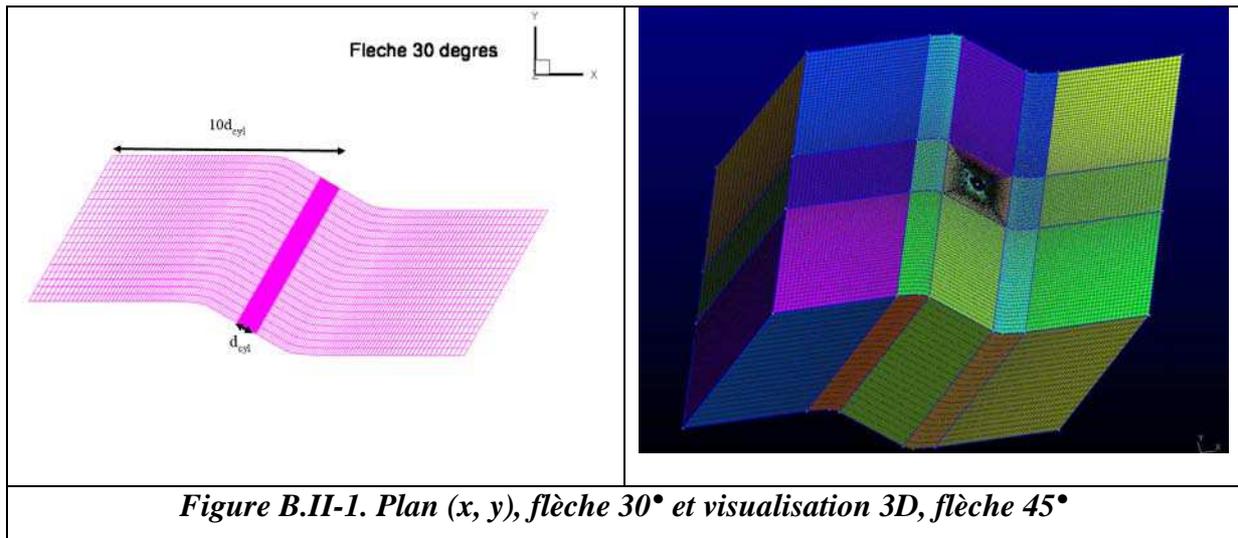
B.I-1. Cylindre en flèche de référence

B.II Résolution de l'écoulement autour du cylindre

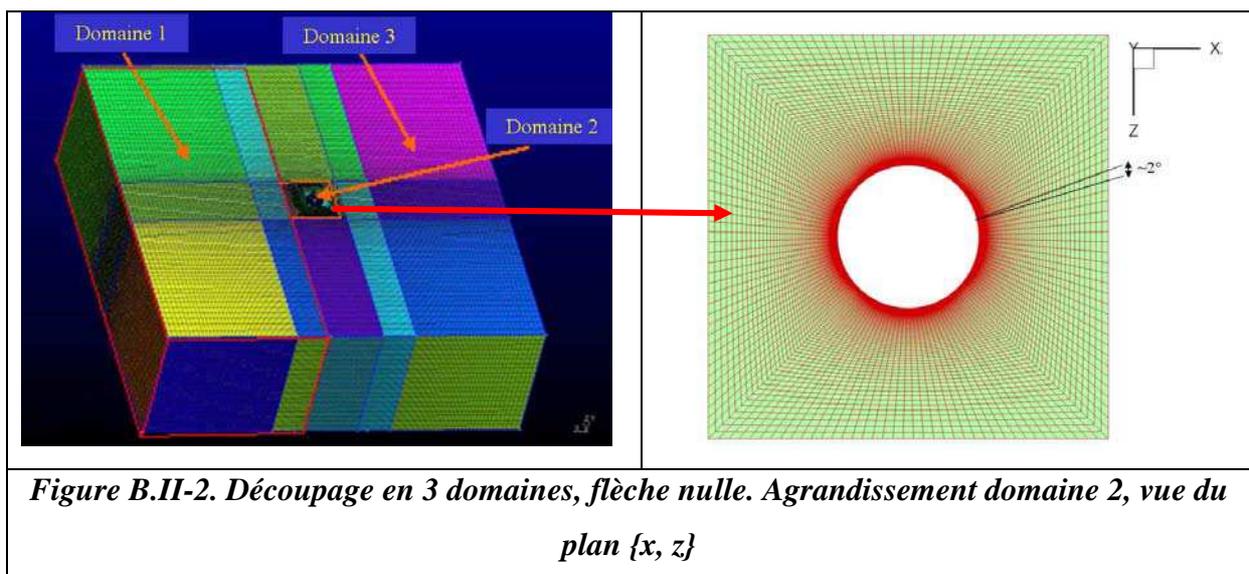
Le chapitre précédent traitait de l'état de l'art des connaissances sur le phénomène de givrage en aéronautique et plus spécifiquement sur le givre en queue de homard. Cette étude bibliographique a permis d'une part de connaître les meilleurs outils de simulation et d'autre part d'envisager de nouvelles pistes pour le modèle microphysique. Le présent chapitre a pour but de présenter les outils numériques que nécessite la simulation du givre en queue de homard.

B.II.1 Discrétisation du domaine de calcul

Parmi les choix des profils, le cylindre sera utilisé pour modéliser les différents types de dépôt. Ce choix n'est pas un choix arbitraire mais repose sur les campagnes d'essais réalisés dans le PAG (Petit Anneau Givrant) au CePr basé à Saclay. Les paramètres d'expérience ayant abouti à la formation du givre en queue de homard seront les paramètres de la modélisation. Le maillage est réalisé en coordonnées cartésiennes (x, y, z) dont l'axe x correspond à l'axe de l'écoulement. L'axe y correspond à la verticale du cylindre. Le maillage est un maillage non structuré réalisé à base de quadrangles en surfacique et en hexaèdre (6 faces tel un pavé) volumique. Il est effectué pour les flèches respectivement de 0, 30, 45 et 60° correspondant aux flèches des essais en soufflerie. Une aile correspond à un cylindre par la transformation conforme de Joukowski. C'est la raison du choix du cylindre. En outre, le cylindre est un profil simple qui permet de mailler relativement aisément. Le cylindre mesure 3 cm de diamètre et possède une longueur variable selon l'angle de la flèche. Dans cette simulation, nous avons choisi de réaliser notre domaine différemment du domaine de l'étude expérimentale. Le domaine de calcul, du moins pour la partie aérodynamique de la surface limite en amont par rapport au profil doit mesurer au moins 10 fois le profil soit 30 cm. Nous voulons simuler un écoulement amont infini, et comme la résolution des équations de Navier-Stokes dépend des conditions aux limites, il est nécessaire de fixer la limite entrée loin de l'obstacle. L'étendue du domaine amont et aval correspond à 60 cm. La hauteur correspond à la verticale du cylindre c'est-à-dire à la longueur du cylindre divisée par la tangente de l'angle de la flèche. Le maillage doit être non structuré afin de répondre aux contraintes du code CEDRE qui n'accepte que des maillages non structurés.



Le maillage volumique exécuté pour chaque flèche du cylindre, est maillé à l'aide du logiciel GMSH (cf. *Figure B.II-1*). Il est composé d'environ 500 000 nœuds. Une épaisseur faible a été imposée dans la zone où se situe le cylindre. Ce raffinement est nécessaire à cause des gradients élevés. Le maillage suit bien le contour du cylindre de façon à ce que chaque maille soit perpendiculaire à la paroi du cylindre. Des calculs menés au cours de notre étude convergent mal lorsque les mailles sont trop aplaties à la paroi. Cet « écrasement » est dû à deux causes principales : le raffinement des mailles et l'angle de la flèche du cylindre. Le grand domaine de calcul est divisé en 3 sous domaines afin de minimiser le temps de calcul (calcul multi processeur).



Un raffinement en « O » est réalisé autour du cylindre de sorte que les mailles soient perpendiculaires à la paroi. Les cellules des mailles sont des quadrangles. La première maille à la paroi est de l'ordre de quelques microns ($\sim 5 \mu\text{m}$). L'angle séparant chaque cellule à la paroi est de l'ordre de 2° ($\sim 2,25^\circ$) (à gauche cf. *Figure B.II-2*).

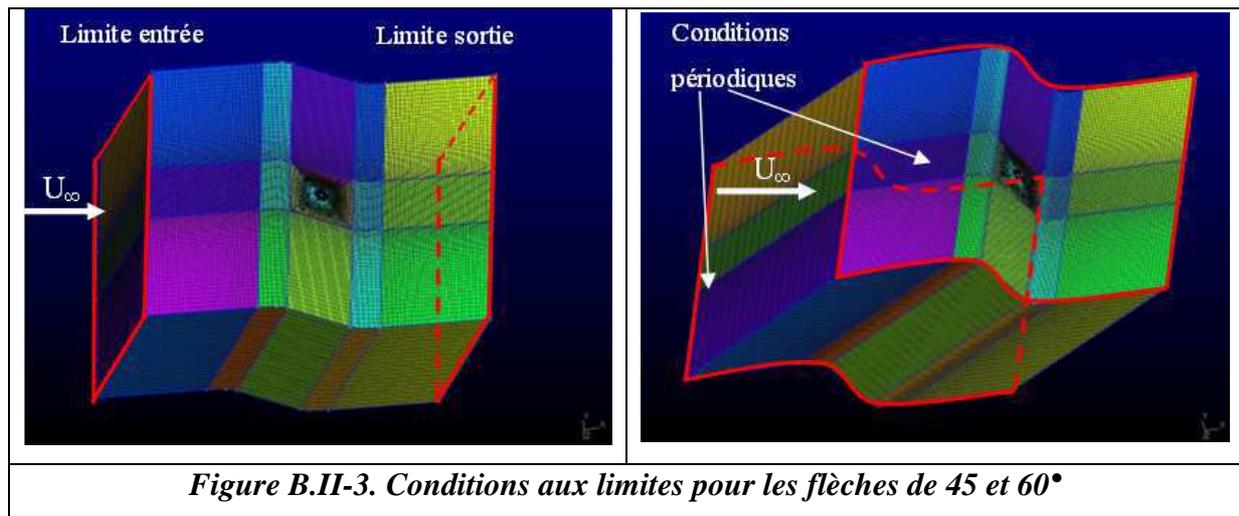
B.II.2 Présentation du solveur CHARME de CEDRE

Le solveur CHARME est un solveur qui permet de résoudre les écoulements de gaz. Il résout les équations de Navier-Stokes en compressible. Ces équations sont composées :

- ✓ Une équation de la conservation de la masse
- ✓ Une équation de la conservation de la quantité de mouvement
- ✓ Une équation de la conservation d'énergie

A la différence des thèses précédentes sur le thème du givrage à l'ONERA, l'utilisation des équations de « Navier-Stokes 3D » est utilisée pour la première fois dans le cadre d'une thèse. En effet, Leroy, et Hedde [LEROY 2004], [HEDDE 1992 (1)] ont utilisé la méthode des écoulements potentiels avec toutes leurs contraintes impliquant des hypothèses *ab initio*. Cette méthode permet de calculer des écoulements non visqueux et incompressibles avec possibilité de correction de compressibilité. En revanche, elle ne permet pas de donner les lignes de frottements, fondement de notre modèle microphysique pour connaître la direction de ruissellement. Par conséquent, la résolution des équations de Navier-Stokes lève cette limitation car elle permet un calcul compressible et visqueux. Les équations de conservation sont discrétisées par approche de volumes finis. Les solutions recherchées sont moyennées. Pour cela, le modèle de turbulence utilisé dans le cadre du calcul de l'aérodynamique est le modèle $k-\epsilon$.

B.II.3 Condition aux limites



La figure (cf. Figure B.II-3) ci-dessus représente les conditions aux limites pour deux exemples de flèches : 45° et de 60°. L'image de gauche illustre les conditions d'entrée tandis que l'image de droite montre les plans périodiques. Dans les conditions de mesure, nous aurions dû simuler les parois de la veine de mesure. Cependant, pour des raisons numériques, il est préférable de commencer à simuler un cylindre dont la flèche est infinie. Cette façon de procéder permet d'éviter les effets de bord où sévissent des zones de recirculation (fort gradient de température, pression...) qui imposeraient un maillage raffiné. De plus, tel que le maillage est construit, il ne reflète pas la veine d'essai. La raison est que nous voulons reconstituer la forme du givre en queue de homard. Lors des essais, le centre de la veine d'essai est l'endroit où la teneur en eau liquide est la plus fiable ($1,1 \text{ g/m}^3$), la condition périodique de notre simulation reflète la zone du centre de la veine d'essai, zone pour laquelle nous sommes certains d'une accréation du givre en queue de homard.

B.II.4 Conditions initiales

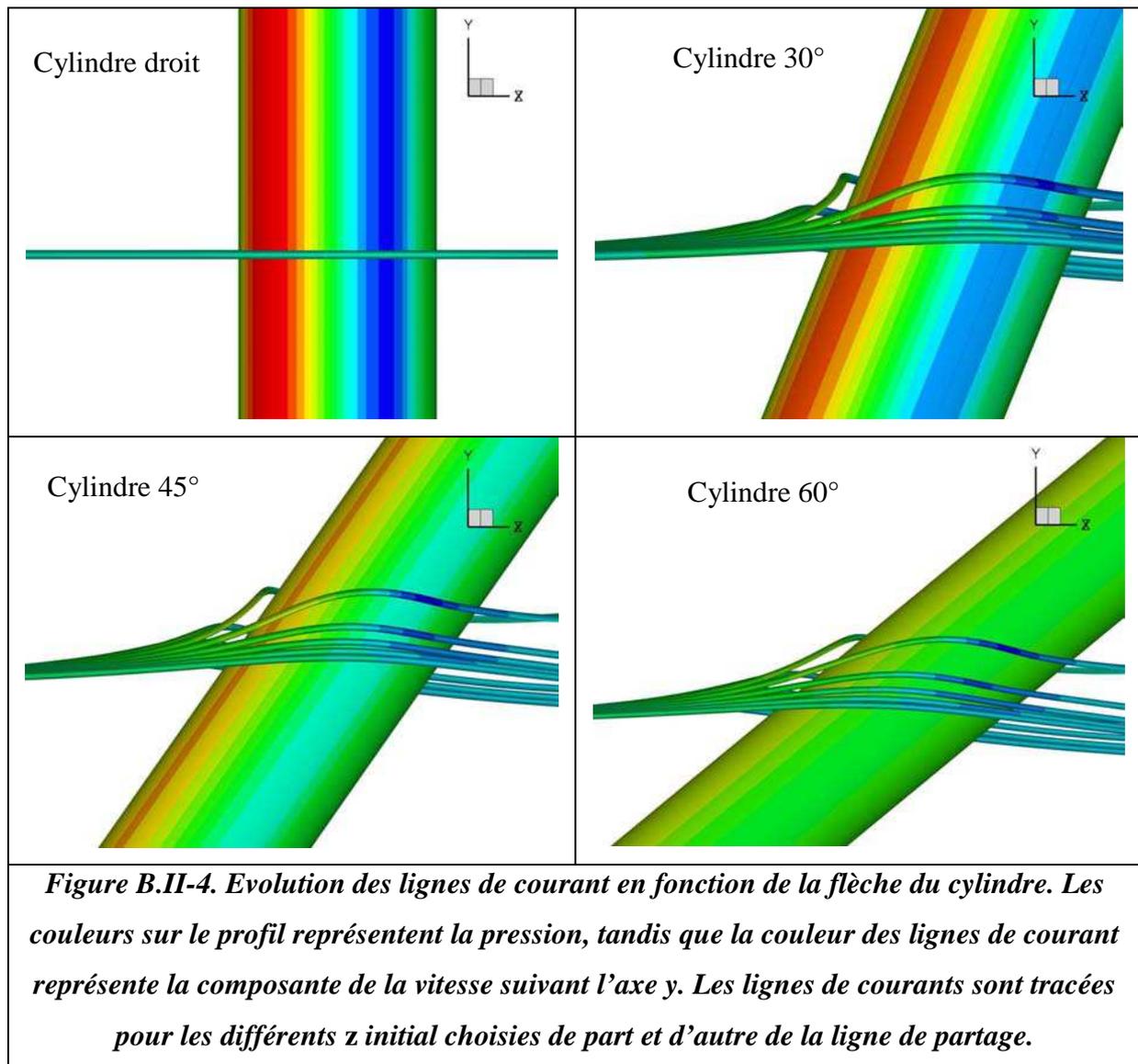
Les conditions initiales pour les quatre maillages correspondant aux quatre valeurs de la flèche.

Variables\flèche	0	30	45	60
T ₁ (K)	253,15 (-20 °C)	253,15	253,15	253,15
T ₂ (K)	268,15 (-5 °C)	268,15	268,15	268,15
P (Pa)	101325	101325	101325	101325
U _∞ (m/s)	60	60	60	60
k	10	10	10	10
ε	100000	100000	100000	100000
Tableau B.II-1. Conditions initiales pour les différentes flèches				

Le tableau (cf. *Tableau B.II-1*) notifie toutes les conditions initiales utilisées dans le cadre de nos simulations. Deux cas de température ont été simulés : une température basse « T1 » (-20 °C) et une température plus proche de la température de fusion de l'eau « T2 » (-5 °C). Les autres variables représentant la vitesse à l'amont infini du cylindre « U_∞ », *k* l'énergie cinétique turbulente et *ε* correspondant à la dissipation ne changent pas selon les simulations. Le choix des deux températures permet de parcourir tous les types de dépôt : le givre sec, le givre humide et le givre en queue de homard.

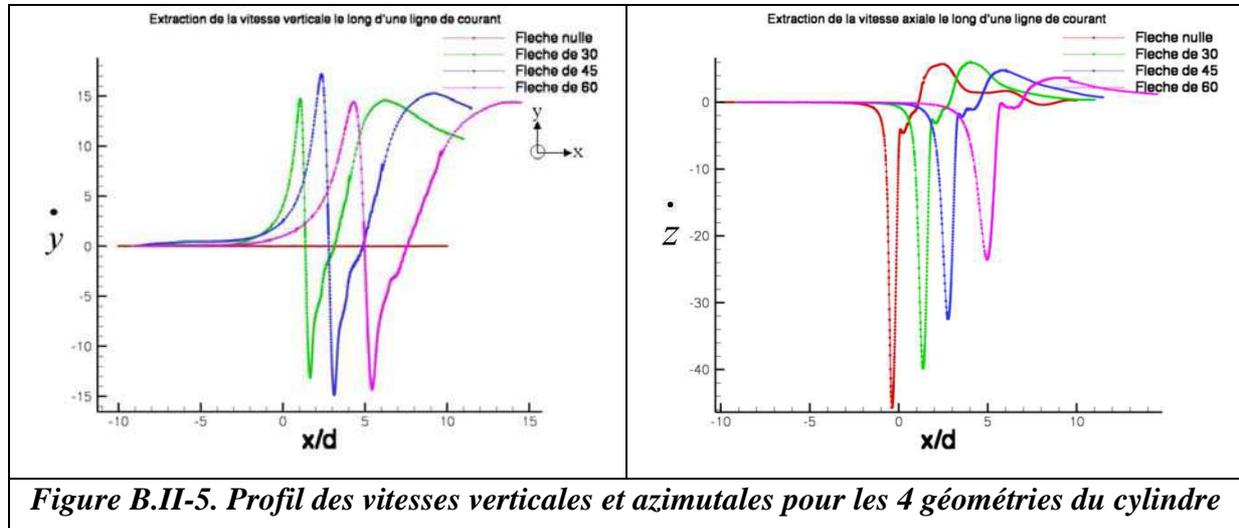
B.II.5 Présentations des résultats

Dans cette partie, nous allons extraire les variables qui serviront à la résolution des équations des particules et à la résolution de l'équilibre thermodynamique. Pour chaque champ, il est intéressant d'analyser l'impact de la géométrie du cylindre. L'objectif est de favoriser la compréhension du mécanisme d'accrétion des gouttes au moyen des lignes de courant, des lignes de frottement ainsi que des coefficients d'échange en fonction de la flèche du cylindre. Dans un premier temps, nous allons visualiser les lignes de courant en fonction de la géométrie du cylindre. Ensuite, il est intéressant de comparer les différents profils de pression, température et de frottement afin de voir le comportement du fluide en fonction de la flèche du cylindre.



La figure (cf. *Figure B.II-4*) illustre le comportement du fluide en fonction de la géométrie du cylindre. Nous n'observons aucune déviation dans l'axe y du fluide pour le cylindre droit tandis que pour les cylindres en flèche respectivement de 30°, 45° et 60°, les lignes de courant dévient de plus en plus et cela d'autant plus qu'elles se situent proche du cylindre. Pour les cylindres en flèche, l'air suit l'axe y tout en se décalant de part et d'autre de la ligne de partage puis redescend (au niveau du décollement se situant avant la coordonnée z maximale du cylindre). Cette déformation des lignes de courant est d'autant plus faible que le z initial est choisi loin du z ($z=0$) de la ligne de partage. Pour construire la figure (cf. *Figure B.II-5*), nous avons extrait de la figure (cf. *Figure B.II-4*) les variables « vitesses » le long d'une ligne de courant (ligne rouge) afin de visualiser la déviation de la vitesse du fluide en fonction de la flèche. Cette analyse nous permettra de comprendre l'influence de la composante de la vitesse

axiale (\dot{y} composante de la vitesse dans l'axe y) et azimutale \dot{z} (composante de la vitesse selon l'axe z) en fonction de la géométrie du cylindre.



Les illustrations ci-dessus (cf. *Figure B.II-5*) montrent les vitesses axiales et azimutales extraites à partir d'une ligne de courant (même z initial). Le décalage des différentes courbes provient de la géométrie du cylindre. Pour une flèche nulle, nous constatons que la vitesse verticale est nulle, le fluide est seulement dévié de façon azimutale c'est-à-dire de part et d'autre de la ligne de partage. La vitesse verticale maximale est obtenue pour la flèche 45° tandis que dans le cas de la flèche de 30° et 60° , cette vitesse bien qu'existante, est inférieure à celle de la flèche de 45° . L'augmentation de la flèche ne traduit donc pas une augmentation constante de la vitesse verticale. Pour chaque cylindre en flèche, la vitesse verticale, nulle dans la zone amont du cylindre, croît de façon significative vers la valeur de 5 fois le diamètre du cylindre puis décroît vers la zone où le fluide décolle pour remonter de nouveau derrière le cylindre. Les pentes « raides » pour chaque flèche comprises entre les maxima et minima présentent une forte décélération suivie d'une grande accélération du fluide. Quant à la vitesse azimutale, étant donné que nous avons extrait le champ de la vitesse dans la zone négative de l'axe z du cylindre, elle est négative. Le minimum de cette vitesse diminue au fur et à mesure que la flèche augmente comme si le fluide « voyait » de moins en moins l'obstacle.

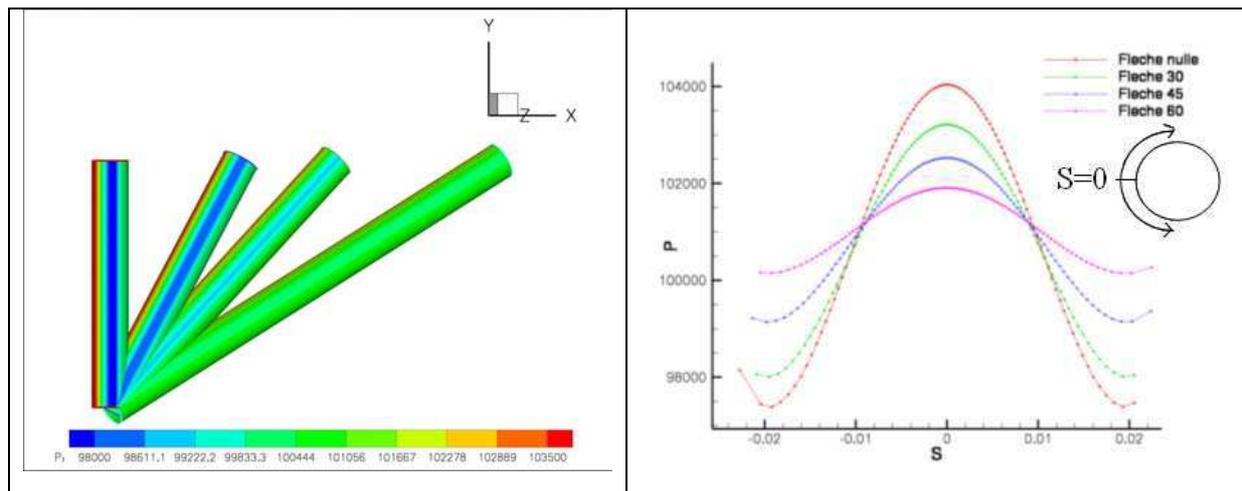


Figure B.II-6. Profil de la pression pour les 4 flèches respectivement (0, 30, 45, 60°) en vue 3D. Figure de droite → profil de pression en fonction de l'abscisse curviligne S.

La figure de gauche (cf. *Figure B.II-6*) représente les quatre géométries du cylindre. Nous constatons que la pression au niveau de la ligne de partage diminue lorsque la flèche augmente. L'illustration de droite montre que pour toutes les géométries, c'est-à-dire pour les angles 0, 30, 45 et 60°, la pression est maximale pour l'abscisse curviligne nulle (en m). La compression est plus importante à l'approche de la ligne de partage tandis que cette dernière est minimale pour une abscisse curviligne de 0,02 m en valeur absolue (valeur correspondant au passage de la phase amont à la phase aval du cylindre). Au-delà de cette valeur absolue, la pression augmente de nouveau. Les forces de pression seront alors dans une direction opposée à la vitesse. Le minimum de chaque courbe pour chaque géométrie du cylindre correspond au gradient de pression inverse de celui la vitesse et donc au point de décollement du fluide avec l'augmentation de la flèche. La variation de pression entre la ligne de partage ($S=0$) et le bord du cylindre ($S>abs(0,2)$) est d'autant plus faible que la flèche augmente.

La figure (cf. *Figure B.II-7*) ci-dessous illustre la comparaison du coefficient de pression par la formule semi empirique de Hiemenz (1911) d'après Bailer et al. [BAILER 1997]. Sur cette courbe, les minima correspondent au point de décollement du fluide. La formule semi empirique de Hiemenz prévoit le point de décollement vers 70° pour un nombre de Reynolds inférieur ou égal à 10^5 . Le nombre de Reynolds dans notre cas vaut environ 10^5 et le décollement est prévu pour un angle de 73°, l'erreur relative comparée avec la relation de Hiemenz est de 4%.

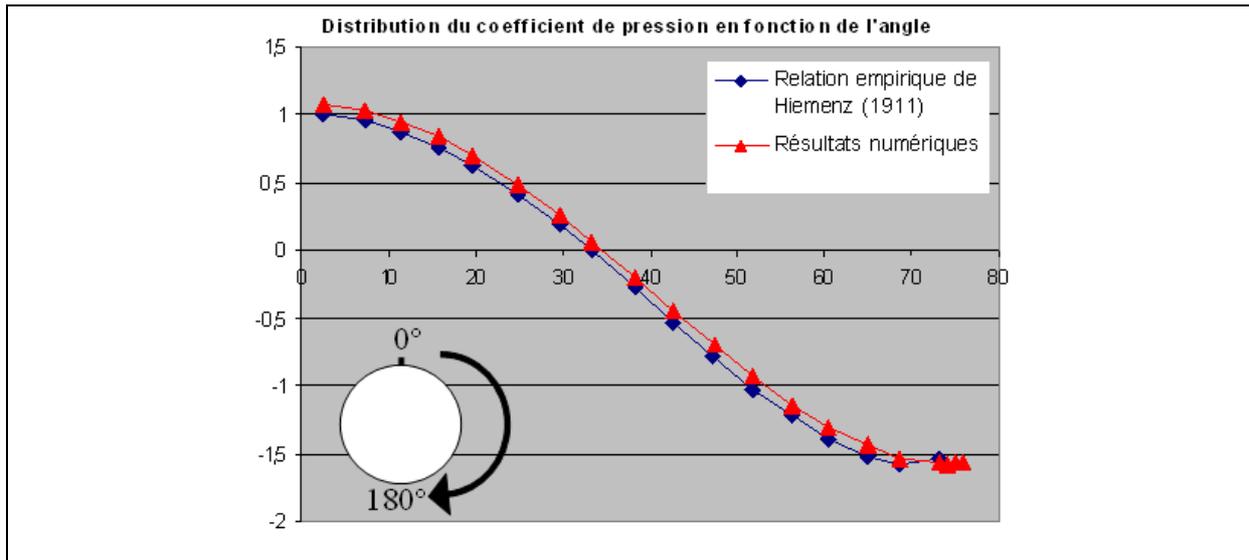


Figure B.II-7. Comparaison du coefficient de pression pour les différentes méthodes en fonction de l'angle pour un cylindre droit

De plus, pour un régime sub-critique du cylindre c'est-à-dire inférieur à $4 \cdot 10^5$, le décollement se situe autour de 78° pour un Reynolds de 1.10^5 d'après Shlichting [SCHLICHTING 1999]. Pour un nombre de Reynolds compris entre 300 et $1,3 \cdot 10^5$, le décollement du cylindre se produit pour un angle égal à 80° . Nous avons donc obtenu un très bon accord avec les valeurs trouvées dans la littérature, validant ainsi nos résultats numériques. Cet écart est peut être dû au fait que dans l'écoulement potentiel, le fluide est supposé parfait, c'est-à-dire sans prise en compte des effets de la viscosité.

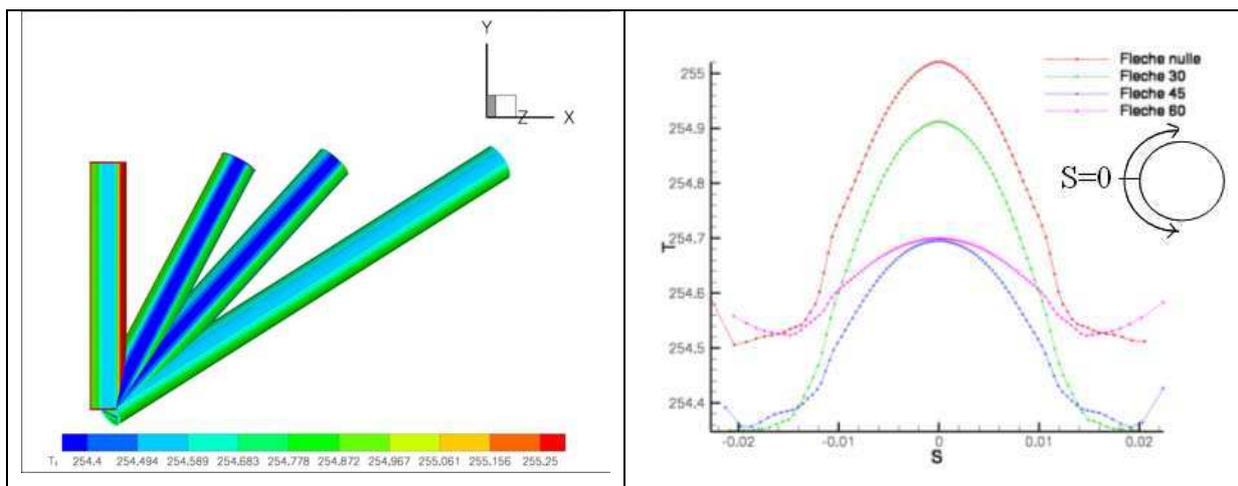


Figure B.II-8. Profil de température pour les 4 flèches: vue 3D. Figure de gauche : profil de température en fonction de l'abscisse curviligne S.

Sur l'image à gauche de la figure (cf. *Figure B.II-8*), la zone la plus chaude correspond à l'arrière du cylindre. D'après [BAILER 1997], « les tourbillons libérés dans le sillage du cylindre emportent la chaleur transportée dans la couche limite thermique en amont du point de séparation (point de décollement). Les échanges de chaleur se produisent au sein de la couche limite thermique et cette chaleur est convectée dans l'écoulement moyen par l'intermédiaire du sillage ». La zone amont quant à elle, est plus chaude au autour de la ligne de partage et décroît quand l'abscisse curviligne augmente. La température plus élevée vers la ligne de partage est due à une compression de l'air à la paroi. Sur les courbes de droite, les profils de température pour les quatre flèches sont représentés avec une abscisse curviligne du cylindre. La température est maximale au niveau de la ligne de partage, puis diminue de part et d'autre de cette ligne. La température est la plus chaude dans cette zone où le fluide subit une compression, cela est aussi lié à ce que la vitesse du fluide est minimale dans cette zone contrairement aux bords du cylindre où la température est minimale. En outre, la température au niveau de la ligne de partage diminue lorsque la flèche du cylindre augmente. La différence entre la température maximale et la température minimale pour la flèche de 60° est moins importante en comparaison avec les autres flèches. Cela peut s'expliquer par le fait que le fluide est de moins en moins perturbé par l'obstacle lorsque la flèche augmente.

T_{∞}	$T_{i_théorique}$	$T_{i_calculée}$	P_{∞}	$P_{i_théorique}$	$P_{i_calculée}$
253.15K	254.93K	255.02K	101325Pa	104035Pa	103837Pa
<i>Tableau B.II-2. Comparaison de la température d'arrêt et de la pression d'arrêt pour une flèche nulle</i>					

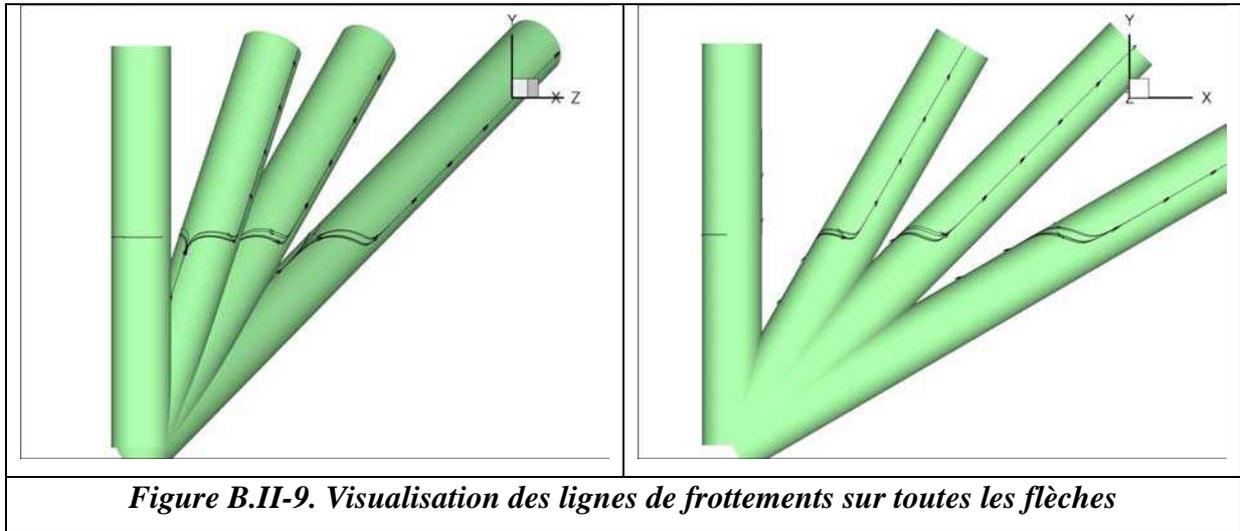
Le tableau (cf. *Tableau B.II-2*) permet de valider la simulation de l'écoulement aérodynamique autour du cylindre droit. Il compare la température d'arrêt prévue par la théorie avec le résultat numérique ainsi que la pression d'arrêt théoriquement calculée avec la pression d'arrêt obtenue dans la simulation. Les valeurs d'arrêt théoriques sont obtenues en faisant l'hypothèse d'une transformation isentropique d'un gaz parfait :

$$T_i = T \left(1 + \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right) M^2 \right) \quad (\text{B.2.1})$$

et la pression d'arrêt théorique est donnée par la relation suivante :

$$P_i = P \left(1 + \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right) M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (\text{B.2.2})$$

Les écarts de température et de pression sont extrêmement faibles, de l'ordre de 0,04% pour la température et de 0,2% pour la pression. A la lumière des résultats très satisfaisants, nous pouvons procéder à l'analyse des lignes de frottements qui constituent un point phare dans la microphysique de l'accrétion du givre en queue de homard.



Sur la figure (cf. *Figure B.II-9*) ci-dessus, la présentation 3D montre les lignes de frottement pour chaque géométrie du cylindre. La résolution des équations de Navier-Stokes en compressible permet de tenir compte de la viscosité à la paroi et donc des frottements qui lui sont associés. Les lignes de courant correspondent à la composante tangentielle de cisaillement à la paroi. Dans notre simulation, les lignes de frottement sont donc calculées à partir de la vitesse de l'air et non pas en fonction de la vitesse des gouttes. (cf. p. 34 et 35) Les illustrations indiquent une déviation de plus en plus importante avec l'augmentation de la flèche du cylindre.

Nous venons de valider la simulation numérique aérodynamique et avons montré pourquoi nous avons choisi la méthode de résolution de Navier-Stokes compressible. Ce choix est motivé par l'obtention des lignes de frottements que nous venons d'analyser. Ces lignes de frottements sont essentielles pour notre modèle d'accrétion du givrage en queue de homard. Dans la continuité du chaînage nécessaire au modèle microphysique d'accrétion numérique, il est essentiel de déterminer le flux de masse d'eau impacté à la paroi du cylindre afin de

résoudre l'équilibre thermodynamique de l'accrétion. Pour calculer la trajectoire des gouttes, nous allons utiliser en données d'entrée les résultats aérodynamiques.

B.III Résolution du transport des gouttes d'eau liquide

B.III.1 Discrétisation du domaine de calcul

Le maillage volumique réalisé pour la partie aérodynamique sert également de maillage pour le calcul de la trajectoire des gouttes.

B.III.2 Présentation du solveur SPIREE de CEDRE

Un nuage aérogivrant est constitué essentiellement de gouttes d'eau surfondues. Ces dernières sont dénombrables et sont mélangées à l'air saturé. On appelle phase dispersée ce mélange d'eau surfondue et d'air. Le comportement des gouttes au sein d'un gaz porteur est décrit par le solveur SPIREE au moyen de l'approche Eulérienne. Les équations décrivant le comportement des particules sont couplées à l'aérodynamique seulement par des termes sources. Ce couplage est utilisé dans le cas où les particules ne sont plus en équilibre thermique avec le gaz. De la même façon que pour la résolution des calculs du gaz, SPIREE considère la phase dispersée comme un milieu continu. Le code utilise plusieurs types de particules pouvant être injectées dans différentes zones. Chaque classe de particules est constituée de mêmes particules dans un même état thermodynamique (liquide, solide), de même diamètre et elles sont injectées initialement dans une zone déterminée. Les variables associées à chaque classe de particules sont : le diamètre, la fraction volumique (ci-dessous), la vitesse et la température. Les équations bilans à résoudre sont : la conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie ainsi que la conservation de la concentration des particules.

Equations bilans décrivant l'écoulement de la phase dispersée

Une particule est supposée n'être constituée que d'une espèce chimique. Dans le cas qui nous intéresse, la particule est de l'eau à l'état de surfusion constituant ainsi une seule classe. En effet, dans un nuage, les diamètres des gouttes ne sont pas tous identiques et le contenu en eau de ces gouttes diffère également. La répartition des gouttes en fonction de leurs diamètres et de leurs teneurs en eau liquide est définie par classes de gouttes. Le tableau (cf. *Tableau B.III-1*) ci-dessous illustre pour un DVM de 20 μm et pour un LWC de 1,1 g/m^3 , les différentes classes du spectre dimensionnel.

Dans le cas général, la particule quelconque k est caractérisée par sa masse volumique à l'état liquide ou solide noté ρ_0^k ainsi que par sa vitesse v^k , par son diamètre D^k et par sa température T^k et enfin la concentration (M^{-3}) de ce type de particule N^k . Connaissant le diamètre ainsi

	DMV	LWC
	20 μm	1,1g/m ³
Classe		
1	6,20	0,055
2	10,40	0,110
3	14,20	0,220
4	20,00	0,330
5	27,40	0,220
6	34,80	0,110
7	44,40	0,055
Tableau B.III-1. Répartition des gouttes dans les différentes classes		

que la concentration totale de particules de la classe k , on calcule aisément la fraction volumique par la relation :

$$\alpha_k = N^k \frac{\pi}{6} (D^k)^3 \quad (\text{B.2.3})$$

Cette fraction représente le volume d'eau par mètre cube d'air nuageux. Il est donc sans dimension. Cette fraction d'eau liquide

Cette fraction volumique permet de calculer la masse des particules de classe k par unité de volume d'air nuageux par la relation suivante :

$$\rho^k = \alpha^k \rho_0^k \quad (\text{B.2.4})$$

Dans le cas de l'eau liquide, ce paramètre est relié à la teneur en eau liquide LWC par la relation suivante :

$$\rho^k = LWC / 1.10^3 \quad (\text{B.2.5})$$

Dans certains problèmes physiques, il est possible d'observer le phénomène de transfert de masse c'est-à-dire les phénomènes d'évaporation ou de condensation. La modélisation de cet aspect est décrite par la relation suivante:

$$\frac{\dot{\omega}_p^k}{\omega_p^k} = -\frac{dm_p^k}{dt} \quad (\text{B.2.6})$$

Si le terme $\frac{\dot{\omega}_p^k}{\omega_p^k}$ est positif, il s'agit d'une évaporation et dans le cas contraire il s'agit d'une condensation. Dans le problème physique que nous traitons, nous considérons qu'il n'y a pas de problème de transfert de masse car l'air est saturé. Les équations établies précédemment permettent d'écrire les équations bilans. A l'instar des équations de Navier-Stokes, les équations bilans regroupent les équations de conservation respectivement de la masse de la quantité de mouvement et de l'énergie totale.

B.III.3 Conditions aux limites

Contrairement aux conditions aux limites concernant le maillage volumique établies pour la partie aérodynamique, le phénomène périodique n'est plus utilisé pour le calcul des trajectoires des gouttes. En effet, les limites périodiques choisies pour le calcul aérodynamique étaient dues aux parois fixes. Ce choix différent est motivé par le fait que nous injecterons les gouttes dans la zone centrale du cylindre pour la partie modélisation microphysique et que les parois sont assez éloignées pour ne pas influencer la simulation de l'accrétion du givre. Les limites d'entrée et de sortie demeurent identiques aux limites dans le cadre du calcul aérodynamique.

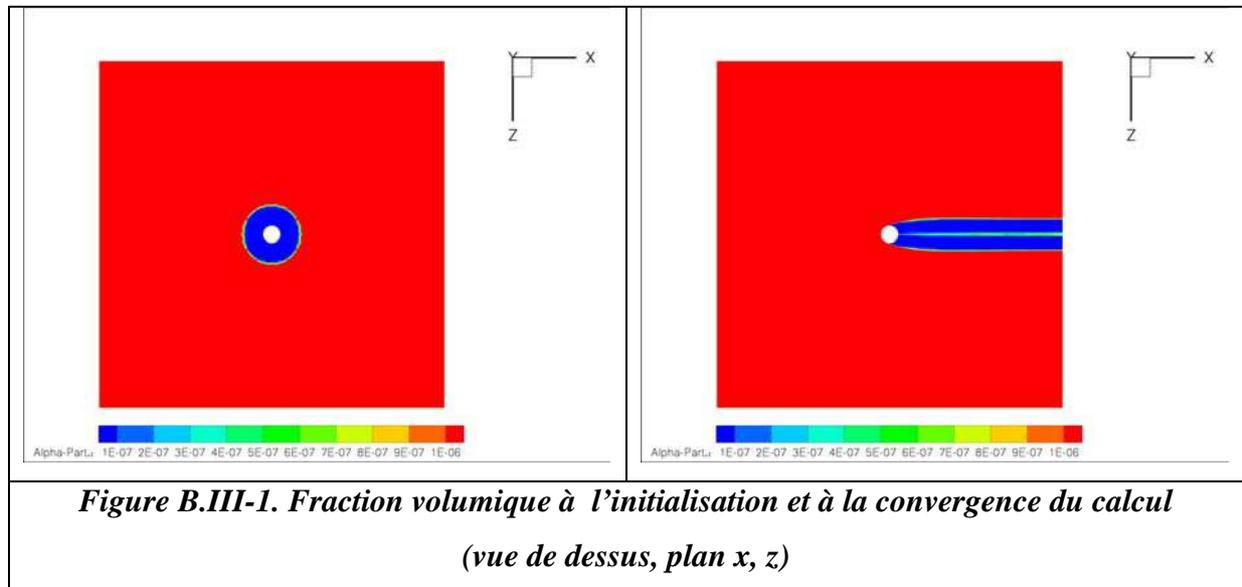
B.III.4 Condition initiales

La résolution de l'écoulement de la phase dispersée donne un résultat essentiel pour la suite. Ce dernier correspond au flux de masse ayant impacté la paroi du cylindre. Il est facile par la suite de calculer le coefficient de captation connaissant le flux de masse impactant. Aucun couplage n'est pris en compte entre le solveur aérodynamique et le solveur particulaire (SPIREE), car à l'instant initial, nous supposons que les particules sont en équilibre dynamique et thermique avec le gaz. Etant donné que les gouttes d'eau sont à la même température que l'air environnant saturé, il n'est pas utile de mettre en place ce couplage solveur aérodynamique/solveur particules.

Variables\Flèche	0	30	45	60
T_{part} (K)	268.15	268.15	268.15	268.15
V_{part} (m/s)	60	60	60	60
DVM (μm)	20	20	20	20
α_{part}	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$

Tableau B.III-2. . Tableau initialisation sous le solveur particulaire

Le tableau (cf. *Tableau B.III-2*) donne à l’instant initial les différentes variables en fonction de l’angle de la flèche du cylindre. Ces variables représentent la température des gouttes « T_{part} », la vitesse des gouttes « V_{part} » (une seule température), le diamètre volumique médian « DVM » et enfin la fraction volumique des gouttes.



La figure (cf. *Figure B.III-1*) ci-dessus illustre l’initialisation de la fraction volumique d’eau sur tout le domaine de calcul pour le cylindre droit. Lors de l’instant initial, la fraction volumique est répartie de façon homogène partout sur le domaine de calcul excepté sur le « cylindre de calcul », cylindre appelé ainsi par opposition au cylindre du profil (en bleu et en blanc respectivement sur la figure). Cette façon d’initialiser le calcul permet un gain de temps non négligeable. En effet, le balayage du flux de masse seulement par la limite d’entrée monopoliserait un temps considérable et n’apporterait pas une meilleure solution. Après la convergence (figure ci-dessus à droite), les gouttes ont bien impacté la paroi du cylindre droit et par conséquent la fraction volumique dans la traînée est plus faible qu’en amont. Etant donné que le givre ne se forme qu’à l’amont du cylindre, cette partie aval n’est pas utile pour

90

nos simulations. Cette façon d’initialiser est donc sans inconvénient. Ce même procédé d’initialisation s’effectue pour toutes les flèches du cylindre. Le cylindre de calcul suit également la flèche du cylindre étudié. Cette évolution de flèche pour le cylindre de calcul permet un écoulement homogène des gouttes le long de l’axe y.

B.III.5 Présentations des résultats

B.III.5.1 Influence de la flèche sur la trajectoire des gouttes

La trajectoire des gouttes d’eau varie en fonction de l’angle de la flèche et par conséquent, provoque une variation du coefficient de captation. A cause de la flèche du cylindre, la captation maximale au niveau de la ligne de partage diminue quand la flèche augmente.

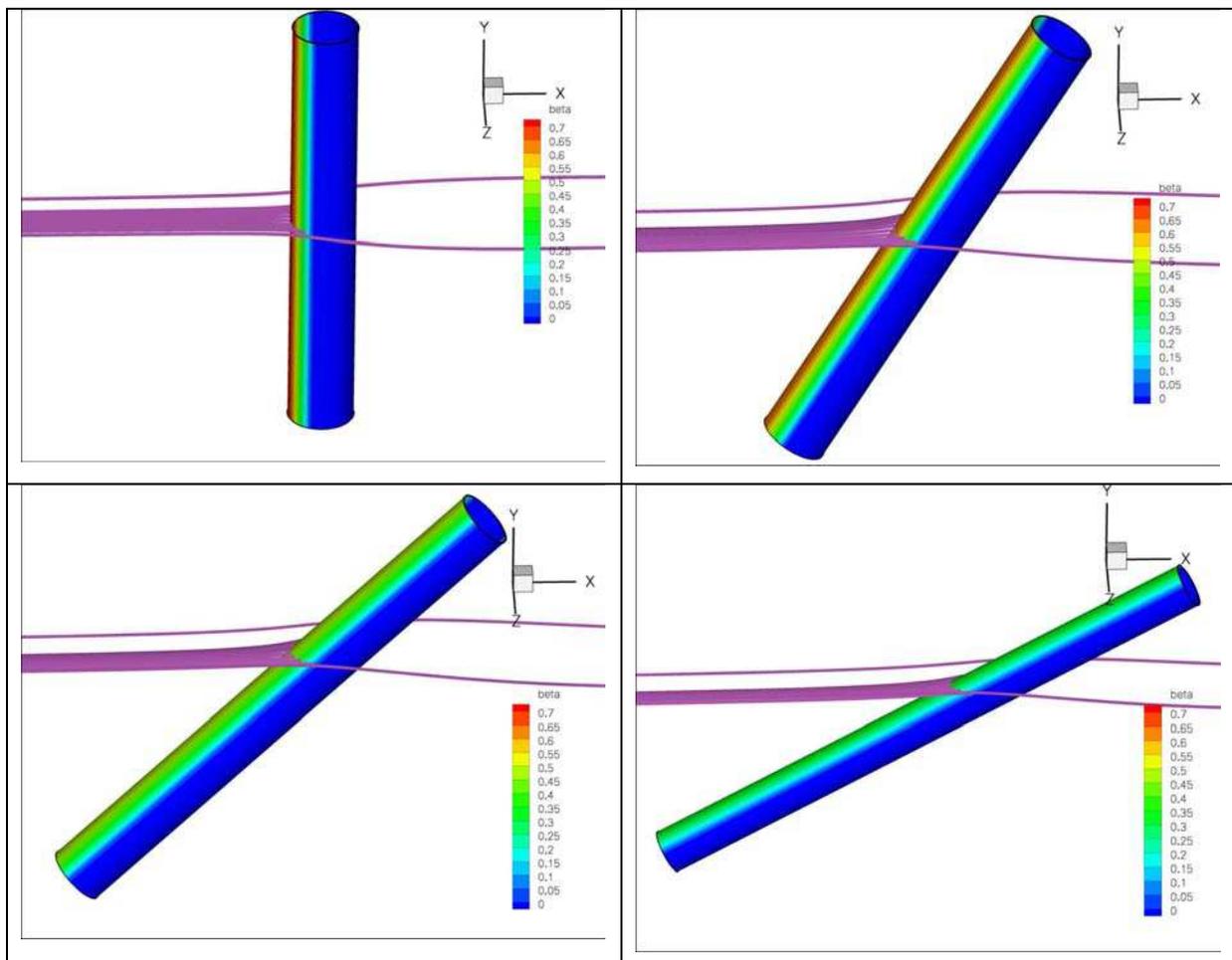


Figure B.III-2. Trajectoire des gouttes autour des cylindres en flèche [0, 30, 45, 60]

Les couleurs schématisent le coefficient de captation sur les cylindres

La figure (cf. Figure B.III-2) ci-dessus montre les différentes trajectoires de gouttes en fonction de l'angle de la flèche du cylindre. L'inertie des gouttes fait que celles-ci impactent le cylindre. Cet impact se traduit par l'arrêt de la trajectoire de la particule.

B.III.5.2 Flux de masse à la paroi

L'objectif du calcul de la trajectoire des gouttes par approche Eulérienne consiste à obtenir le flux de masse d'eau impactée localement dans chaque maille à la surface du cylindre. Ce flux de masse permettra de résoudre le bilan thermodynamique à la surface de la paroi.

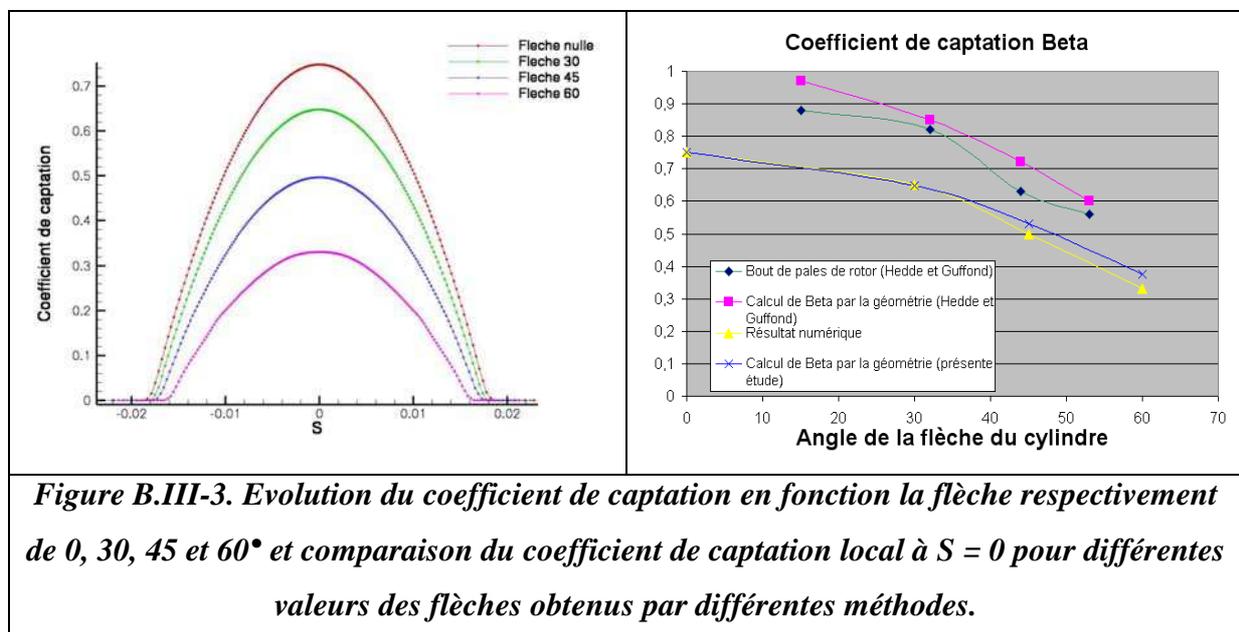


Figure B.III-3. Evolution du coefficient de captation en fonction la flèche respectivement de 0, 30, 45 et 60° et comparaison du coefficient de captation local à $S = 0$ pour différentes valeurs des flèches obtenus par différentes méthodes.

La figure (cf. Figure B.III-3) ci-dessus illustre pour les quatre profils du cylindre en flèche le coefficient de captation en fonction de l'abscisse curviligne S. La valeur du coefficient de captation est maximale pour une abscisse curviligne nulle (ligne d'arrêt) pour les quatre flèches. Hedde et Guffond [HEDDE 1992 (3)] ont montré que la captation diminuait avec l'augmentation de la flèche pour les pales des rotors. La captation dans cette étude présente également une diminution quand la flèche du cylindre augmente. Cette diminution est due à l'effet de la flèche. L'image de droite rend compte de la décroissance du coefficient maximal de captation en fonction de la flèche du cylindre. La courbe verte foncée correspond aux résultats obtenus par la simulation de Hedde et Guffond [HEDDE 1992 (3)] pour des saumons de rotors (extrémités de pales d'hélicoptère) ayant pour angles en flèche (respectivement de) 15, 32, 44 et 53°. Les valeurs du coefficient de captation représentées dans ce graphe

correspondent aux valeurs maximales de captation. Nous observons une décroissance de la captation quand la flèche augmente. Par ailleurs, la méthode de Dorsh et Brun (d'après [LEROY 2004] permet de calculer le coefficient de captation sur un cylindre en flèche à partir de l'obtention du coefficient de captation sur un cylindre droit. Le graphe violet retrace ce coefficient de captation calculé par Hedde et Guffond [HEDDE 1992 (3)] dans le cas des saumons de rotors. Cette même méthode a été utilisée dans le cas de nos cylindres en flèche à 0, 30, 45 et 60°, (courbe bleue). La courbe jaune représente les résultats de la présente étude. Dans le cas des saumons (courbes verte/violet), l'écart maximal est de 13%, et dans le cas de notre simulation (jaune/bleu), il est de 12%. Il faut noter cependant que les valeurs des coefficients de captation ne correspondent pas entre notre calcul et celui de Hedde pour plusieurs raisons : le profil utilisé, les conditions d'entrée (teneur en eau, diamètre médian des gouttes...) Nous mettons seulement en évidence la pente de la captation en fonction de la flèche du cylindre.

B.IV Résolution des bilans thermodynamiques pariétaux

B.IV.1 Discrétisation du domaine de calcul

Le maillage requis pour la partie thermodynamique concerne seulement le troisième domaine.
(cf *Figure B.II-2*)

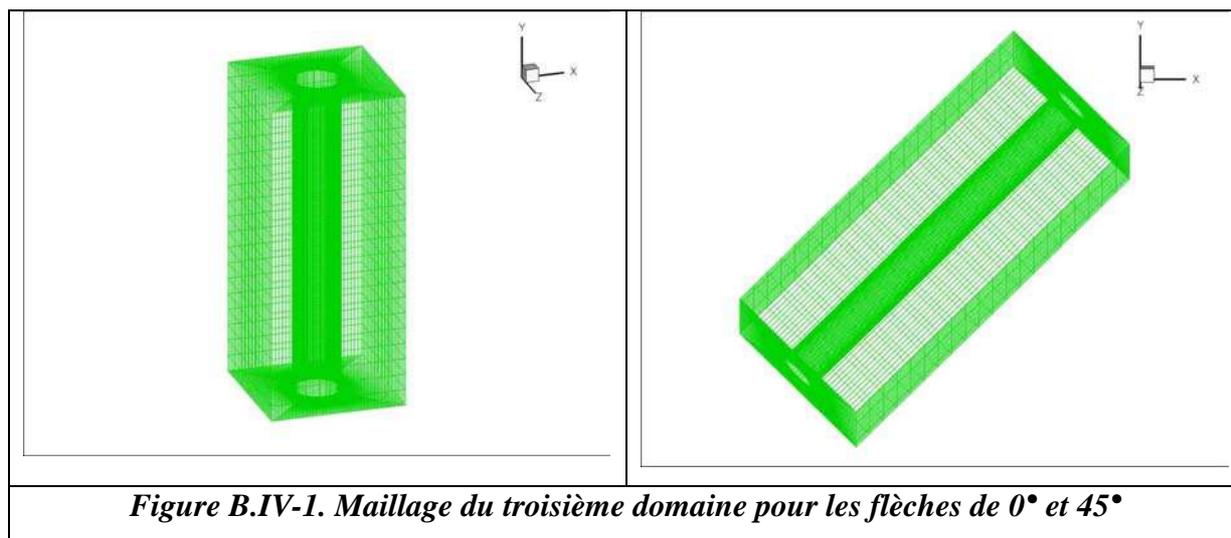


Figure B.IV-1. Maillage du troisième domaine pour les flèches de 0° et 45°

La figure (cf. *Figure B.IV-1*) représente les deux maillages volumiques pour les flèches de 0° et de 45°.

B.IV.2 Présentation du solveur ACCRET3D

Accret3D est un code développé par l'ONERA basé sur la résolution des bilans d'énergie et de masse. Nous allons décrire ici le modèle thermodynamique utilisé et la manière dont sont résolues les équations d'énergie et de masse. L'objectif consiste à calculer la température du dépôt et la fraction givrante car ce paramètre est essentiel pour le modèle microphysique de l'accrétion. On rappelle ici que le coefficient d'échange convectif et la température de récupération sont des résultats fournis par les outils de simulation aérothermique. Dans un premier temps, nous allons expliquer le principe de la résolution des équations bilans et dans un deuxième temps, nous allons illustrer le modèle utilisé dans ce code de calcul.

B.IV.3 Présentation des résultats

Lorsqu'un flux de masse d'eau impacte la surface du profil cylindrique, il va se réchauffer ou se refroidir. Ces deux éventualités dépendent fortement de la température de la paroi et à

fortiori de l'équilibre des sources et des puits de chaleur. L'eau va givrer directement si la température de la paroi T_p est inférieure à la température de fusion T_f . Elle peut ruisseler si la température de la paroi T_p est supérieure à la température de fusion de l'eau et enfin givrer et ruisseler en partie si la température de la paroi est égale à la température de fusion. A l'équilibre massique et thermodynamique, les flux de masse et les flux de chaleur s'équilibrent. Cet équilibre est exprimé par la système d'équation :

$$\begin{cases} \sum \dot{m} = 0 \\ \sum \dot{Q} = 0 \end{cases} \quad (\text{B.2.7})$$

Cette relation dépend de deux variables inconnues que sont la température et la fraction givrante.

B.IV.3.1 Modèle

En toute cohérence avec le paragraphe A.II.2, le système d'équation (B.2.7) s'écrit différemment en fonction de la température du dépôt.

Dans le cas où $T_p < T_f$, certaines contributions disparaissent dans les bilans de conservation des flux de masse et de chaleur. Le système d'équation (B.2.7) s'écrit alors :

$$\begin{cases} \dot{m}_{giv} = \dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} - \dot{m}_{sub}(T_p) \\ -h(T_p - T_r) + \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_g^2 + \dot{m}_{imp} \left[-c_{p_{eau}}(T_f - T_g) + l_f - c_{p_{glace}}(T_p - T_f) \right] + \dots \\ \dots + \dot{m}_{ruiss_entrant} \left[-c_{p_{eau}}(T_f - T_{ruiss}) + l_f - c_{p_{glace}}(T_p - T_f) \right] - \dot{m}_{giv} \sigma (T_a^4 - T_p^4) = 0 \end{cases} \quad (\text{B.2.8})$$

En négligeant le flux de masse perdu par sublimation et le flux de chaleur perdu par rayonnement, le système (B.2.8) peut être simplifié et s'écrit finalement :

$$\begin{cases} \dot{m}_{giv} = \dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} \\ -h(T_p - T_r) + \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_g^2 + \dot{m}_{imp} \left[-c_{p_{eau}} (T_f - T_g) + l_f - c_{p_{glace}} (T_p - T_f) \right] + \dots \\ \dots + \dot{m}_{ruis_entrant} \left[-c_{p_{eau}} (T_f - T_{ruiss}) + l_f - c_{p_{glace}} (T_p - T_f) \right] = 0 \end{cases} \quad (B.2.9)$$

Le flux de masse d'eau liquide transformé en glace est alors complètement déterminé. Dans ce cas précis, la fraction givrante vaut même l'unité (voir l'équation (A.2.9)). La recherche de la température du dépôt est obtenue en utilisant une méthode de Newton-Raphson pour la recherche du zéro d'une fonction. En effet, la température T_p est la seule inconnue de l'équation sur la conservation de l'énergie. Il est important de noter que si la température finalement trouvée n'est pas dans l'intervalle de définition (i.e. , $T_p < T_f$), cela signifie que la solution qui équilibre le système thermodynamique n'existe pas sur cette plage de température.

Dans le cas où $T_p > T_f$, certaines contributions disparaissent dans les bilans de conservation des flux de masse et de chaleur. Le système d'équation (B.2.7) s'écrit alors :

$$\begin{cases} \dot{m}_{ruiss_sortant} = \dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} - \dot{m}_{evap}(T_p) \\ -h(T_p - T_r) + \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_g^2 - \dot{m}_{imp} c_{p_{eau}} (T_p - T_g) - \dot{m}_{ruis_entrant} c_{p_{eau}} (T_f - T_{ruiss}) = 0 \end{cases} \quad (B.2.10)$$

En négligeant le flux de masse perdu par évaporation et le flux de chaleur perdu par rayonnement, le système (B.2.10) peut être simplifié et s'écrit finalement :

$$\begin{cases} \dot{m}_{ruiss_sortant} = \dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} \\ -h(T_p - T_r) + \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_g^2 - \dot{m}_{imp} c_{p_{eau}} (T_p - T_g) - \dot{m}_{ruis_entrant} c_{p_{eau}} (T_f - T_{ruiss}) = 0 \end{cases} \quad (B.2.11)$$

Le flux de masse d'eau liquide transformé en glace est alors complètement déterminé : il est même nul. Dans ce cas précis, la fraction givrante vaut zéro alors que la fraction d'eau ruisselante vaut l'unité (voir l'équation (A.2.10)). La recherche de la température du dépôt est obtenue en utilisant une méthode de Newton-Raphson pour la recherche du zéro d'une

fonction. En effet, la température T_p est la seule inconnue de l'équation sur la conservation de l'énergie. Il est important de noter que si la température finalement trouvée n'est pas dans l'intervalle de définition (i.e. $T_p > T_f$), cela signifie que la solution qui équilibre le système thermodynamique n'existe pas sur cette plage de température.

Dans le cas où $T_p = T_f$, le système d'équation (B.2.7) s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} - \dot{m}_{sub}(T_f) - \dot{m}_{evap}(T_f) = \dot{m}_{giv} + \dot{m}_{ruiss_sortant} \\ -h(T_f - T_r) + \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_g^2 + \dot{m}_{imp} [-c_{peau}(T_f - T_g) + l_f f_{giv}] + \dots \\ \dots + \dot{m}_{ruiss_entrant} [-c_{peau}(T_f - T_{ruiss}) + l_f f_{giv}] + \dots \\ \dots - \dot{m}_{evap}(T_f) l_e f_{ruiss} - \dot{m}_{sub}(T_f) l_s f_{giv} - \dot{m}_{giv} \sigma(T_f^4 - T_a^4) = 0 \end{array} \right. \quad (B.2.12)$$

En négligeant les flux de masse perdus par évaporation et sublimation et le flux de chaleur perdu par rayonnement, le système (B.2.12) peut être simplifié et s'écrit finalement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{m}_{imp} + \dot{m}_{ruiss_entrant} = \dot{m}_{giv} + \dot{m}_{ruiss_sortant} \\ -h(T_f - T_r) + \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_g^2 + \dot{m}_{imp} [-c_{peau}(T_f - T_g) + l_f f_{giv}] + \dots \\ \dots + \dot{m}_{ruiss_entrant} [-c_{peau}(T_f - T_{ruiss}) + l_f f_{giv}] - \dot{m}_{evap}(T_f) l_e f_{ruiss} - \dot{m}_{sub}(T_f) l_s f_{giv} = 0 \end{array} \right. \quad (B.2.13)$$

En introduisant les fractions givrante et ruisselante (voir équations (A.2.11) et (A.2.12)), le système peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{giv} + f_{ruis} = 1 \\ -h(T_f - T_r) + \frac{1}{2} \dot{m}_{imp} U_g^2 + \dot{m}_{imp} [-c_{peau}(T_f - T_g) + l_f f_{giv}] + \dots \\ \dots + \dot{m}_{ruiss_entrant} [-c_{peau}(T_f - T_{ruiss}) + l_f f_{giv}] - \dot{m}_{evap}(T_f) l_e f_{ruiss} - \dot{m}_{sub}(T_f) l_s f_{giv} = 0 \end{array} \right. \quad (B.2.14)$$

Ce système de deux équations à deux inconnues peut se résoudre en exprimant la deuxième équation en fonction que de la seule fraction givrante. Si la fraction givrante ainsi calculée est

comprise entre zéro et l'unité, le système admet donc une solution. Si ce n'est pas le cas, la solution n'existe pas.

Dans la pratique, on suppose dans un premier temps que la température du dépôt est égale à la température de fusion. Ceci impose alors que la fraction givrante est comprise entre 0 et 1. Si cette fraction givrante calculée est effectivement comprise entre 0 et 1, alors la solution est trouvée. En effet, la fraction givrante est le ratio entre le flux de masse qui a givré par rapport au flux de masse d'eau entrant dans le volume. Sa valeur varie donc entre 0 et 1. En supposant que T_p est nulle, cela implique qu'on considère que $T_p=T_f$. En revanche, si la fraction givrante est strictement supérieure à 1 ou bien strictement inférieure à 0, cela signifie que les sources sont sous estimées ou les puits sont surestimés. Dans la situation où $f_{giv}>1$, cela implique que les sources sont sur estimées. Par conséquent, pour rééquilibrer les termes sources et puits de chaleur, il est nécessaire de considérer que la température du dépôt soit inférieure à la température de fusion de la glace, impliquant que la fraction givrante vaut l'unité. Le système d'équation (B.2.9) est donc à résoudre. Dans le cas où $f_{giv}<0$, les sources sont alors sous estimées, ce qui signifie que la température du dépôt soit supérieure à la température de fusion. En conséquence, la fraction givrante vaut 0 et le système à résoudre correspond au système d'équation (B.2.11).

Les résultats fournis par le code Accret3D concernent les flux d'énergie, la fraction givrante ainsi que l'épaisseur de la glace. Dans un premier temps, nous allons présenter les échanges d'énergie dans le cas d'un cylindre en flèche. Ensuite, nous verrons les échanges convectifs et enfin la fraction givrante.

B.IV.3.2 Bilan d'énergie

Nous allons observer pour chaque flèche du cylindre les différents échanges de flux de chaleur en fonction du paramètre adimensionné qu'est z/d . « d » est le diamètre du cylindre.

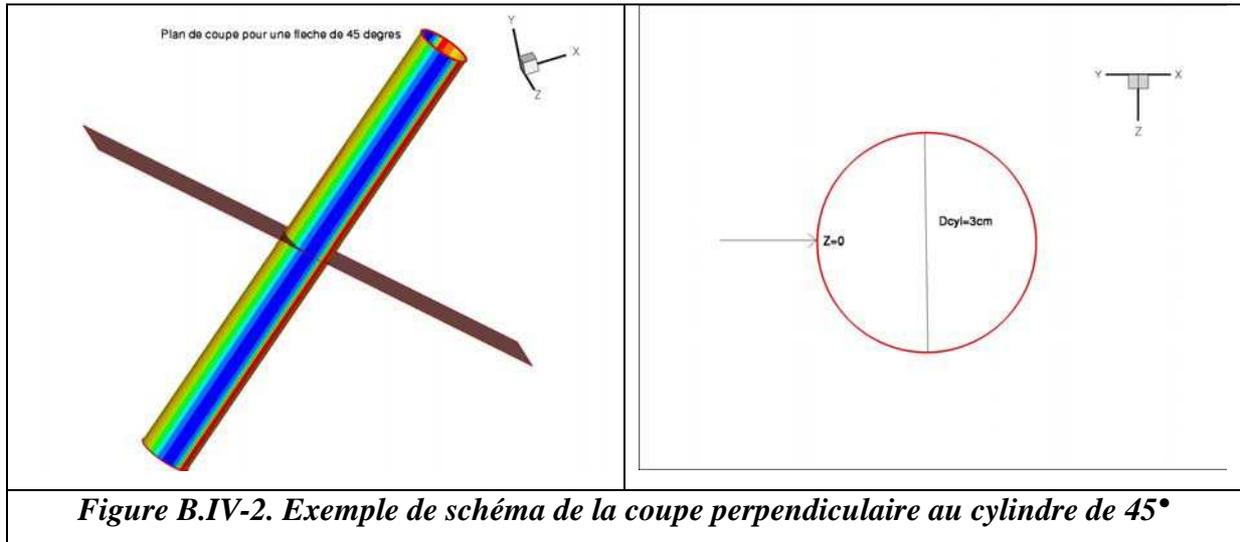


Figure B.IV-2. Exemple de schéma de la coupe perpendiculaire au cylindre de 45°

La figure (cf. Figure B.IV-2) représente l'extraction de points à travers une coupe d'un cylindre de 45°. La ligne d'arrêt se situe en $z = 0$. Cette représentation de coupe va permettre d'extraire les points autour du cylindre afin d'obtenir les résultats des différentes variables calculées par Accret3D. Ces paramètres sont les différents termes sources et puits de chaleur, les coefficients d'échange convectif, l'épaisseur du dépôt de givre, la fraction givrante... Dans un premier temps, nous allons présenter le bilan thermodynamique avec ses différents termes sources et puits. Par la suite, nous allons voir comment évoluent les termes sources ainsi que les termes puits de chaleur en fonction de la flèche du cylindre.

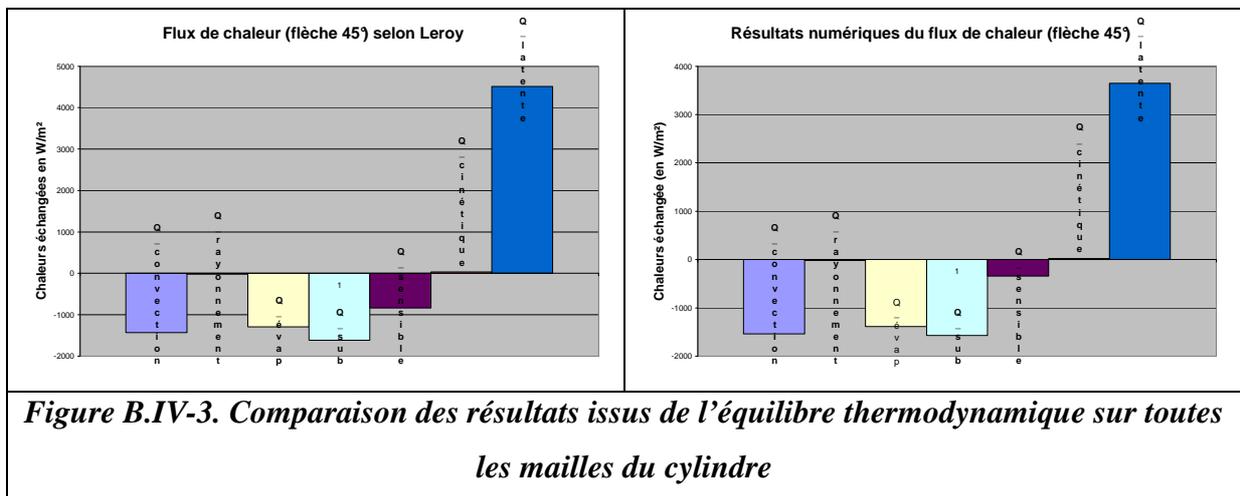


Figure B.IV-3. Comparaison des résultats issus de l'équilibre thermodynamique sur toutes les mailles du cylindre

La figure (cf. *Figure B.IV-3*) illustre l'histogramme des termes sources et puits dans le cas simulé par Leroy et dans la présente étude, pour quatre valeurs d'angle de flèche. Les conditions initiales correspondent aux conditions de référence à savoir : $T=-268,15$ K, $P=101325$ Pa, $U_{\infty}=60$ m/s, $LWC=1,1$ g/m³,

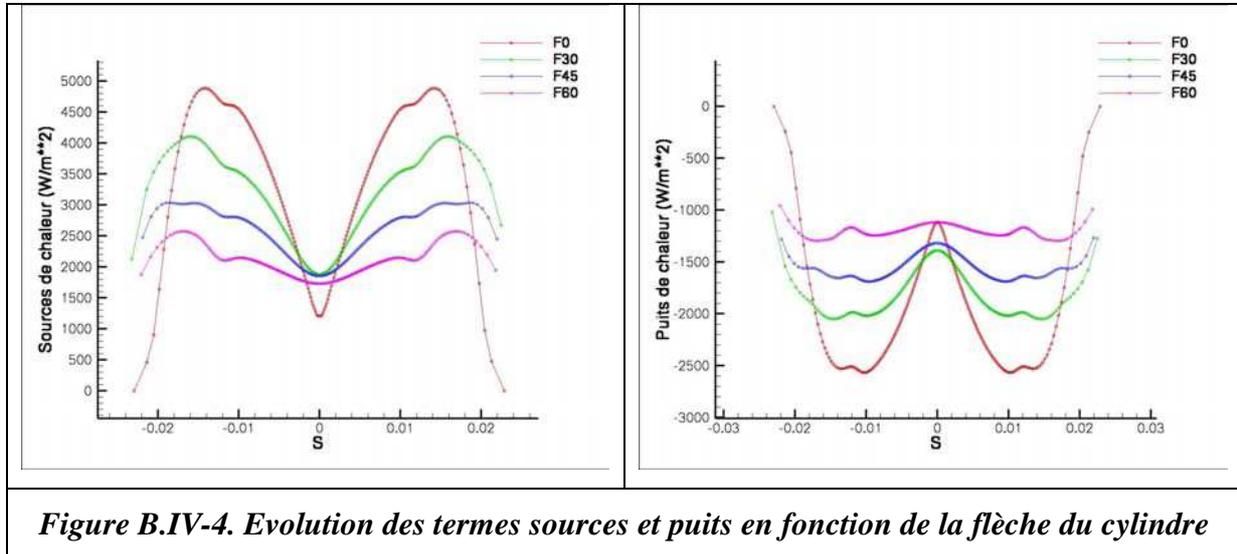


Figure B.IV-4. Evolution des termes sources et puits en fonction de la flèche du cylindre

DVM=20 μ m, Flèche={0° ;30°;45° ;60°}. Dans les simulations, le terme source prépondérant est le flux de chaleur latente, le flux de chaleur cinétique étant négligeable dans les conditions expérimentales. Pour les termes puits, seul le terme dû au rayonnement est négligeable.

Les sources de chaleur sont minimales sur la ligne d'arrêt et maximales pour une valeur de 0,18 cm sur la figure (cf. *Figure B.IV-4*) à gauche. Cette valeur correspond aux rebords du cylindre. Les variations des termes sources deviennent donc moins importantes au fur et à mesure que la flèche augmente. A cette température de référence ($T=-5$ °C), l'eau ruisselle beaucoup de part et d'autre de la ligne d'arrêt. En effet, la principale source de chaleur est l'énergie latente de congélation, elle dépend de la masse d'eau qui va congeler (coefficient de captation plus petit). Quant à l'aplanissement des termes sources avec l'augmentation de la flèche, le ruissellement est sans doute moins important que dans le cas du cylindre droit. Nous observons également des pics pour les termes puits sur la ligne d'arrêt ainsi qu'un aplanissement. L'explication est la même que pour les termes sources.

B.IV.3.3 Coefficient d'échange convectif h

L'évaluation du coefficient d'échange convectif est déterminante dans le calcul des dépôts de givre car sa contribution énergétique, par l'intermédiaire du flux de chaleur convectif (voir

paragraphe A.II.2.2), entraîne une congélation plus ou moins rapide des gouttes. Cette contribution pilote par exemple la quantité d'eau disponible pour ruisseler (voir A.I). Le coefficient est un résultat du calcul aérothermique.

Nous allons à présent examiner la variation de ce coefficient en fonction de l'abscisse curviligne et en fonction de la flèche du cylindre.

La figure (cf. Figure B.IV-5) ci-contre illustre la variation du coefficient d'échange convectif en fonction de l'abscisse curviligne S . Nous pouvons constater que ce coefficient est minimum sur la ligne d'arrêt. Il correspond au maximum de part et d'autre de la ligne de partage vers la valeur absolue de 0.18 cm pour l'abscisse curviligne S . Le coefficient d'échange augmente sur la ligne de partage quand la flèche augmente tandis qu'il diminue de chaque côté de la ligne de partage. Cela peut s'expliquer par le fait que les frictions sont minimisées sur la ligne d'arrêt et maximisées aux bords du cylindre.

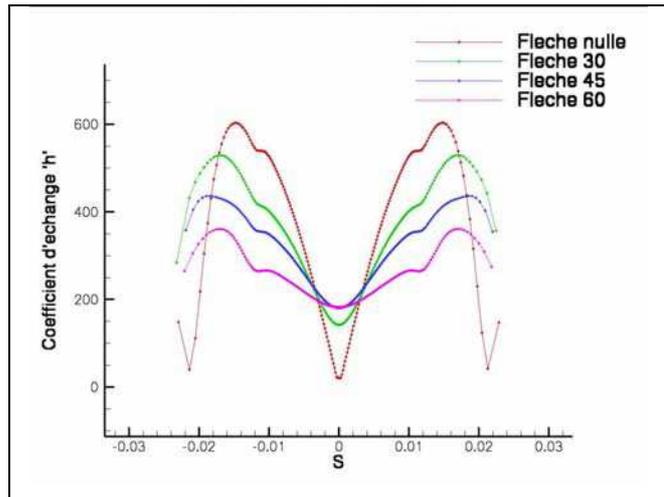


Figure B.IV-5. Variation de h en fonction de l'abscisse curviligne S et pour toutes les flèches

B.IV.3.4 Fraction givrante

La fraction givrante comme nous avons vu précédemment est le rapport entre le flux de masse givrant et la masse d'eau impactant le cylindre. Cette étude apporte une information supplémentaire qui consiste en l'obtention d'une fraction givrante locale. Chaque maille possède sa propre valeur de fraction givrante sur ses quatre nœuds et correspond à la définition de la valeur locale de la fraction givrante. La connaissance de cette fraction de givre locale permet d'élaborer un meilleur modèle microphysique. L'emploi du terme « local » signifie que dans chaque maille surfacique du cylindre, nous avons une valeur de la fraction givrante. Ainsi, nous connaissons précisément le pourcentage de masse d'eau qui givre et le pourcentage de masse d'eau qui ruisselle.

La figure (cf. *Figure B.IV-6*) illustre la fraction givrante pour une flèche nulle et pour les flèches de 30, 45 et 60° en fonction de l'abscisse curviligne S . La fraction givrante est plus importante au niveau de la ligne de partage. Le creux provient de l'évacuation de l'eau seulement dans la direction de la ligne de partage. La fraction givrante locale augmente sensiblement dans la zone proche de la ligne de partage lorsque la flèche augmente. Cela induit après

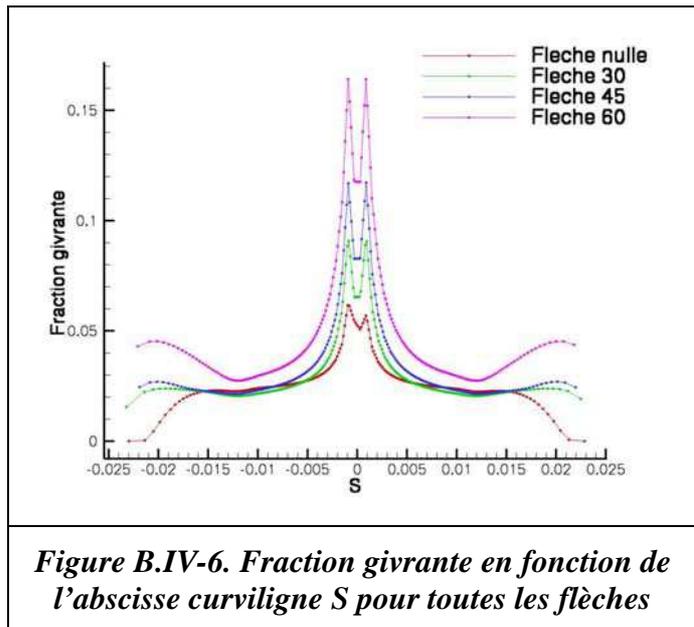


Figure B.IV-6. Fraction givrante en fonction de l'abscisse curviligne S pour toutes les flèches

équilibre thermodynamique que la température de la paroi est plus « froide » que dans le cas du cylindre droit, par conséquent, la fraction givrante est plus importante. La fraction givrante atteint la valeur limite de 0 pour le cylindre droit mais pas pour n'importe quelle flèche.

B.IV.3.5 Obtention de l'épaisseur du givre par l'approche Eulérienne

Accret3D résout également, par l'approche des volumes de contrôle, l'épaisseur du dépôt de givre accrétée. En condition réelle d'essai, pour un cylindre droit, la forme du givre accrété ressemble à un givre en corne. Pour la flèche de 30°, pour les conditions aérothermiques utilisées, des dentelures doivent apparaître de part et d'autre de chaque côté du cylindre. Enfin, pour les flèches de 45 et de 60°, le givre en queue de homard a été constaté. Du fait de l'utilisation

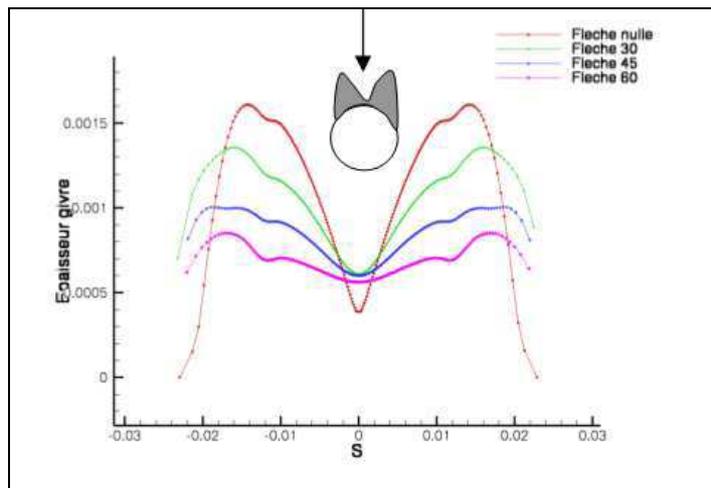


Figure B.IV-7. Evolution de l'épaisseur du givre en fonction de l'abscisse curviligne S pour toutes les flèches

de l'approche des volumes de contrôle où toutes les masses d'eau ruissellent en translatant dans la même direction, il est impossible d'obtenir le phénomène discontinu du givre. L'utilisation de cette approche permet de simuler le givre en corne car ce givre est typiquement bidimensionnel.

La figure (cf. Figure B.IV-7) ci-dessus illustre les formes en cornes pour le cylindre droit et pour le cylindre en flèche de 30°. La forme du givre pour le cylindre droit ressemble à la forme d'accrétion expérimentale tandis que pour une flèche de 30°, nous continuons à observer un givre en corne. L'approche continue ne permet pas de créer des interstices ou des phénomènes de discontinuité observables expérimentalement pour le givre en queue de homard. Malgré une approche faussée concernant les angles en flèche, nous constatons que plus la flèche du cylindre est grande et plus l'épaisseur tend à être uniformisée le long de l'abscisse curviligne. Comme la fraction givrante devient de plus en plus importante avec l'augmentation de la flèche du cylindre, le ruissellement devient de moins en moins important traduisant ainsi le fait que la masse d'eau impactée devient de plus en plus uniforme sur la surface du cylindre. Cette approche traduirait bien la valeur de l'épaisseur moyenne mais ne traduit en aucun cas l'aspect fortement tridimensionnel et discontinu qu'est le givre en queue de homard.

B.V Conclusions

Pour améliorer les modèles existants actuellement, nous nous sommes appuyés sur des méthodes plus précises de résolution de l'aérodynamique, de la trajectoire des gouttes ainsi que de la thermodynamique. Les variables que requiert le modèle microphysique concernant chacun des différents domaines physiques sont les suivantes :

- ✓ Vitesse de l'écoulement autour du cylindre,
- ✓ Variables thermodynamique (T, P...),
- ✓ Direction locale de ruissellement (lignes de frottement),
- ✓ Fraction givrante locale (f_{giv}).

Tous les paramètres ainsi résolus vont permettre d'élaborer un modèle microphysique.

**C Développement d'un nouveau modèle
microphysique tridimensionnel
d'accrétion du givre**

C.I Définition du domaine de calcul

Le chapitre précédent nous a fourni les outils nécessaires à l'élaboration d'un modèle tridimensionnel d'accrétion du givre. Ces outils sont constitués respectivement du champ de la vitesse de l'écoulement autour du cylindre, du coefficient d'échange convectif, des lignes de frottement ainsi que de la fraction givrante. Ils conduisent à un modèle macro masse transformé en épaisseur et donc sans discontinuité. Ce chapitre présente les étapes clés qui vont permettre d'établir un modèle 3D microphysique de l'accrétion du givre sur le cylindre droit ou en flèche. Dans cette optique, le domaine de calcul est clairement défini afin de minimiser le temps de calcul. De plus, l'effet d'ombrage doit être pris en compte afin de reproduire l'une des caractérisations du givre en queue de homard c'est-à-dire sa discontinuité. Par ailleurs, le comportement de chaque goutte après l'impact sur le cylindre (ruissellement ou givrage), est aussi utilisé pour décrire la formation des agrégats. En outre, la question du comment va givrer ou ruisseler chaque goutte est explicitée à travers le développement des règles microphysiques d'accrétion.

Ce paragraphe va traiter tous les aspects liés au domaine de calcul du modèle 3D de l'accrétion du givre. Le maillage sera décrit afin de comprendre les motivations qui ont mené à ce choix. Les calculs précédemment établis constituent les variables d'entrée qui serviront aux différents calculs. Les conditions d'injection seront aussi définies. Enfin, différentes hypothèses seront testées afin de comprendre le processus à l'origine de ces dépôts discontinus et fixer les limites de ce type de modèle d'accrétion.

C.I.1 Choix du maillage

Le dépôt du givre ne s'effectue qu'à l'amont du cylindre, il n'est donc pas nécessaire de prendre le troisième sous domaine de calcul (cf. Chap. II, Figure B.II-3). Compte tenu des centaines de milliers de gouttes à injecter, le meilleur choix consiste à prendre seulement le sous domaine 2 pour le calcul. En effet, ce sous domaine est dense en termes de nombre de nœuds : il comporte 262 086 nœuds soit plus de la moitié du maillage du domaine entier. Ce choix permet de minimiser le temps de calcul et le deuxième sous domaine est suffisamment grand pour permettre aux gouttes d'avoir suffisamment d'espace afin de pouvoir tenir compte des forces exercées sur les gouttes et d'obtenir des trajectoires réalistes pour celles-ci.

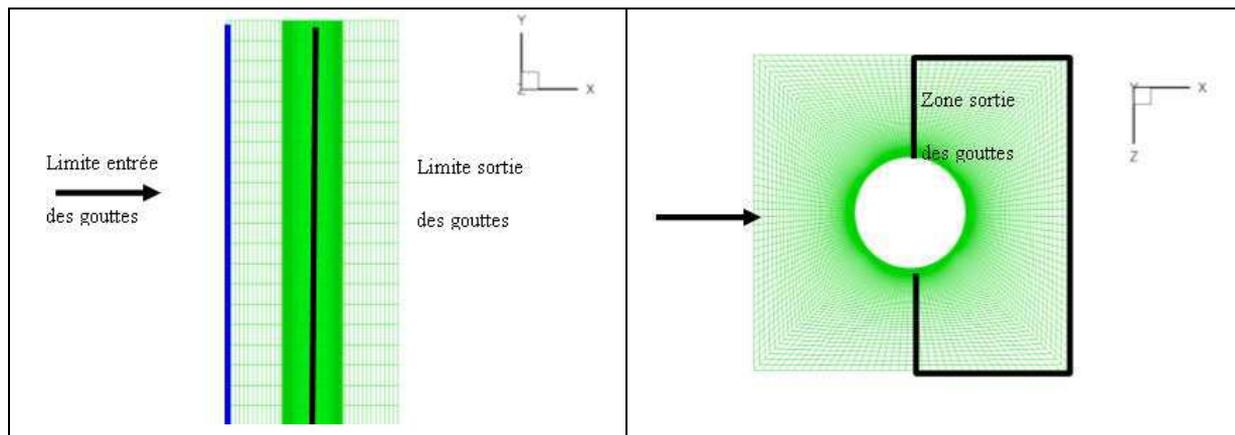


Figure C.I-1. Visualisation du maillage d'un cylindre droit pour les plans (x, y) et (x, z)

La figure (cf. Figure C.I-1) ci-dessus illustre le maillage provenant du deuxième sous domaine. Les flèches en noir illustrent la direction de l'écoulement. La ligne en bleu représente la zone disponible pour l'injection des gouttes. La limite en noir correspond à la sortie des gouttes c'est-à-dire à l'endroit où aucune goutte ne peut plus désormais impacter le cylindre. Le cylindre est de couleur verte et il correspond à la paroi où vont impacter les gouttes d'eau.

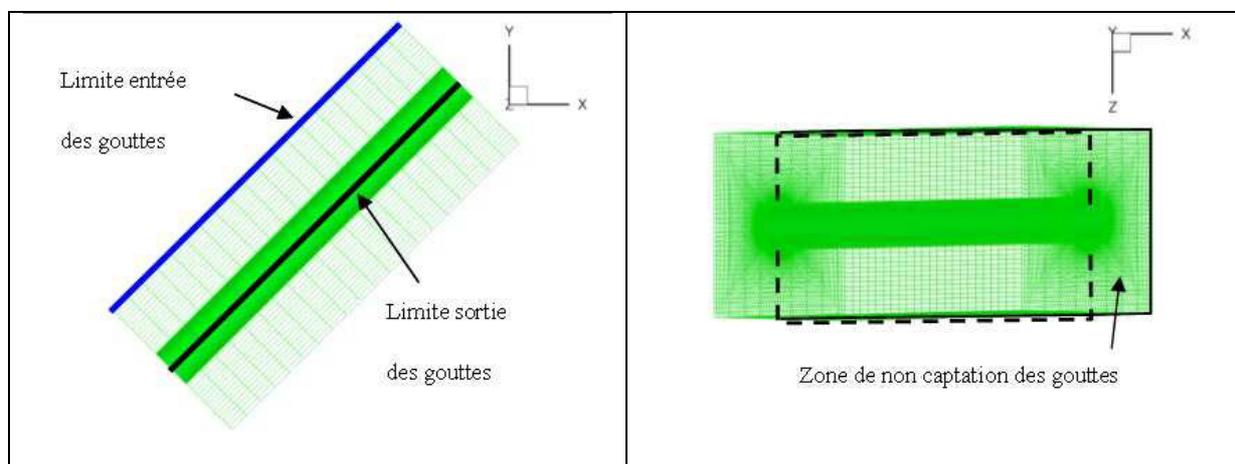


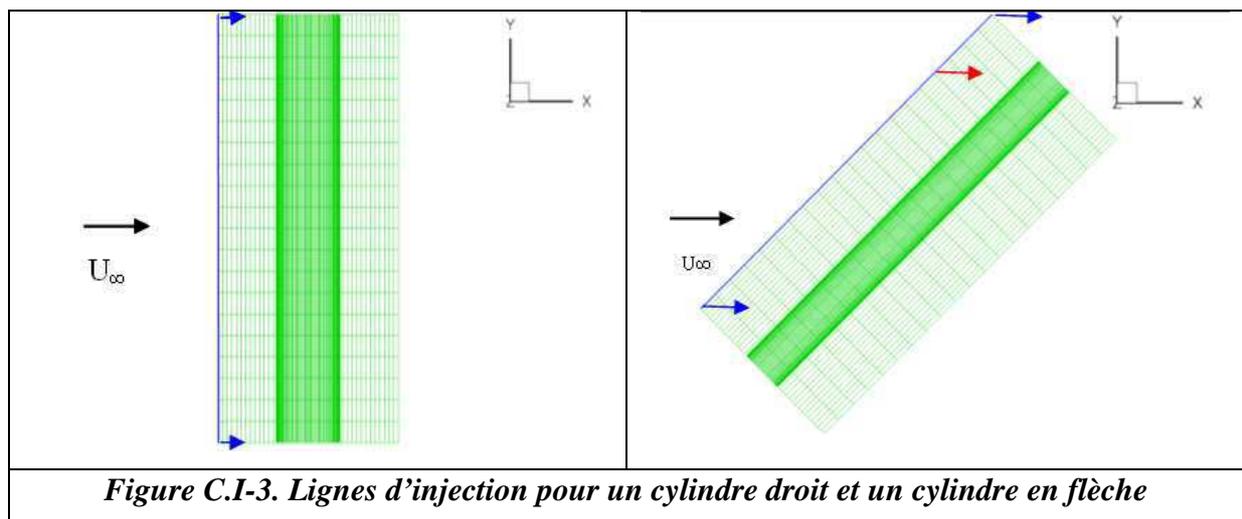
Figure C.I-2. Illustration du maillage en flèche de 45° pour les plans (x, y) et (x, z)

La figure (cf. Figure C.I-2) représente le maillage d'un cylindre en flèche de 45°. A l'instar du cylindre droit, la flèche modifie géométriquement la zone d'injection des gouttes. Le plan d'injection suit la direction de la paroi d'entrée du cylindre afin que les positions des gouttes soient sur la face d'entrée (en bleu sur l'image de gauche). Au-delà de la position maximum d'impact c'est-à-dire les positions pour lesquelles $x > y \tan(\varphi)$, nous considérons que la goutte

est perdue et par conséquent, une nouvelle goutte est injectée. La limite correspondante à la paroi du cylindre est colorée en vert. Lorsque le maillage est réalisé, il s'agit ensuite de déterminer comment et avec quels moyens nous allons injecter les gouttes.

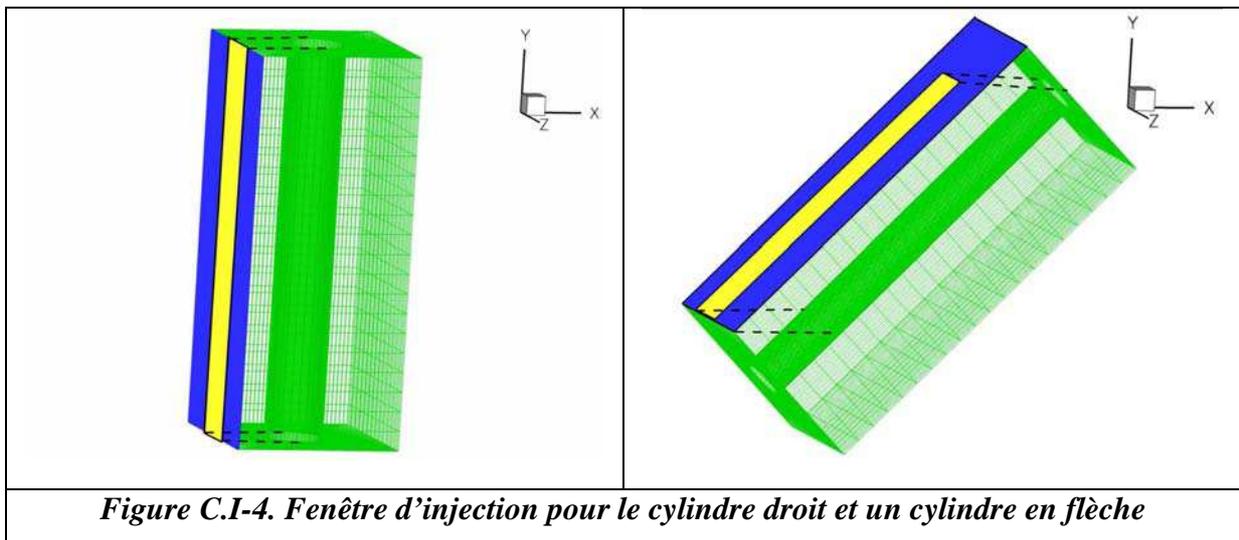
C.I.2 Détermination des positions initiales de l'injection des gouttes

Le but consiste à déterminer les positions initiales des gouttes. Pour cela, nous définissons une ligne d'injection dans le cas d'une accréation unidimensionnelle. Par ailleurs, nous pouvons fixer un plan d'injection dans le cas d'une accréation tridimensionnelle du givre. La ligne d'injection et le plan d'injection sont situés au niveau de la face d'entrée du maillage. Que ce soit dans le cas de l'injection 2D ou bien 3D, la dimension de la zone d'injection doit être choisie de façon à minimiser le temps de calcul des trajectoires des gouttes. En effet, si la position de départ de l'injection d'une goutte n'appartient pas aux limites du cylindre c'est-à-dire 20 cm en hauteur et 3 cm en largeur, alors la goutte n'impactera pas le cylindre au début de l'accréation. De plus, les gouttes qui dépassent la zone d'impact c'est-à-dire l'amont du cylindre devront être abandonnées au profit d'une nouvelle injection. En résumé, la hauteur doit être comprise entre 0 et 20 cm pour un cylindre droit et entre 0 et $20\cos(\varphi)$ pour un cylindre en flèche, et la largeur est comprise entre -1,5 cm et 1,5 cm quel que soit le cylindre. Nous verrons dans le prochain chapitre pourquoi il est nécessaire d'élargir cette fenêtre d'injection.

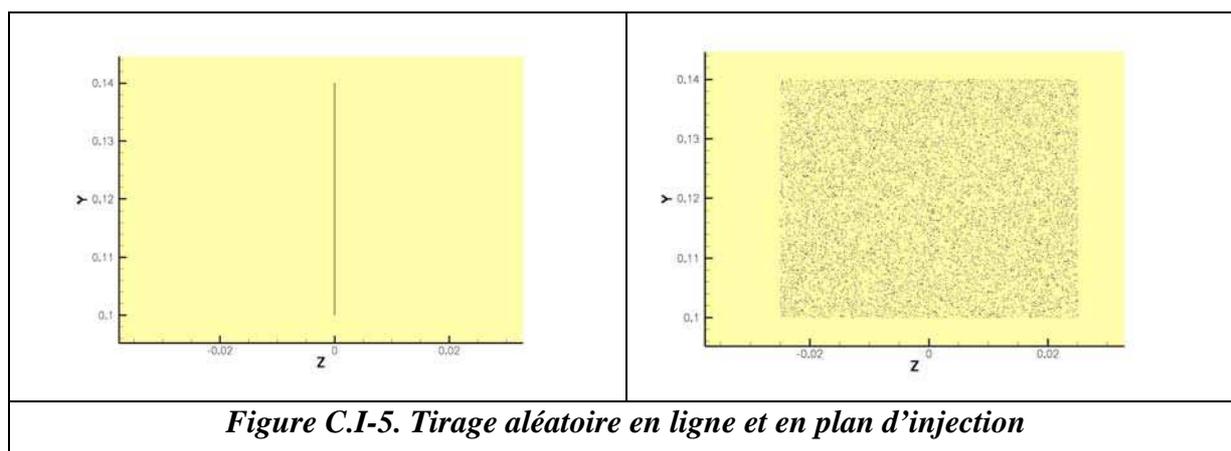


La figure (cf. *Figure C.I-3*) ci-dessus illustre les lignes d'injection dans le plan (x, y) . Pour le cylindre droit, la limite inférieure d'injection correspond au pied du cylindre et la limite supérieure d'injection correspond au sommet du cylindre. Concernant le cylindre en flèche, il

faut d'une part que la ligne d'injection suive la flèche du cylindre et d'autre part, que les limites inférieures et supérieures soient bornées de telle sorte que les gouttes ne « sortent » pas du maillage volumique. Etant donné la vitesse de l'écoulement au départ, en direction de x positif, la limite supérieure doit correspondre à une hauteur plus basse (en rouge sur la figure à droite).



La figure (cf. *Figure C.I-4*) ci-dessus montre les plans d'injection théoriques en bleu et les plans d'injection effectifs en jaune. Nous venons de montrer comment minimiser le temps de calcul tout simplement en bornant les lignes ou les plans d'injection. Nous allons répondre à la question de la « genèse » des positions de chaque goutte sur une ligne ou dans un plan d'injection. La réponse à cette question consiste dans l'utilisation d'un tirage aléatoire. Pour cela, la méthode de KNUTH sera employée. Le tirage aléatoire est un nombre compris entre 0 et 1. Etant donné qu'il s'agit d'un plan d'injection, seules les coordonnées cartésiennes de y et z sont choisies aléatoirement. La valeur de x est une constante fixée au départ, cette constante dépend de la flèche du cylindre. Par exemple, la position initiale en x pour un cylindre droit est une constante bien prédéfinie (entrée du maillage), alors pour une flèche de 45° , x dépendra à la fois de la valeur de y et de la flèche du cylindre.



La figure (cf. *Figure C.I-5*) présente deux types d'injections : l'injection linéique c'est-à-dire suivant une ligne et l'injection dans un plan. L'injection linéique va permettre de bien visualiser les zones d'ombrage et de valider les premières hypothèses microphysiques. L'injection linéique a été réalisée selon l'axe y compris entre 10 cm et 14 cm (0,1 et 0,14 sur la figure). Ces injections sont réalisées pour 10000 gouttes. Dans le cas de l'injection linéique, les positions sont très rapprochées de telle sorte que c'est une droite quasi continue. A x et z constants, seule la coordonnée en y est choisie. La fenêtre d'injection quant à elle a été réalisée dans le plan (y, z) pour y appartenant à $[10, 14 \text{ cm}]$ et pour z appartenant à $[-2,5 ; 2,5 \text{ cm}]$. Deux tirages aléatoires (y et z) sont effectués pour chaque position initiale d'une goutte. Dix mille positions initiales sont tirées de façon aléatoire selon la méthode de KNUTH. Les positions aléatoires des gouttes sont distribuées de façon homogène. Jusqu'ici nous n'avons pas encore défini le modèle des gouttes ni leur diamètre. Il sera rendu compte de ces facteurs selon les hypothèses de calcul.

C.I.3 Hypothèses de calcul

Les nuages givrants contiennent des gouttes de différents diamètres variant de quelques microns à plusieurs centaines de microns. Dans le cas des études sur le givrage, le diamètre choisi pour caractériser la distribution des particules est le diamètre volumique médian (DVM). Le diamètre retenu de toutes les gouttes dans le cadre de notre étude aura pour valeur $20 \mu\text{m}$, c'est-à-dire la valeur du DVM expérimental. Typiquement, les essais de Vargas et Reshotko [VARGAS 1998] conduisent à une hauteur des queues de homard d'environ 2,5 cm pour 12 minutes d'accrétion. Sachant que l'épaisseur moyenne dépend du temps d'accrétion, il faudrait alors injecter des milliards de gouttes d'eau de $20 \mu\text{m}$ pour avoir l'épaisseur expérimentale. Injecter des milliards de gouttes requiert une mémoire colossale, ce qui,

malgré la puissance actuelle des machines, n'est pas possible. C'est pour cela que nous allons utiliser un artifice numérique pour notre modèle. Cet artifice est appelé « goutte numérique ». Cette dernière vaut $200\ \mu\text{m}$ soit dix fois le diamètre initial, soit l'équivalent en volume de 1000 gouttes de $20\ \mu\text{m}$. Nous emploierons par la suite le terme goutte ou goutte numérique pour la désigner. Cette hypothèse revient à considérer que les 1000 gouttes ont exactement la même position initiale, au sein de l'écoulement (trajectoire d'une goutte de $20\ \mu\text{m}$) et à l'impact sur la paroi. Après impact, chaque goutte est considérée comme une sphère dure de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre. A cause de la sphère dure, aucune goutte ne va s'aplatir sur le cylindre ou sur un agrégat de gouttes pour former un film d'eau. A cause de la géométrie de la sphère, les déplacements de la goutte numérique à la surface du cylindre peuvent se présenter sous deux aspects : la translation et/ou la rotation. De plus, nous faisons l'hypothèse que l'écoulement de l'air autour du cylindre ne reste identique au cours de l'accrétion du givre. Les équations thermodynamiques ne seront résolues qu'une fois.

C.II Obtention de l'effet d'ombrage

Nous avons illustré dans le chapitre précédent qu'un modèle d'accrétion 3D par approche continue ne permet pas l'obtention des discontinuités caractérisant le givre en queue de homard. En effet, cette forme de givre est purement une forme tridimensionnelle. Le choix de la modélisation consiste à reproduire l'effet d'ombrage. Pour cela, la trajectoire des gouttes est résolue grâce à l'approche Lagrangienne. Nous allons démontrer que cet effet est induit par la flèche du cylindre. Enfin, nous verrons comment évoluent les gouttes au sein d'un maillage non structuré.

C.II.1 Détermination des trajectoires des gouttes d'eau surfondues par approche Lagrangienne

Le calcul de la trajectoire des gouttes s'appuie sur la relation fondamentale de la dynamique.

$$\sum \vec{F}_x = m_g \vec{\gamma}_g \quad (\text{C.2.1})$$

\vec{F}_x étant une force quelconque, m_g la masse de la goutte et $\vec{\gamma}_g$ l'accélération de la goutte

Les forces appliquées à une particule supposée sphérique sont les suivantes :

- ✓ La force de traînée F_d
- ✓ La force de gravité F_g
- ✓ La force de pression due à l'accélération de l'air environnant F_{grad}

Il existe encore trois forces qui sont responsables de la déviation des gouttes :

- ✓ Les forces de Basset qui représentent l'influence de l'histoire de la goutte
- ✓ La force d'Archimède F_{arch}
- ✓ La force d'inertie

L'importance de ces différents termes est regroupée dans le tableau (cf. *Tableau C.II-1*) ci-dessous :

<i>Force considérée</i> <i>Rapport des ordres de grandeurs</i>	<i>Force de traînée,</i> \vec{F}_d	<i>Force de gravité,</i> \vec{F}_g	<i>Poussée d'Archimède,</i> $\vec{F}_{Archimède}$	<i>Gradient de Pression,</i> \vec{F}_{grad}	<i>Force d'inertie,</i> $\vec{F}_{inertie}$
$\frac{(\vec{F}_x)}{(\vec{F}_d)}$	1	10^{-3}	10^{-6}	10^{-2}	10^{-3}

Tableau C.II-1. D'après Leroy [LEROY 2004]

En ne retenant que la force de traînée, l'équation de la dynamique devient

$$\frac{1}{2} C_d S_g^\perp \rho_a \left\| \vec{U}_a - \vec{U}_g \right\| \left(\vec{U}_a - \vec{U}_g \right) = m_g \vec{\gamma}_g \quad (C.2.2)$$

Où C_d est le coefficient de la traînée, S_g^\perp est la surface de la goutte perpendiculaire à l'écoulement. ρ_a est la masse volumique de l'air et \vec{U} est la vitesse soit de l'air (indice a), soit de la goutte (indice g).

La section perpendiculaire S_g^\perp est donnée par :

$$S_g^\perp = \pi \frac{d_g^2}{4} \quad (C.2.3)$$

et la masse de la goutte peut être exprimée en fonction du diamètre et de la masse volumique de la goutte par l'expression :

$$m_g = \frac{\pi d_g^3}{6} \rho_g \quad (C.2.4)$$

En remplaçant ces relations et sachant que le nombre adimensionnel de Reynolds est défini par :

$$\text{Re}_g = \frac{d_g \rho_a \left\| \vec{U}_a - \vec{U}_g \right\|}{\mu_a} \quad (\text{C.2.5})$$

On aboutit à cette expression :

$$\frac{d^2 \rho_g}{18 \mu_a} \vec{\gamma} = \frac{C_d \text{Re}_g}{24} \left(\vec{U}_a - \vec{U}_g \right) \quad (\text{C.2.6})$$

Il semble que l'écriture adimensionnée soit communément admise. Ainsi, en transformant les variables temps t , vitesses et accélérations, on obtient :

$$\vec{U}_x^* = \frac{\vec{U}_x}{\left\| \vec{U}_\infty \right\|}, \quad t^* = t \frac{\left\| \vec{U}_\infty \right\|}{R} \quad (\text{C.2.7})$$

où l'indice x désigne aussi bien l'air que la goutte, et R représente la longueur caractéristique de l'obstacle (dans notre cas le rayon du cylindre). Des relations ci-dessus, l'écriture adimensionnée de l'accélération devient :

$$\vec{\gamma}_g^* = \frac{R}{\left\| \vec{U}_\infty \right\|^2} \vec{\gamma}_g \quad (\text{C.2.8})$$

L'équation fondamentale de la dynamique issue des simplifications devient :

$$K \vec{\gamma}_g^* = \frac{C_d \text{Re}_g}{24} \left(\vec{U}_a^* - \vec{U}_g^* \right) \quad (\text{C.2.9})$$

où K est le paramètre inertiel ou le nombre de Stokes de la goutte, ce paramètre est sensible à la variation du diamètre au carré de la goutte :

$$K = \frac{\rho_g d_g^2 U_\infty}{\mu_a 18 R} \quad (C.2.10)$$

Dans le cas où le Re_g est petit ($Re_g < 0,5$), $\frac{C_d Re_g}{24} = 1$ de sorte que la trajectoire de la goutte ne dépend que du paramètre K . En résumé, parmi toutes les forces appliquées aux gouttes, la force de traînée est la seule à être prise en compte. Cette traînée est résolue à l'aide des formulations précitées.

C.II.2 Effet d'ombrage développé par la flèche du cylindre

L'effet d'ombrage est intrinsèquement relié à l'histoire de la goutte mise en évidence par l'approche Lagrangienne. D'autre part, l'angle de la flèche joue un rôle non négligeable sur la discontinuité des dépôts. Les illustrations suivantes (cf. *Figure C.II-1*) montrent

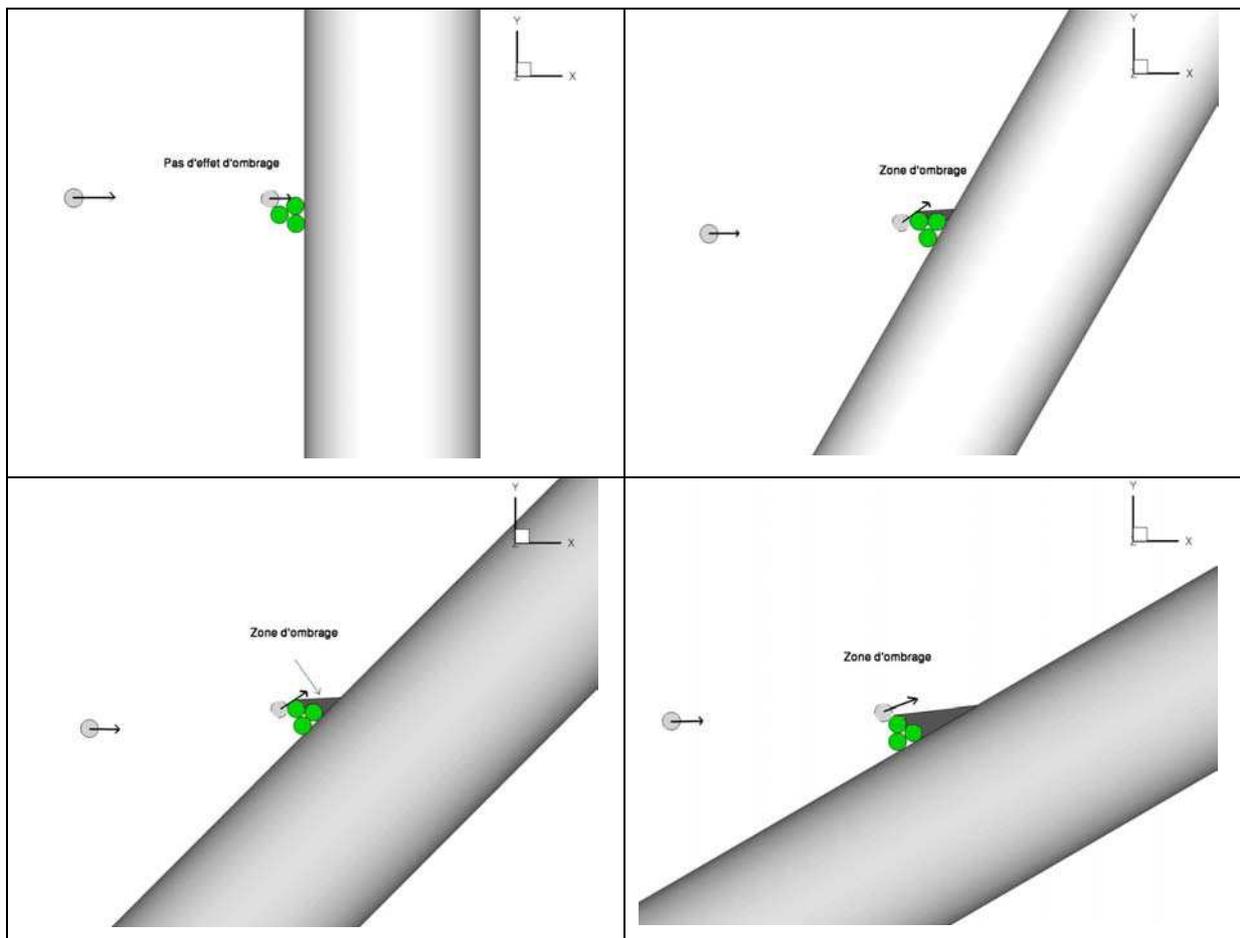


Figure C.II-1. Variation de l'effet d'ombrage induit par la flèche du cylindre pour les flèches de 45° et 60°

théoriquement comment varie la zone d'ombrage en fonction de la flèche du cylindre. Les zones d'ombrage apparaissent seulement lorsque la flèche existe et sont dues aux gouttes qui

ont déjà givré. Ces dernières créent une sorte de barrière et rendent inaccessibles la zone aval (couleur noire) aux autres gouttes impactantes. La discontinuité de la formation du givre est en partie provoquée par ces zones d'ombre.

L'illustration représente des cas simples : les gouttes impactent et givrent directement sur le cylindre. Dans le cadre de la modélisation du givre en queue de homard, de tels phénomènes microphysiques doivent être simulés dans le mécanisme d'accrétion du givre. Cela signifie qu'il faut développer un modèle capable de recréer l'accrétion dans les premiers instants et dans l'évolution du dépôt de givre en fonction du temps.

C.III Développement du modèle microphysique

Nous avons vu que l'obtention de la discontinuité provient probablement de l'effet d'ombrage. L'initiation de cet effet est générée en considérant la trajectoire individuelle et le givrage individuel des gouttes. L'effet d'ombrage induit les discontinuités cependant il ne traduit pas la forme typique du givre en dentelle observé sur les bords des dépôts. Cette forme est vraisemblablement provoquée d'une part, par le comportement de chaque goutte lors de l'impact sur la paroi et d'autre part, par la rugosité qui augmente le coefficient d'échange convectif. Ce dernier a pour conséquence de faire givrer la goutte plus ou moins rapidement.

C.III.1 Comportement des gouttes d'eau lors de leurs impacts

Lorsque chaque goutte impacte une surface solide, son comportement varie en fonction du bilan thermodynamique de la paroi : elle peut soit givrer totalement, soit ruisseler totalement, soit une partie de la masse d'eau va givrer tandis que l'autre partie ruisselle. Si la fraction givrante est égale à un, la totalité de la masse d'eau qui impacte le cylindre va alors givrer. En revanche, si la fraction givrante est nulle, alors cela implique que la totalité de l'eau ruisselle. Dans la troisième option, une seule partie de la masse impactant givre tandis que l'autre ruisselle. La façon dont les gouttes vont givrer est traduite par leurs comportements individuels qui vont être décrits en examinant les mécanismes de givrage ou du ruissellement, la direction de ruissellement et enfin la manière de faire ruisseler les sphères dures.

C.III.1.1 Congélation ou ruissellement

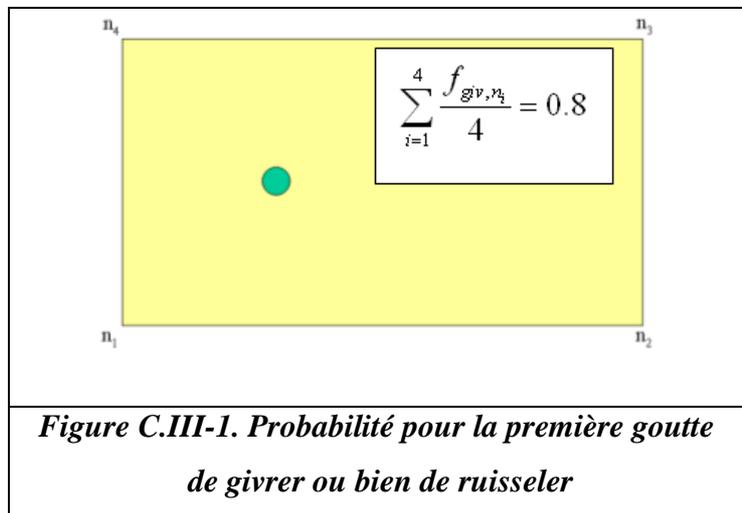
Afin de comprendre le déroulement microphysique de l'accrétion des gouttes, nous allons expliciter la méthodologie employée. Prenons le cas de la première goutte. Cette goutte au terme de sa trajectoire au sein de l'écoulement d'air, va impacter le cylindre. D'un point de vue numérique, plus précisément, cette goutte va impacter une maille surfacique locale. La position de la goutte peut être n'importe où sur la maille surfacique locale. A partir de cette position, la fraction givrante sur la maille surfacique est calculée en faisant la moyenne des quatre valeurs calculées aux quatre nœuds de la maille. Dans le développement du modèle microphysique, il n'est pas utile d'apporter une très grande précision par l'utilisation des valeurs interpolées aux quatre nœuds. Cette fraction givrante va déterminer le comportement

de la goutte, à savoir le ruissellement ou le givrage de celle-ci. Pour une fraction givrante nulle, la goutte va totalement ruisseler et pour une fraction givrante égale à 1, la goutte va givrer directement sur le lieu d'impact. Dans le cas où cette fraction givrante appartient à l'intervalle]0, 1[, alors une partie de la masse d'eau va givrer et l'autre partie va ruisseler. Le raisonnement repose sur la probabilité pour la goutte de givrer ou bien de ruisseler. En effet, la fraction givrante est un nombre adimensionné (cf. A.II.2.1). Elle peut alors être traduite par la probabilité pour la goutte de givrer dans la maille. Si la fraction givrante vaut par exemple 0,8, alors la goutte aura 80% de probabilité de givrer dans la maille où la goutte a impacté. Inversement, la goutte aura 20% de probabilité de ruisseler hors de la maille où a eu lieu l'impact.

La figure (cf. *Figure C.III-1*) illustre l'impact de la première goutte sur une maille locale du cylindre. Lorsque la fraction

givrante moyenne est déterminée, il est nécessaire de tirer un nombre aléatoire entre 0 et 1. Ce tirage est effectué grâce à la même méthode usitée pour déterminer la position de la goutte au moment de l'injection.

Dans le cas où le tirage révèle un nombre inférieur à la fraction givrante, alors la goutte va givrer



dans cette maille locale. Si la valeur du tirage aléatoire donne un nombre supérieur à la fraction givrante, cela signifie que la goutte va ruisseler en dehors de la maille où a eu lieu l'impact. Le déplacement de la goutte hors de la maille locale est défini par sa direction et par sa norme.

C.III.1.2 Direction de ruissellement

En confrontant les formes du givre en dentelle avec les formes des lignes de frottement, on peut observer une certaine similitude. En effet, le givre obtenu expérimentalement présente une suite de queues de homard ou de dentelles. Sur la figure (cf. *Figure C.III-2*), nous pouvons observer la structure directionnelle et la forme des lignes de frottement. Ces lignes de frottement proviennent des calculs de l'écoulement aérodynamique. Lorsque l'air rencontre un obstacle, en l'occurrence le

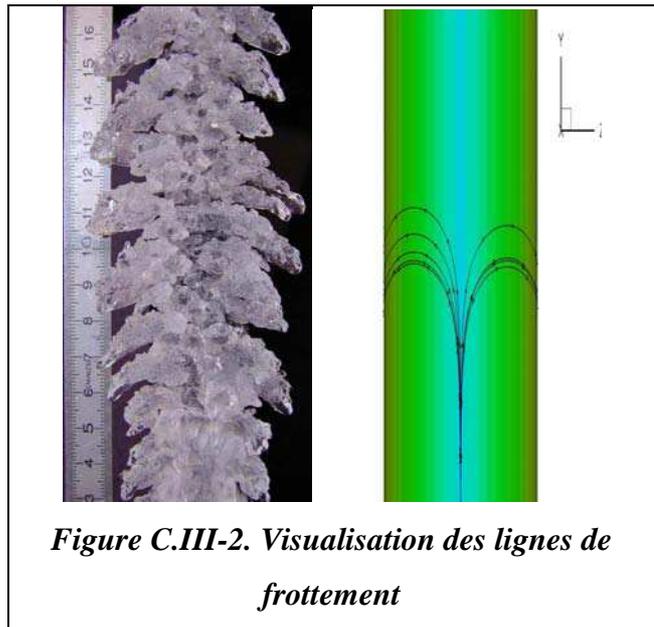


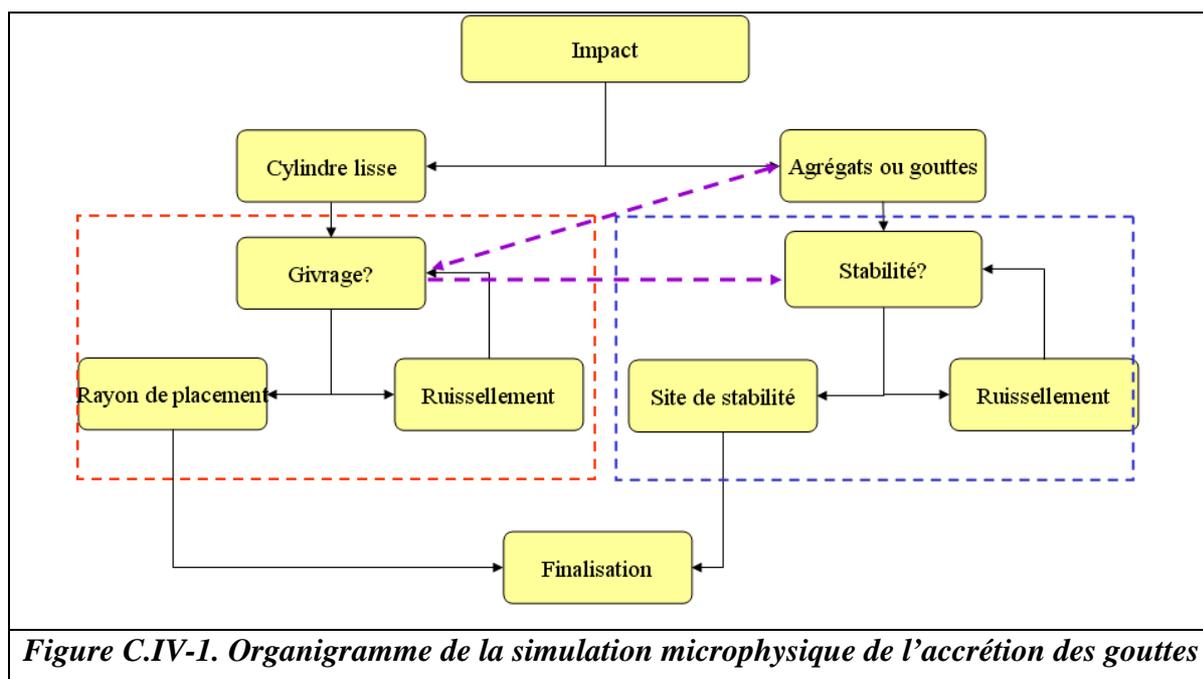
Figure C.III-2. Visualisation des lignes de frottement

cylindre, des frottements se créent à la surface du cylindre. Ces frottements proviennent des contraintes tangentielles à la surface du cylindre. Ce que nous visualisons sur la figure (cf. *Figure C.III-2*) correspond à la composante tangentielle. Ce vecteur est calculé sur la maille locale en moyennant les vecteurs des 4 nœuds. Il va servir de direction pour le ruissellement de la goutte si le tirage aléatoire décrit dans le paragraphe précédent est supérieur à la fraction givrante (dans l'exemple précité, le tirage aléatoire est supérieur à 0,8). Sa direction est celle de la ligne de frottement. Deux informations ont été fournies : un nombre aléatoire est tiré pour savoir si la goutte va givrer ou ruisseler et ensuite la direction de ruissellement sera déterminée.

C.IV Modélisation détaillée du ruissellement

Si la goutte ruisselle, un modèle de ruissellement doit être développé. Ce type de ruissellement dépendra de l'obstacle sur lequel a lieu l'impact : la goutte peut impacter sur le cylindre nu (début de l'accrétion) ou sur une ou plusieurs gouttes déjà givrées. Une analyse de chaque cas va permettre de proposer plusieurs modèles de ruissellement. En premier lieu, nous allons considérer le ruissellement de la première goutte sur le cylindre. Ensuite nous allons exposer les différentes possibilités de ruissellement et de givrage. En second lieu, nous allons considérer le cas d'une goutte qui impacte sur un cylindre rugueux, c'est-à-dire le cylindre couvert d'un certain nombre de gouttes ayant déjà givré. L'organigramme figure (cf. *Figure C.IV-1*) ci-dessous permet de visualiser globalement les cheminements de l'accrétion de chaque goutte injectée. Les deux modules encadrés respectivement en bleu et en rouge pointillés sont les points clés du développement du modèle microphysique de l'accrétion. Enfin les traits violets en pointillés représentent en quelque sorte le couplage des deux blocs (bleu et rouge).

La première partie (§ C.IV.1) concernera l'accrétion des gouttes sur le cylindre nu et la deuxième partie (§ C.IV.2, C.IV.3), le traitement de l'accrétion des gouttes qui ruisselle sur le cylindre couvert de givre ou qui impactent sur des agrégats de gouttes.



C.IV.1 Impact des premières gouttes sur paroi lisse

Lorsque la première goutte impacte le cylindre, la fraction givrante et le vecteur ligne de frottements moyennés sont extraits des nœuds de la maille locale où a lieu l'impact. Deux comportements distincts sont possibles pour la goutte. Dans le premier cas, la goutte givre car le nombre aléatoire tiré est inférieur à la fraction givrante. Dans le deuxième cas, la goutte ruisselle car le tirage aléatoire donne une valeur supérieure à la fraction givrante. Nous allons traiter du givrage de la goutte, ensuite nous traiterons le cas où la goutte ruisselle hors de la maille d'impact et givre sur la maille adjacente. Enfin, nous verrons comment la goutte ruisselle hors de la maille d'impact puis ruisselle de nouveau hors de la maille adjacente.

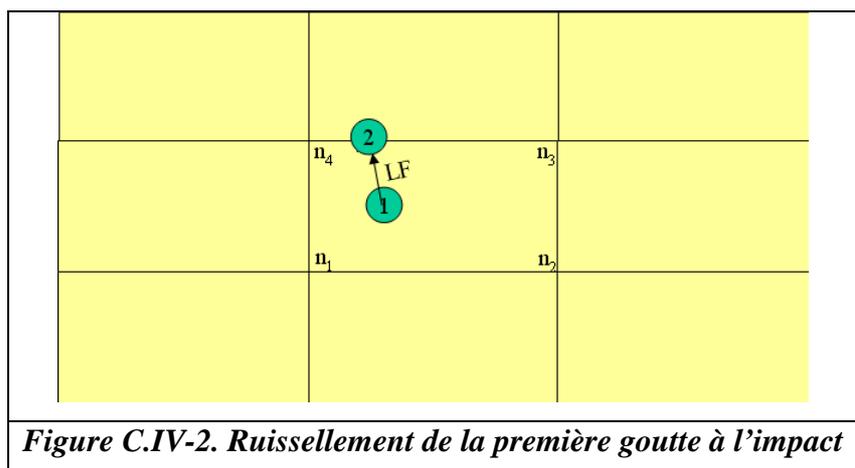
C.IV.1.1 Congélation de la goutte sur une maille impactée

Dans ce premier cas, la goutte va givrer lorsqu'elle impacte le cylindre. Nous sommes dans la situation où $P_{tirage} \leq f_{giv}$. La goutte givre sur la maille locale cela signifie que nous pouvons laisser la goutte à sa place d'impact. Dans le cas où la goutte arrive sur la maille par ruissellement, on la fera translater au sein de la maille dans la direction de la ligne de frottement (cas évoqué dans les paragraphes suivants). Nous verrons par la suite la règle pour placer exactement cette goutte sur cette maille.

C.IV.1.2 Ruissellement de la goutte dans le voisinage de la maille impactée

Dans le cas où la goutte ruisselle, cela implique que le nombre tiré aléatoirement est strictement supérieur à la fraction givrante. La goutte ruisselle alors hors de la maille courante vers la maille située dans le voisinage de celle-ci.

La figure (cf. *Figure C.IV-2*) illustre le ruissellement de la goutte lors de son impact à la position 1 vers la position 2. La translation est effectuée grâce au calcul de la distance entre la position d'impact de la goutte et le



point d'intersection de la ligne de frottement avec le bord de la maille (calculée à partir de la position d'impact). Cette position 2 sera la nouvelle position de la goutte, il suffit alors de traiter cette goutte comme étant une nouvelle goutte arrivant sur la nouvelle maille adjacente.

Le but de cette opération consiste à respecter les valeurs moyennées de la fraction givrante des deux mailles et de connaître la nouvelle direction locale de la ligne de frottement sur la deuxième maille.

C.IV.1.3 Ruissellement sur une maille impactée puis congélation de la goutte sur une maille voisine

La nouvelle position (2) de la goutte est définie par son premier ruissellement de la maille d'impact vers la nouvelle maille. Un nouveau tirage aléatoire est entrepris afin de savoir si la goutte va givrer ou bien ruisseler sur cette nouvelle maille. A présent, quel que soit le comportement de la goutte, une certaine translation aura lieu. En effet, si toutes les gouttes qui ruissent se retrouvent accumulées au bord d'une maille, cela implique que le modèle n'est pas adapté. De plus, cette interprétation numérique ne traduit pas le phénomène physique expérimental. Pour cette raison, si la goutte givre dans la nouvelle maille, cette dernière va se placer aléatoirement sur la nouvelle ligne de frottement. Dans un premier temps, la longueur de la ligne de frottement sur la nouvelle maille est calculée. Cette distance est ensuite divisée par le diamètre de la goutte. Le résultat entier de cette opération correspond au nombre de translations maximales de la goutte. Un tirage aléatoire est effectué de nouveau dans le but de déterminer le nombre de translations compris entre 0 et le nombre maximum de translations, afin de positionner cette goutte sur la nouvelle maille.

C.IV.1.4 Ruissellement sur des mailles dans un voisinage étendu

Dans le cas où la goutte va encore ruisseler sur la nouvelle maille, le même processus de calcul est reproduit :

- ✓ Tirage aléatoire
- ✓ $P_{\text{tirage}} > f_{\text{giv } i} \rightarrow$ ruissellement
- ✓ $P_{\text{tirage}} > f_{\text{giv } i+1} \rightarrow$ ruissellement

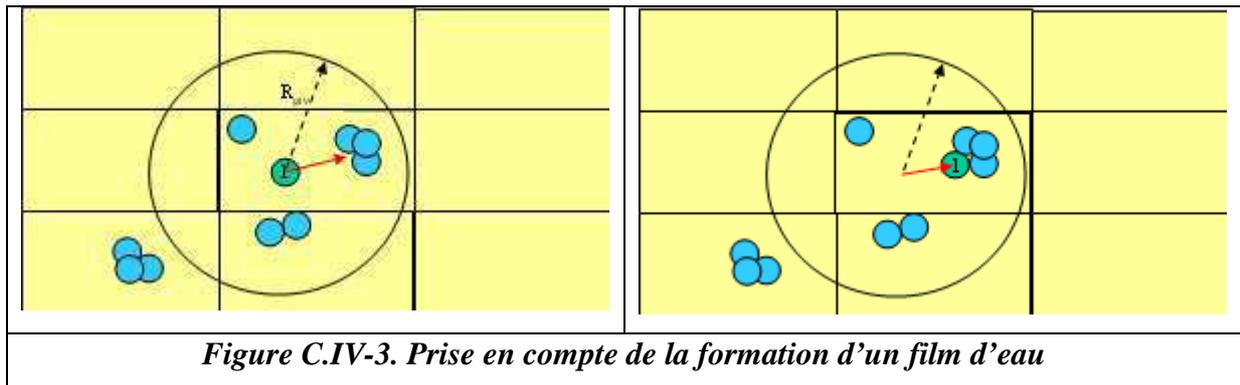
Nous sommes dans le cas où la première goutte, après avoir ruisselé dans la maille locale d'impact, va de nouveau ruisseler dans la nouvelle maille. Cette goutte va ruisseler selon la direction de la ligne de frottement. La distance correspond à l'intersection entre le bord de la maille et la dernière position de ruissellement de la goutte.

C.IV.2 Impact d'une goutte sur paroi recouverte d'un dépôt

La rugosité provient des différentes épaisseurs d'agrégat de gouttes. Chaque agrégat est formé au minimum de deux gouttes d'eau qui ont givré. L'épaisseur des agrégats dépend de la position des impacts des gouttes. Afin de développer un modèle capable de créer ces rugosités, nous allons voir dans un premier temps le comportement d'une goutte qui, lors de son ruissellement, givre dans une maille en partie recouverte de gouttes ayant préalablement givré. Dans un deuxième temps, nous développerons le comportement d'une goutte qui ruisselle et impacte une goutte qui a déjà givré. Ensuite, nous verrons le cas où une goutte impacte une goutte ou un agrégat de gouttes.

C.IV.2.1 Ruissellement et congélation sur le cylindre déjà recouvert de givre

Supposons qu'une goutte ruisselle de maille en maille et s'arrête une fois que le tirage aléatoire est inférieur à la fraction givrante de la maille correspondante. Cette goutte givre sur une maille possédant une multitude de gouttes ayant déjà givré. La modélisation consiste à créer l'équivalent de la formation d'un film d'eau à partir de la tension superficielle de surface. La tension superficielle de surface est définie à la surface de séparation de deux milieux : liquide/solide, liquide/liquide. Lorsqu'il existe deux mêmes phases liquide/liquide (par exemple deux gouttes d'eau liquides côte à côte) ou bien liquide/solide (par exemple la goutte d'eau et la goutte givrée) les gouttes fusionnent pour n'en former qu'une de diamètre plus grand. Ainsi, la surface issue de la fusion est moins grande que la somme de deux surfaces des deux gouttes séparées. En l'occurrence, lorsqu'une goutte impacte le cylindre, elle est déformée et nous pouvons imaginer que, lors du ruissellement de cette goutte, elle soit susceptible de fusionner avec un film d'eau existant ou goutte givrée. Cette fusion provoquerait une déviation durant son ruissellement. En tenant compte de ces aspects, afin de prendre en compte la formation d'un film d'eau bien que nous ayons fait l'hypothèse des sphères dures, il nous faut mettre en contact les gouttes. Ces contacts permettent de minimiser la surface de contact et simulent la tension superficielle de surface [HANSMAN 1988]. Cette dernière est définie grâce à ce que la littérature scientifique appelle le rayon de givrage que nous dénommerons dans la suite par « rayon de givrage » ou encore « rayon de placement » de la goutte. Ce rayon sera détaillé au paragraphe § C.IV.3.1. En effet, lorsque la goutte d'eau ruisselle, cette dernière laisse de la matière lors de son ruissellement en créant de ce fait un film continu tout au long de la direction de ruissellement. Dans la simulation, cette perte de matière n'est pas modélisée mais est faite de sorte que, chaque goutte une fois givrée, se place au contact d'autres gouttes. Ces contacts permettraient de rendre l'aspect continu du dépôt.



La figure (cf. *Figure C.IV-3*) ci-dessus montre le givrage de la goutte 1 en vert sur la figure. La goutte 1 a ruisselé n fois de maille en maille. Lorsque cette goutte est figée, un rayon de givrage est défini. La goutte 1 possède un certain nombre de gouttes d'eau dans ce rayon de givrage. Parmi ces gouttes, certaines forment des agrégats, d'autres sont isolées. La simulation consiste à finaliser l'approche de la goutte 1 sur le site qui contient le maximum de gouttes en contact c'est-à-dire sur le plus gros agrégat de gouttes (même si celui-ci se trouve sur une maille différente de la maille). Nous pouvons visualiser sur la figure (cf. *Figure C.IV-3*) que la goutte 1 a dans son entourage plusieurs sortes d'agrégats : une goutte seule, un agrégat composé de deux gouttes ainsi qu'un agrégat contenant trois gouttes. Parmi ces trois types, la goutte 1 va finir son déplacement sur le site qui contient le maximum de gouttes c'est-à-dire l'agrégat qui possède 3 gouttes. L'image à droite illustre cette finalisation du givrage de la goutte 1.

C.IV.2.2 Ruissellement et congélation sur une goutte givrée

Lorsqu'une goutte ruisselle et rencontre une seule goutte déjà givrée, un test est effectué afin de connaître le nombre de gouttes qui ont givré dans son voisinage. Ce test est encore fait dans le but de prendre en compte ce que la littérature scientifique appelle la tension de surface. Théoriquement, lorsqu'une goutte impacte le cylindre, si la fraction givrante est comprise entre 0 et 1, il se forme un film d'eau. Ce dernier va givrer au fur et à mesure qu'il ruisselle. Toutefois, notre modèle repose sur l'accrétion des sphères dures impliquant l'impossibilité pour une goutte de former un film. Pour cette raison, la tension superficielle de surface est appliquée à la goutte. Cette dernière permet à la goutte de se déplacer numériquement à partir de l'impact d'une goutte sur un site comprenant un agrégat de gouttes. Cette façon de procéder permet d'augmenter la surface de contact entre les gouttes.

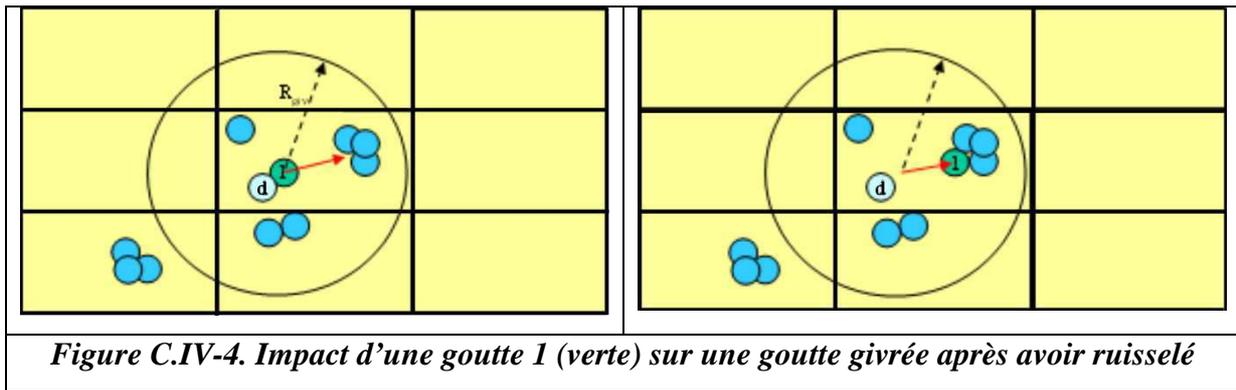
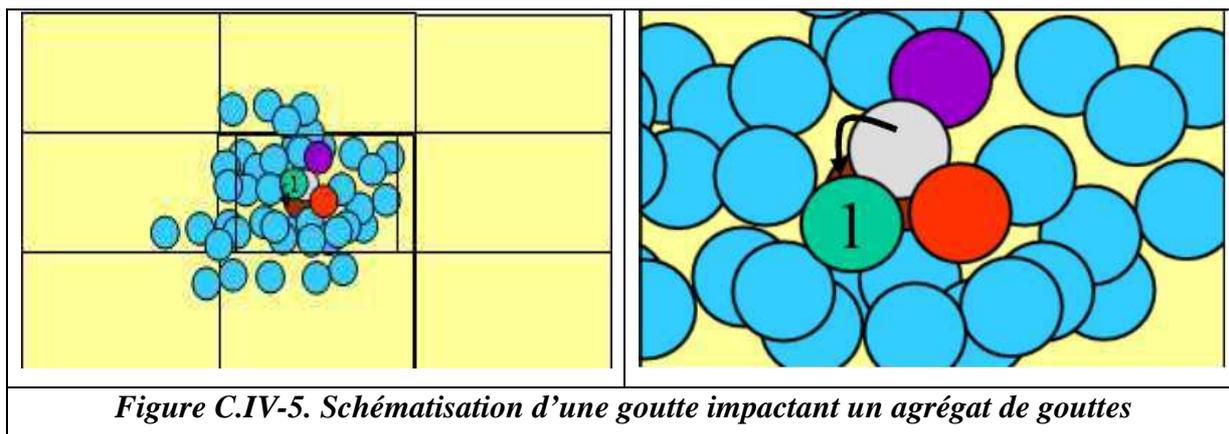


Figure C.IV-4. Impact d'une goutte 1 (verte) sur une goutte givrée après avoir ruisselé

La figure (cf. *Figure C.IV-4*) ci-dessus illustre l'impact d'une goutte (verte) sur une goutte qui a déjà givré (bleu ciel noté « d »). Lorsque cette goutte 1 a impacté la goutte d, un rayon de givrage est défini. Ce rayon dépend de la position de la goutte sur le cylindre, c'est-à-dire en fonction de l'abscisse curviligne. Ce rayon de placement permet à la goutte 1 de se placer sur un agrégat déjà formé. Le placement de la goutte 1 dépend de la taille de l'agrégat situé dans le rayon de givrage. Ce rayon sera exprimé en fonction du nombre de diamètre d'une goutte. Le rayon variera entre $2 d_p$ et $5 d_p$ ces tests seront décrits dans le chapitre D.I, D.II. La goutte 1 se placera dans l'agrégat de la plus grande taille, c'est-à-dire que cet agrégat est formé du plus grand nombre de gouttes au sein du rayon de givrage. La figure (cf. *Figure C.IV-4*) à droite représente le résultat final du phénomène microphysique que nous venons de décrire.

C.IV.2.3 Impact d'une goutte sur un agrégat de gouttes congelés

Dans ce paragraphe, nous voulons modéliser le comportement de la goutte lorsque cette dernière impacte un agrégat de gouttes. La rapidité du givrage de la goutte repose sur la stabilité de cette dernière qui est définie par rapport au nombre de points de contact. Cette stabilité s'appuie elle-même à la fois sur les observations expérimentales et sur la variation du coefficient d'échange convectif. Numériquement, une goutte n'impacte pas un agrégat de gouttes mais une goutte de cet agrégat. Le développement du modèle consiste à maximaliser le nombre de points de contact afin de densifier le givre. Ces impacts sur des agrégats impliquent seulement des rotations des gouttes. Le modèle vise à faire rouler la goutte qui impacte de sorte à ce que celle-ci soit au contact d'un maximum de gouttes givrées.



Dans l'illustration de la figure (cf. *Figure C.IV-5*), la goutte 1 impacte la goutte grise. Cette dernière touche respectivement la goutte violette, la goutte rouge et la goutte marron. Pour chaque goutte de couleur autre que de couleur bleue, on calcule le nombre de points de contact. Par exemple, la goutte violette a 2 points de contact avec la goutte grise et une goutte bleue, la goutte rouge a 3 points de contact (2 gouttes bleues + 1 goutte grise) et enfin la goutte marron possède quant à elle 4 points de contact (bleu, grise, verte et rouge). Dans le but de maximaliser le nombre de points de contact, la goutte verte va finaliser son site de givrage sur la goutte qui possède le plus de points de contact c'est-à-dire sur la goutte marron. Nous venons d'utiliser dans les paragraphes qui précèdent la notion de rayon de givrage ainsi que la notion du nombre de points de contact. Nous allons maintenant voir que ces façons de faire sont importantes dans la microphysique de l'accrétion du givre en dentelle.

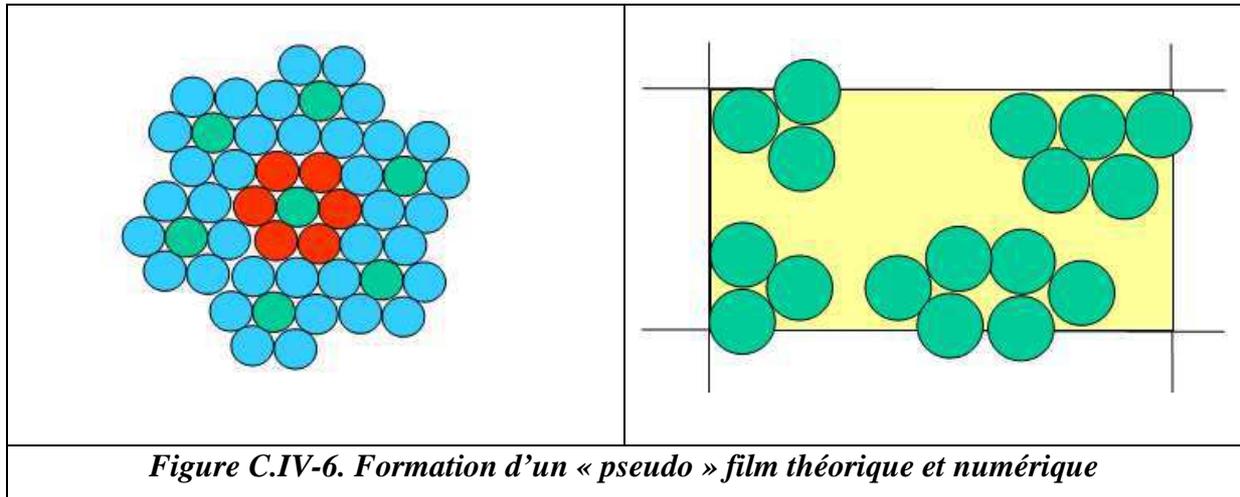
C.IV.3 Modélisation de la rugosité et de l'impact sur agrégat

Jusqu'à présent, nous avons vu comment une goutte réagissait lors de son impact dans différents cas. L'objectif de ce paragraphe consiste à considérer d'une façon empirique et visuelle l'aspect du givre en queue de homard. Ce givre est clairement un givre mixte puisqu'il est constitué d'une combinaison de givre humide et de givre sec. Le givre humide provient d'un processus de ruissellement. Le givre sec est composé du givrage direct des gouttes lors de l'impact. Une loi comportementale qui réunit la combinaison de ces deux types de givre permettrait de remonter et d'avoir la forme typique du givre en queue de homard.

Dans un premier temps, nous aborderons le phénomène de tension de surface qui permettra d'accentuer la discontinuité, et dans la suite nous essaierons de recréer la forme du dépôt en queue de homard.

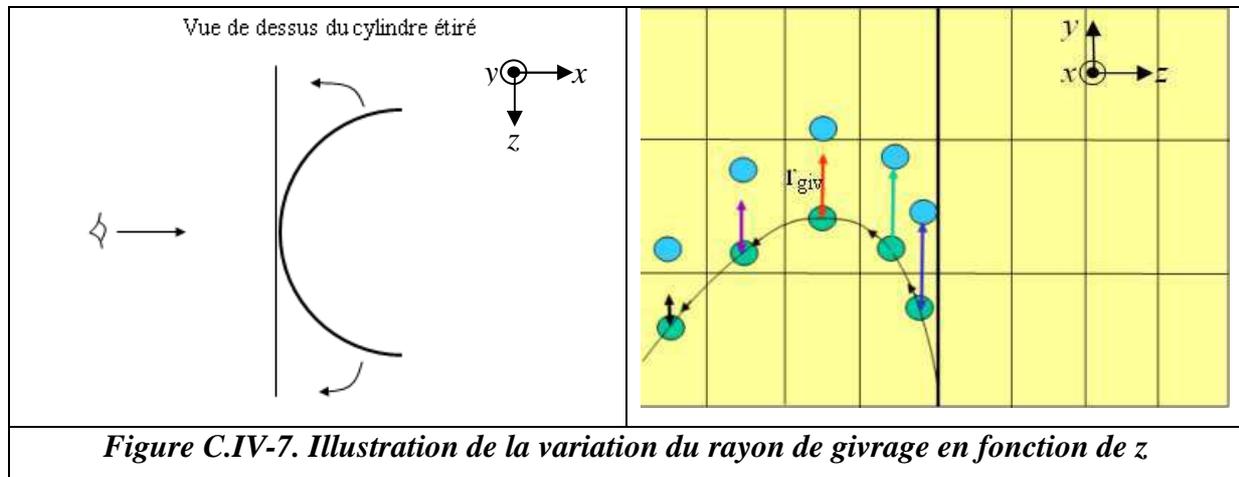
C.IV.3.1 Tension de surface

La tension de surface a été expliquée dans le paragraphe C.IV.2.1 et C.IV.2.2. Cette tension de surface vise à obtenir un givre plus homogène. Cette homogénéité est effective lorsque les gouttes sont regroupées en agrégats c'est-à-dire ont un maximum de points de contact entre elles.



La figure (cf. *Figure C.IV-6*) illustre les représentations des « pseudo » films d'eau. La figure à gauche montre un cas idéal où les gouttes s'alignent et se touchent de manière à augmenter le nombre de contacts entre les gouttes. Numériquement, il est difficile de reproduire l'alignement parfait des gouttes à cause de la trajectoire individuelle suivie par chaque goutte. Le ruissellement par la méthode probabiliste ajoutée à la direction de la ligne de frottements augmentent la difficulté à créer ce genre d'alignement. La figure de droite reproduit les agrégats créés lors des premiers instants d'accrétion. Ces espaces vides entre les différents agrégats laissent à penser qu'il existe une solution analytique permettant de les réduire. Cette condition s'applique pour les premiers instants de l'accrétion c'est-à-dire lorsque les gouttes impactent sur le cylindre lisse. Les expériences ont montré que la rugosité apparaît au-delà de la ligne de partage vers la zone de transition de l'écoulement laminaire/turbulent de l'air. [HEDDE 1992 (1)] L'hypothèse consiste à considérer que la rugosité augmente en fonction de l'éloignement de la ligne de partage. En effet, moins de points de contact entre les gouttes signifie un givrage plus rapide et par conséquent plus sec. Cette hypothèse s'appuie sur le fait que le nombre de Nusselt est fortement augmenté après la zone de transition de l'écoulement laminaire/turbulent du fluide. Cette forte augmentation traduit une forte augmentation du coefficient d'échange convectif et par la même, conduit à un givrage plus rapide. Afin de bien

visualiser le phénomène, considérons le demi-cylindre dont la surface est celle exposée à l'impact des gouttes.



L'illustration de la figure (cf. *Figure C.IV-7*) montre la variation du rayon de givrage. Ce rayon dépend de la position de la coordonnée en z . Il diminue lorsque la distance de la goutte augmente par rapport à la ligne de partage. Ce rayon peut se justifier par le fait qu'une goutte qui doit givrer continue à ruisseler en effectuant une voire deux rotations, avant de se figer (Leroy) La fonction analytique sera dépendante de la coordonnée z et du nombre de points de contact. Cette fonction traduit aussi le fait que la goutte givre plus rapidement dans la zone turbulente où le coefficient d'échange convectif est beaucoup plus élevé que dans la zone laminaire où ce coefficient est plus faible. Elle est décrite par :

$$r_{giv} = r_{0giv} e^{(-z/d_{cyl})} \quad (C.4.1)$$

r_{0giv} = constante correspondante au rayon minimum de givrage

d_{cyl} = diamètre du cylindre, 3 cm

Nous venons de voir que la tension de surface traduite par la relation (C.4.1) permet de créer numériquement la rugosité et la « pseudo » formation d'un film d'eau lors de l'impact des gouttes à la surface lisse du cylindre. L'autre aspect qui permet de renforcer le givre humide et sec provient de l'impact des gouttes sur des agrégats de gouttes.

C.IV.3.2 Ruissellement sur agrégat

Dans ce paragraphe, nous nous efforcerons de trouver une paramétrisation qui permettrait de décrire la combinaison de givre humide près de la ligne de partage, et du givre sec au-delà de cette ligne. En effet, dès lors qu'un certain nombre de gouttes impactent la paroi du cylindre nu, des agrégats se forment et empêchent les futures gouttes d'impacter sur le cylindre à cause de l'effet d'ombrage. De plus, une majorité de gouttes va impacter des gouttes isolées ou des agrégats de gouttes. La simulation du givre humide et sec requiert la formation des agrégats les plus denses possibles vers la ligne de partage et les plus espacés loin de cette ligne. La contrainte pour le modèle analytique est la diminution de la masse volumique du givre lorsque la distance entre l'impact et la ligne de partage augmente. Une possibilité consiste à relier le nombre de points de contact avec la fraction givrante. Cette liaison est réalisée de sorte que plus la fraction givrante est faible et plus le nombre de points de contact (S_{numb}) doit être élevé. La formulation est la suivante :

$$S_{numb} = Int \left[S_{numb0} \cdot e^{(-f_{giv})} \right] \quad (C.4.2)$$

où S_{numb0} = constante de stabilité qui correspond à un nombre déterminé de points de contact

f_{giv} = fraction givrante

La constante de stabilité est déterminée de manière arbitraire. La valeur de ce nombre sera analysée dans l'étude de sensibilité.

Cette fonction a été créée dans le but de rendre le givre plus ou moins dense au moyen du nombre de points de contact. Sachant que la fraction givrante est comprise entre 0 et 1, lorsque la fraction givrante tend vers 0 (ruissellement maximum), le nombre de points de contact correspondra au maximum fixé arbitrairement S_{numb0} . Dans le cas contraire où la fraction givrante est égale à 1 (pas de ruissellement), la goutte givre directement et par conséquent, un seul point de contact est requis dans cette situation. Le modèle doit pouvoir se généraliser. C'est la raison pour laquelle nous utilisons la fraction givrante f_{giv} . Dans cette relation, nous ne tenons pas compte du coefficient d'échange convectif.

Nous allons maintenant raisonner à partir des observations expérimentales et sur des descriptions liées à la rugosité du givre. La rugosité influe sur la zone de transition laminaire/turbulent et surtout sur les échanges convectifs. [YAMAGUCHI 1990], [HEDDE

1992 (1)], [HENRY 1999] ont montré l'influence de la rugosité sur le nombre de Nusselt et donc sur le coefficient d'échange convectif h . D'une part, le nombre de Nusselt augmente de façon drastique dans la zone où l'écoulement est turbulent. D'autre part, les échanges convectifs sont plus élevés au sommet des agrégats que dans les creux des agrégats de gouttes. Pour cela, nous nous proposons de mettre en œuvre une nouvelle formulation qui dépendra de deux facteurs principaux : l'épaisseur du givre et donc sa hauteur ainsi que l'abscisse curviligne reliée directement à la coordonnée en z . La position de la goutte sur un agrégat donc sa hauteur relative par rapport à la hauteur maximale du givre permet à la simulation de tenir compte des coefficients d'échange. Plus l'impact s'approche de la hauteur maximale et plus la goutte va givrer rapidement. Cela se traduit dans la modélisation par un nombre stabilité minimum. De plus, le coefficient d'échange augmente avec l'abscisse curviligne vers la zone turbulente.

$$S_{numb} = Int \left[S_{numb0} e^{\left(- \left(\frac{H}{H_{max}} + \frac{z}{r_{cyl}} \right) \right)} \right] \quad (C.4.3)$$

Dans la relation analytique(C.4.3), H représente la hauteur de la goutte lors de son impact et H_{max} représente la hauteur maximale atteinte par le givre. r_{cyl} représente le rayon du cylindre, soit 1,5 cm. On peut noter que la fraction givrante n'intervient plus dans cette nouvelle formulation. Celle-ci est réalisée de sorte que l'exponentiel soit compris entre 0 et 1. Pour une goutte qui impacterait le cylindre nu sur la ligne de partage, alors le nombre de points de contact sera maximum puisque l'exponentielle tendra vers 1. Pour le même cas, si maintenant, la hauteur H tend vers H_{max} , alors, l'exponentielle tendrait vers e^{-1} soit $\sim 0,368$. Si S_{numb0} est fixé à 4 par exemple, alors la $S_{numb}=1$ soit un point de contact.

C.IV.3.3 Stabilité sur agrégat

Lorsqu'une goutte impacterait un agrégat, celle-ci ne va pas givrer tant que le tirage du nombre aléatoire est supérieur à la fraction givrante. Cette dernière est mémorisée dans la goutte déjà givrée qui a impacté. En effet, à chaque fois qu'une goutte a totalement givré, nous lui affectons la valeur de la fraction givrante venant de la maille locale. Si la goutte n'impacte pas directement le cylindre mais un agrégat, la fraction givrante est connue grâce à la goutte impactée. Concrètement, le bilan thermodynamique est calculé à la paroi du cylindre et

permet de savoir quand va givrer une goutte qui impacterait dessus. Cependant, lorsque le cylindre est déjà recouvert par le givre, le bilan thermodynamique ne peut plus être calculé pour tenir compte de l'ensemble cylindre plus le givre formé. Dans cette situation, nous supposons que le bilan thermodynamique reste identique pour la paroi+givre.

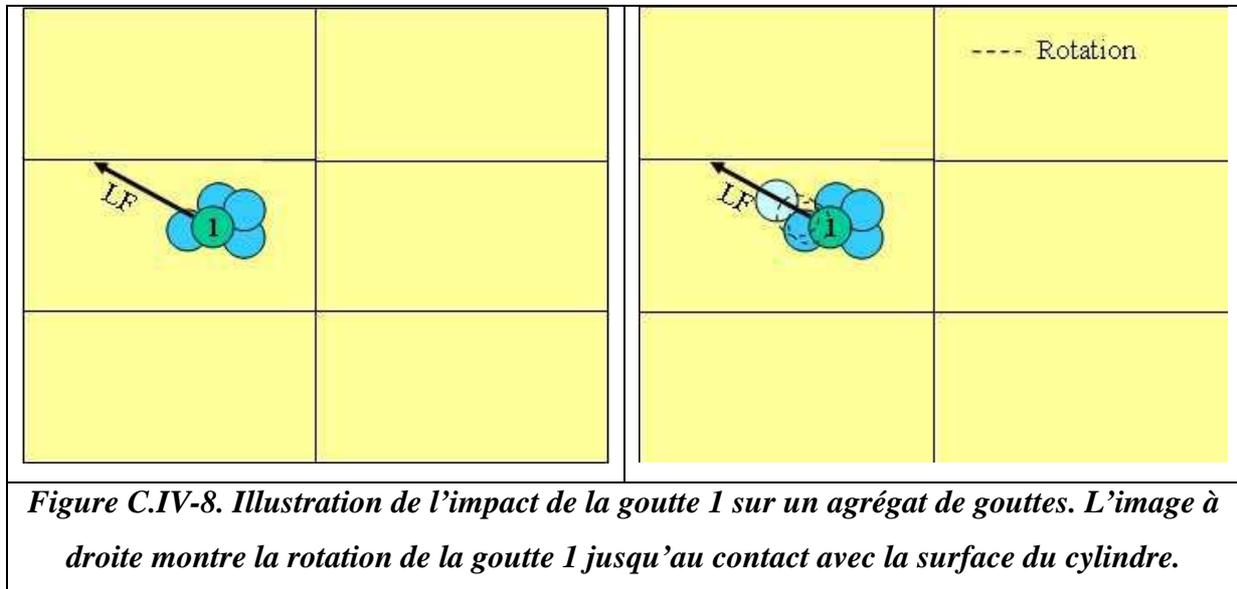
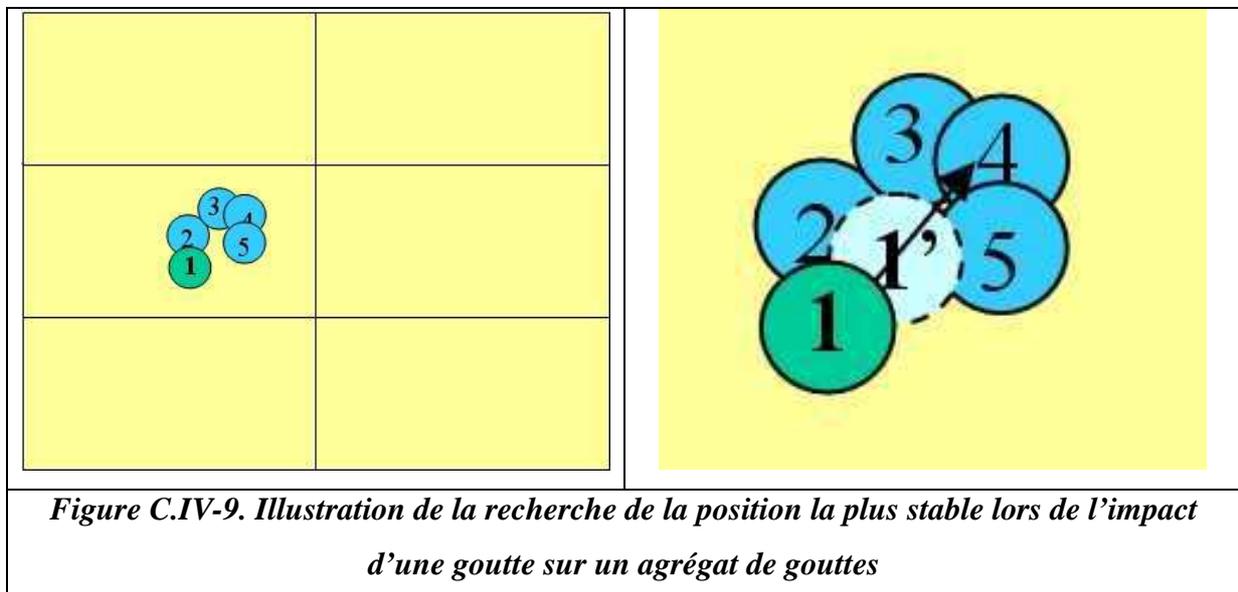


Figure C.IV-8. Illustration de l'impact de la goutte 1 sur un agrégat de gouttes. L'image à droite montre la rotation de la goutte 1 jusqu'au contact avec la surface du cylindre.

La figure (cf. *Figure C.IV-8*) ci-dessus montre l'impact d'une goutte (verte) sur un agrégat de gouttes (bleues). L'hypothèse de la sphère dure implique que la goutte qui impacte un agrégat, elle n'impacte en réalité qu'une goutte appartenant à cet agrégat de gouttes. Ce contact permet de prélever la fraction givrante et de tirer un nombre aléatoire afin de pouvoir les comparer. Dans le cas où la goutte 1 (goutte impactante) givre, c'est-à-dire que le nombre aléatoire tiré est inférieur ou égale à la fraction givrante, un nombre de points de contact est requis. Ce dernier est donné par l'équation (C.4.3) du nombre de stabilité S_{numb} . Dans le cas contraire où le tirage aléatoire donne un nombre supérieur à la fraction givrante, alors la goutte va ruisseler, c'est-à-dire faire des rotations dans la direction de la ligne de frottement (LF). L'image de droite montre que la goutte 1 ruisselle via les gouttes en traits pointillés jusqu'au contact avec la paroi du cylindre. A ce moment là, deux options sont possibles pour la goutte 1. Soit elle continue de ruisseler dans la maille locale dans la direction de la ligne de frottement si le tirage aléatoire donne un nombre supérieur à la fraction givrante prélevé sur la maille, soit elle givre si le tirage aléatoire est inférieur ou égal à la fraction givrante de cette maille. Dans le cas où la goutte 1 continue de ruisseler, cela implique qu'il y ait détachement de la goutte 1 avec une ou plusieurs gouttes de contact. Cette hypothèse peut se traduire

physiquement de deux façons. Soit la force ou l'inertie de la goutte est très grande, soit c'est la formation d'un film d'eau résultant de la tension superficielle de surface.

Dans ce modèle, nous ne considérons plus le ruissellement de la goutte impactant sur un agrégat de gouttes mais directement la recherche de sa stabilité grâce à la fonction de stabilité définie en C.IV.3.3. Chaque goutte qui va impacter un agrégat de gouttes ou une seule goutte va givrer en se cherchant un site où elle sera le plus stable possible. L'équation est résolue en prélevant la fraction givrante de la goutte en contact. Le nombre de points de contact est donné par la relation (C.4.3), et par conséquent, le site de recherche du nombre de points de contact est initié.



La figure (cf. *Figure C.IV-9*) ci-dessus montre le comportement d'une goutte qui impacte un agrégat de gouttes. Lorsque la goutte 1 impacte la goutte 2, nous recherchons alors le nombre de gouttes dans son voisinage ayant un rayon inférieur à la moitié du diamètre d'une goutte. Ainsi, dans l'exemple ci-dessus, la goutte 2 « voit » les gouttes 3, 4 et 5 (nous ne tenons pas compte de la goutte 1). Il s'agit alors de connaître exactement le nombre de points de contact pour les gouttes 3, 4 et 5. Ainsi, la goutte 3 a deux points de contact, la goutte 4 a deux points de contact et la goutte 5 a un point de contact. Pour finaliser l'approche, la direction prise par la goutte 1 serait alors vers la goutte 3 ou 4.

D Validation du modèle microphysique

D.I Validation dans des conditions aérogivrantes propices à la formation de dépôt de givre sec

Le chapitre précédent a traité du développement du modèle microphysique d'accrétion du givre. On suppose que, ni l'écoulement aérodynamique, ni les trajectoires des gouttes, ni le bilan thermodynamique, ne varie pas en fonction de la formation du dépôt de givre. L'objectif de ce chapitre consiste à valider ce modèle dans le cas du givre en queue de homard. Pour cela, nous commencerons d'abord par un cas simple c'est-à-dire une accrétion bidimensionnelle en comparaison avec les études issues de la littérature [SZILDER 2002], [SZILDER 2003]. Lorsque la validation est effective pour l'accrétion 2D, une validation tridimensionnelle est requise. Ensuite, pour l'aspect tridimensionnel, une accrétion numérique de givre sec sera réalisée. Enfin, lorsque le cas du givre sec aura été confronté à la littérature scientifique, le cas du givre en queue de homard sera alors testé. Ce test sera effectué grâce à une étude paramétrique.

Le givre sec résulte du givrage rapide dès l'impact des gouttes. Il peut survenir compte tenu des conditions expérimentales lorsque la température de l'air est inférieure à 10°C de sorte qu'à l'équilibre thermodynamique, la température de la paroi reste toujours négative. Durant la formation de ce givre, le phénomène de ruissellement est inexistant. D'autres facteurs peuvent intervenir comme la vitesse, la teneur en eau liquide ou encore le diamètre moyen des gouttes. En effet, une faible teneur en eau liquide fait que chaque goutte impactant l'obstacle a le temps de congeler individuellement alors qu'une grande teneur en eau liquide augmente la probabilité que plusieurs gouttes impactent le même endroit de l'obstacle. La conséquence en est qu'il peut se créer la formation d'un film d'eau liquide et un éventuel givrage en forme de corne. Pour cela, nous allons décrire la procédure test bidimensionnel du givre, ensuite nous allons vérifier la validité de la captation des gouttes et enfin les accrétions tridimensionnelles du givre sec. Les gouttes considérées dans toute l'étude correspondent aux gouttes numériques.

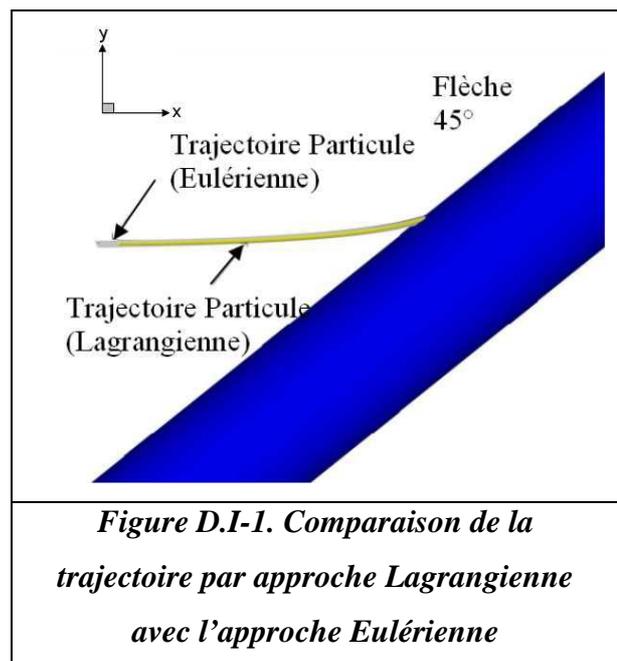
D.I.1 Définition des cas tests bidimensionnels

Ils permettent de mettre en évidence les formes de givre sec parfaitement connues dans la littérature. Ces injections 2D sont des injections linéiques, elles peuvent se faire en fonction de l'axe y ou de l'axe z en fonction des critères de comparaison avec les études théoriques et expérimentales.

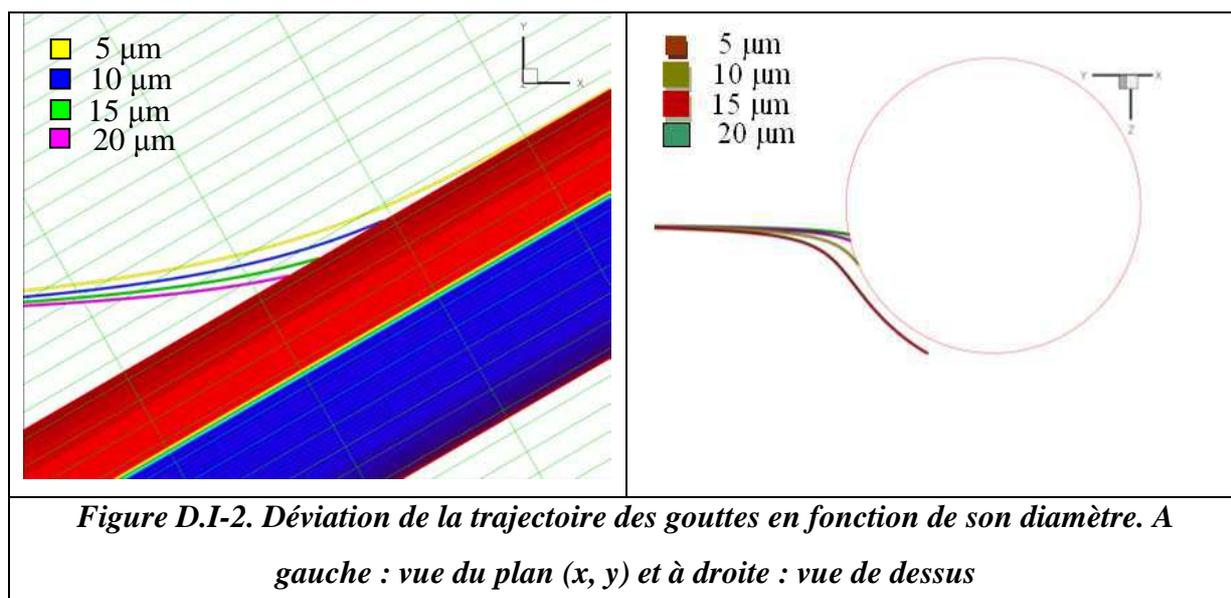
D.I.2 Validation de la trajectoire des gouttes par l'approche Lagrangienne

Chaque goutte est injectée après que la précédente ait totalement givré à travers la fenêtre d'injection définie précédemment. A chaque instant t , la position de la goutte doit être déterminée dans une cellule donnée afin d'interpoler la vitesse de l'air et ensuite de calculer la vitesse de la goutte.

La figure (cf. *Figure D.I-1*) montre la trajectoire de la gouttelette issue de deux approches différentes : Eulérienne et Lagrangienne. Ces deux trajectoires sont confondues et impliquent que le calcul de la vitesse et de la trajectoire de la goutte par la méthode Lagrangienne est correct. Il est intéressant de voir comment évolue la trajectoire de goutte en fonction de son diamètre. La traînée de la goutte est plus ou moins importante en fonction du diamètre au carré de la goutte. Plus le diamètre de la goutte est élevé et plus la traînée devient



importante. L'explication vient du fait qu'en augmentant la taille de la goutte, sa surface augmente aussi. Étant donné que le paramètre de Stokes est fonction de la surface, l'augmentation de celui-ci augmente l'inertie de la goutte et par conséquent, moins la trajectoire est déviée à l'approche de l'obstacle.



Les figures (cf. *Figure D.I-2*) ci-dessus illustrent la trajectoire de 4 gouttes de tailles différentes variant de 5 microns à 20 microns sur une flèche de 60° . L'injection des 4 gouttes sur la figure de gauche s'est faite selon une injection à partir d'un même point c'est-à-dire avec les valeurs de x et de y constantes et la valeur nulle de z de façon à être sur la ligne de partage. Notons que la trajectoire de la goutte est d'autant plus déviée que le diamètre est petit. La figure de droite représente également l'injection de 4 gouttes de taille variable (5 microns à 20 microns). L'injection est toujours à partir d'un même point à l'infini amont c'est-à-dire x, y, z constants et non nuls. Cette injection permet de visualiser la déviation selon l'axe z . Ce test permet de conclure que si la goutte est trop petite, il est impossible de la faire impacter sur le cylindre car ne possédant que très peu d'inertie, celle-ci suivra la trajectoire du fluide porteur (air). En revanche, du fait de l'inertie des gouttes, la captation est d'autant plus importante que le diamètre est élevé. Expérimentalement, les gouttes de 20 microns conduisent bien à la formation du givre en dentelle. C'est la raison pour laquelle cette valeur, correspondant au DVM du spectre des gouttes obtenu lors des expériences, sera retenue tout au long de cette étude.

D.I.3 Etude de l'angle d'ouverture des plumes

Un test a été réalisé pour visualiser le givre sec. Personne en 1988 [PERSONNE 1988] a déjà effectué ce test dans son étude sur le givre et a découvert plusieurs aspects du givre sec que nous allons visualiser et décrire ici.

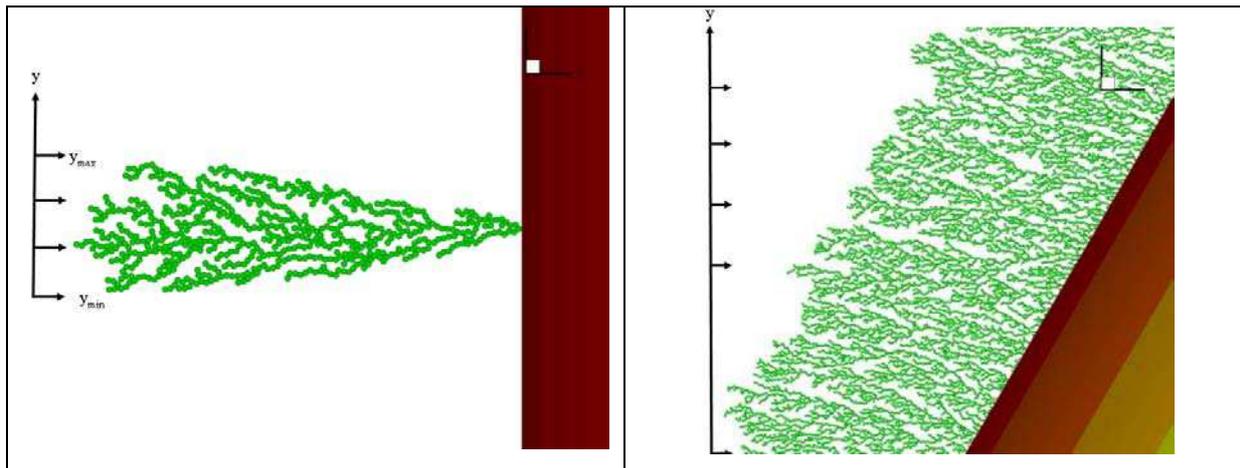


Figure D.I-3. Accrétion givre sec sur cylindres de 0° et de 30°. A gauche : givrage en plume. A droite : givrage sec sur une ligne d'injection selon l'axe y.

La figure à gauche (cf. *Figure D.I-3*) ci-dessus simule l'injection goutte à goutte suivant l'axe y pour x constant et z nul de façon à ce que les gouttes impactent bien le cylindre au niveau de la ligne de partage. L'injection se fait de façon probabiliste. Un tirage aléatoire est effectué pour trouver la position de la goutte au départ sur la ligne d'injection qu'on appellera par la suite injection linéique. A chaque nouvel impact, la fenêtre $[y_{\min}, y_{\max}]$ devient donc $[y_{\min}-dp, y_{\max}+dp]$ avec dp le diamètre de la goutte où y_{\min} et y_{\max} correspondent à la position minimale et maximale des gouttes ayant déjà impactées. Les trajectoires sont rectilignes, cette façon d'opérer conduit l'accrétion au givrage en forme de plume montré et modélisé expérimentalement par Personne [PERSONNE 1988]. L'angle d'ouverture statistique trouvé par l'auteur vaut alors environ de 34° (cf. *Figure D.I-4*).

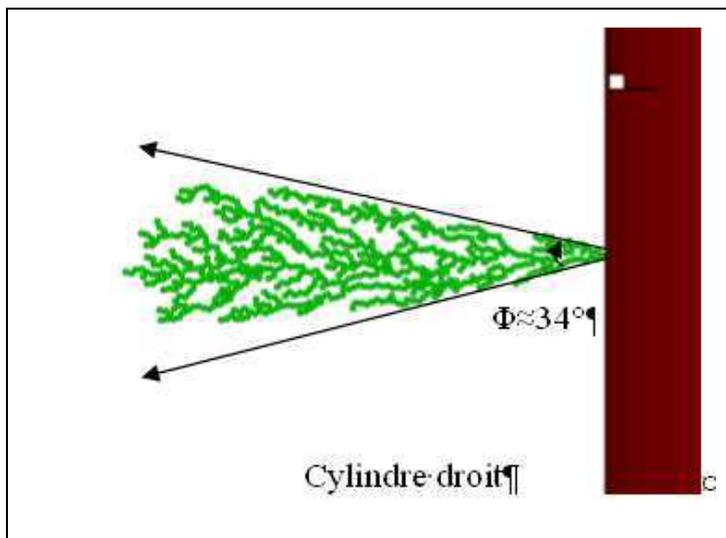


Figure D.I-4. Accrétion linéique du givre sous forme de plume sur un cylindre droit : illustration de l'angle d'ouverture.

Les trajectoires sont rectilignes, cette façon d'opérer conduit l'accrétion au givrage en forme de plume montré et modélisé expérimentalement par Personne [PERSONNE 1988]. L'angle d'ouverture statistique trouvé par l'auteur vaut alors environ de 34° (cf. *Figure D.I-4*).

L'angle d'ouverture issu de notre modélisation vaut environ 34° et est totalement en accord avec les résultats statistiques effectués sur 37 éventails simulés par l'auteur et en même temps

mesuré sur les bords de dépôts de givre. La figure (cf. *Figure D.I-3*) à droite illustre une injection linéique selon l'axe y au niveau de la ligne de partage sur un cylindre en flèche de 30°. Dans cette simulation, les trajectoires sont rectilignes. Tout se passe à l'intérieur du dépôt comme dans le cas des plumes du fait de la flèche, un côté de la plume est impacté tandis que de l'autre côté, il y a le phénomène d'ombrage sans aucun impact. De sorte que les zones sans dépôts s'orientent selon la relation :

$$\alpha = \beta + 17 \quad \text{où } \alpha \text{ et } \beta \text{ sont les angles d'impact et l'inclusion d'air par rapport à la normale (n) du cylindre en flèche}$$

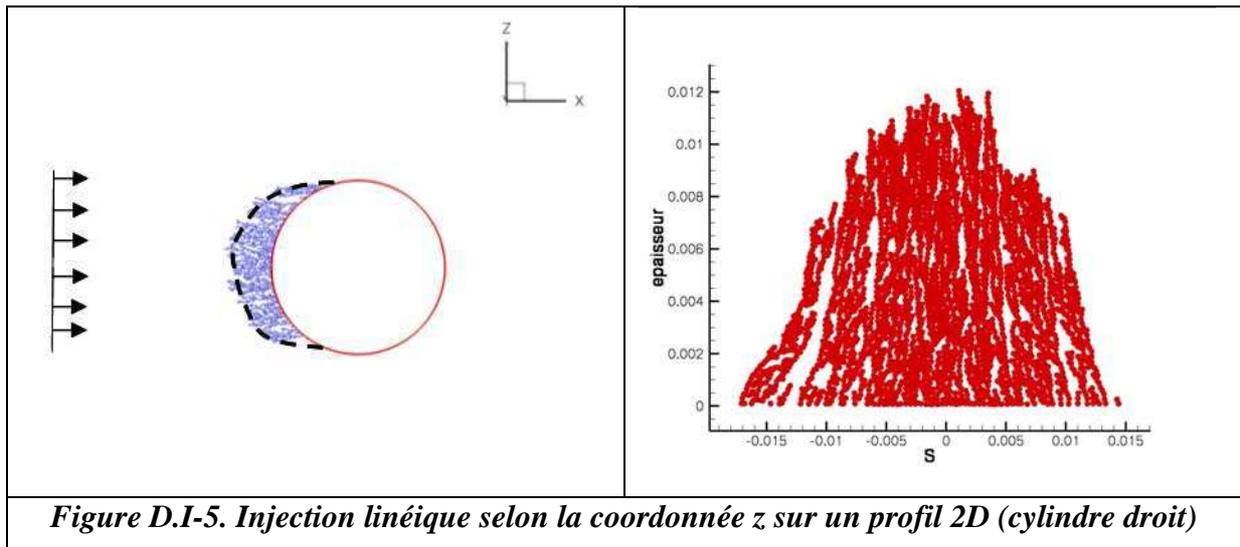
Ou

$$\gamma = 180 - 17 = 163^\circ \quad \text{où } \gamma \text{ est l'angle des inclusions par rapport à l'axe x dans le cas des trajectoires rectilignes.}$$

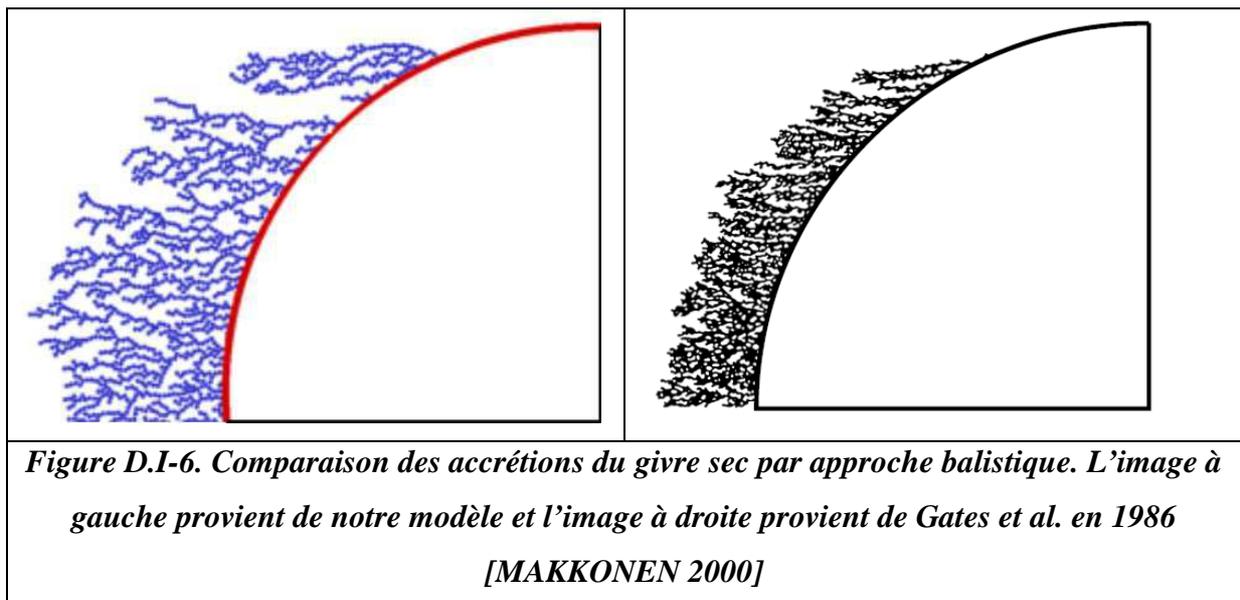
P. Personne montra qu'il existe un phénomène de périodicité de l'accrétion selon l'axe y et que la taille des zones sans captation est d'autant plus grande que la flèche est grande. Cette périodicité est retrouvée aussi dans notre simulation. Ces tests permettent de valider les bases dans le cas de l'accrétion du givre sec avant de poursuivre la simulation vers l'accrétion du givre plus complexe.

D.I.4 Test 2D du givre sec sur un cylindre perpendiculaire à l'écoulement

Le test d'injection linéique en fonction de la largeur du cylindre permet à titre qualitatif de visualiser l'accrétion du givre sec. En effet, la croissance de ce givre entraîne une captation différente. Dans cette simulation, les trajectoires des gouttes, avec déviation, sont prises en compte. Cette différence est due à la variation de l'angle de la flèche du cylindre. Nous avons vu dans l'approche Eulérienne que la captation diminue lorsque la flèche augmente, il est intéressant de montrer que cette variation se retrouve également avec l'approche Lagrangienne.



La figure (cf. Figure D.I-5) ci-dessus illustre l'injection de 4000 gouttes. La ligne d'injection a été réalisée pour z compris entre -1.65 cm et 1.65 cm. La forme créée est très aérée et contient beaucoup d'interstice caractérisant ainsi le givre sec. La ligne en traits pointillés sur la figure de gauche montre la forme aérodynamique extérieure du givre sec. Sur la figure de droite, l'épaisseur (en mètre) du dépôt est visualisable en fonction de l'abscisse curviligne. Nous remarquons de façon qualitative que la courbure ressemble à la courbe du coefficient de captation β (cf. B.III.5). L'analyse est qualitative, cependant, grâce à la validation de la trajectoire individuelle de chaque goutte, nous pouvons admettre que le coefficient de captation est également validé.



La figure (cf. *Figure D.I-6*) ci-dessus illustre les deux simulations d'accrétion de givre sec par approche balistique. L'image de gauche provient de l'accrétion réalisée à la figure (cf. *Figure D.I-5*). Elle ne représente que le quart du cylindre, par conséquent, environ 2000 gouttes numériques se sont déposées à la surface du demi-cylindre. La simulation issue de l'image à droite a été effectuée par Gates et al. en 1986 [MAKKONEN 2000] pour une injection de 10000 gouttes. La comparaison ne se base pas sur l'épaisseur du givre théorique déposée car les images ne sont pas à l'échelle. Toutefois, les formes de plume (ramification) sont semblables. Les ramifications forment toutes des branchages qui à terme donnent bien l'aspect de plume que nous avons analysé précédemment. Nous venons de montrer que les deux formes ramifiées de l'accrétion du givre sec sont semblables et valident donc notre modèle dans le cas de l'accrétion du givre sec.

D.I.5 Définition des cas tests 3D

Le test de l'accrétion 2D a permis de valider la formation du givre en plume c'est-à-dire son angle d'ouverture. Il a également permis de mettre en exergue le fait que les gouttes givent bien lors de l'impact et qu'il y a seulement un point de contact. Dans un premier temps, nous allons créer une fenêtre d'injection qui va permettre de faire une accrétion dans une zone précise du cylindre droit. L'objectif du test consiste à évaluer la forme du givre sec sur le cylindre droit. Nous allons voir si la flèche du cylindre a un effet sur l'accrétion même sèche.

D.I.5.1 Accrétion sur cylindre droit

Dans cette simulation, nous allons injecter 500000 gouttes sur le cylindre droit en utilisant l'approche Lagrangienne. La fenêtre d'injection est définie pour y appartenant à l'intervalle $[0,1 ; 0.14]$ m et pour z appartenant à l'intervalle $[-0,0165 ; 0]$ m, cette façon de procéder permet de dupliquer selon le plan $\{x, y\}$. Cette duplication symétrique par rapport à la ligne de partage permet de minimiser le temps de calcul tout en obtenant une accrétion sur tout le diamètre du cylindre droit.

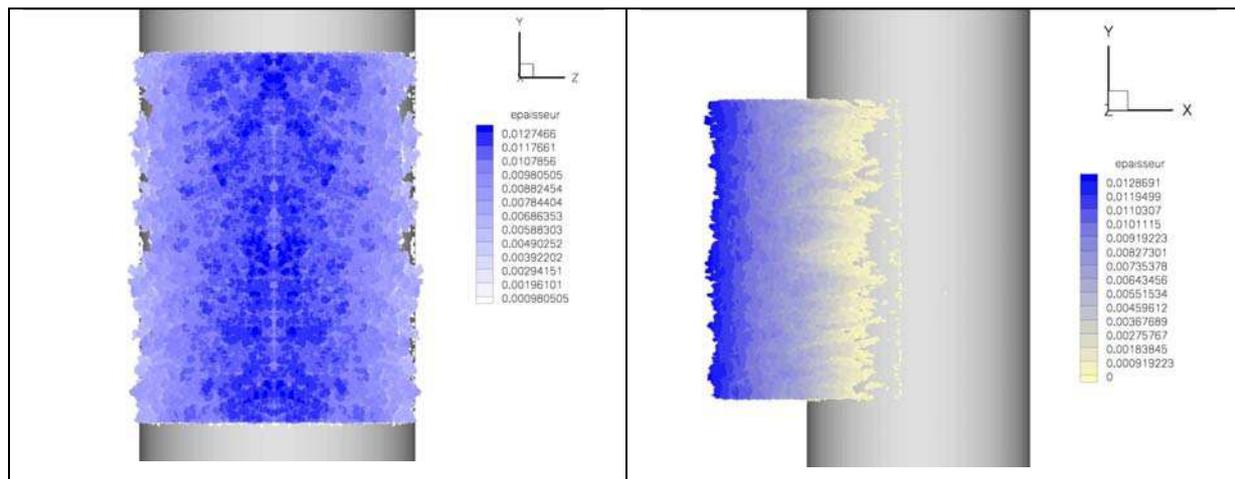


Figure D.I-7. Dépôt de givre sec sur un cylindre droit

Cette figure (cf. *Figure D.I-7*) montre l'accrétion de 500000 gouttes givrées sur la moitié du cylindre puis 500000 gouttes sur l'autre moitié grâce à la symétrie par le plan $\{x, y\}$. Pour un total de 1000000 de gouttes accrétées dont 500000 gouttes injectées, l'épaisseur maximale du dépôt est d'environ 1,8 cm.

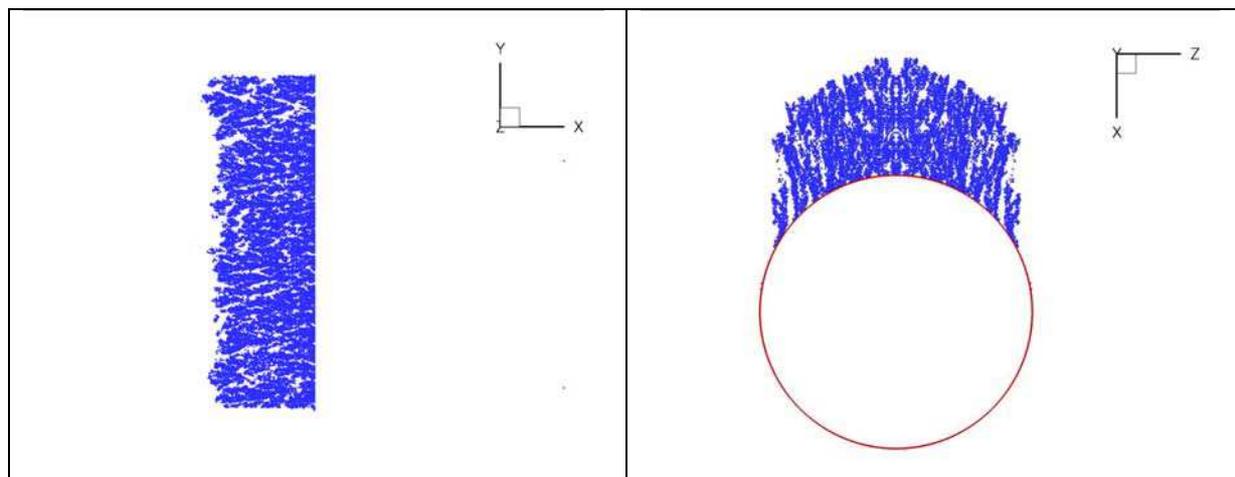


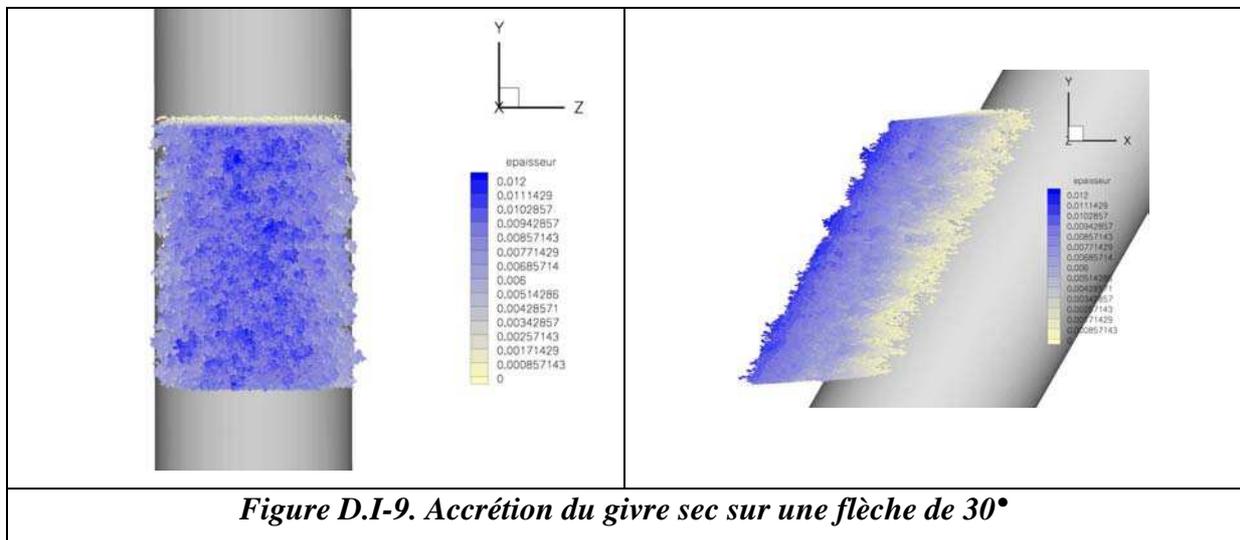
Figure D.I-8. Vue d'une fine épaisseur de givre sec suivant les plans $\{x, y\}$ et $\{x, z\}$ du dépôt

Nous avons pris les coupes selon les plans $\{x, y\}$ et $\{x, z\}$ d'une épaisseur équivalente à 2,5 fois le diamètre d'une goutte numérique soit 0.0005 m afin de pouvoir visualiser les formes des plumes. La figure (cf. *Figure D.I-8*) montre les différentes plumes formées. Les plumes sont plus visibles dans la coupe suivant le plan $\{x, y\}$ obtenues pour z compris entre 0 m et - 0.0005 m que suivant le plan $\{x, z\}$ appartenant à l'intervalle $[0,12 ; 0,12005]$. Les

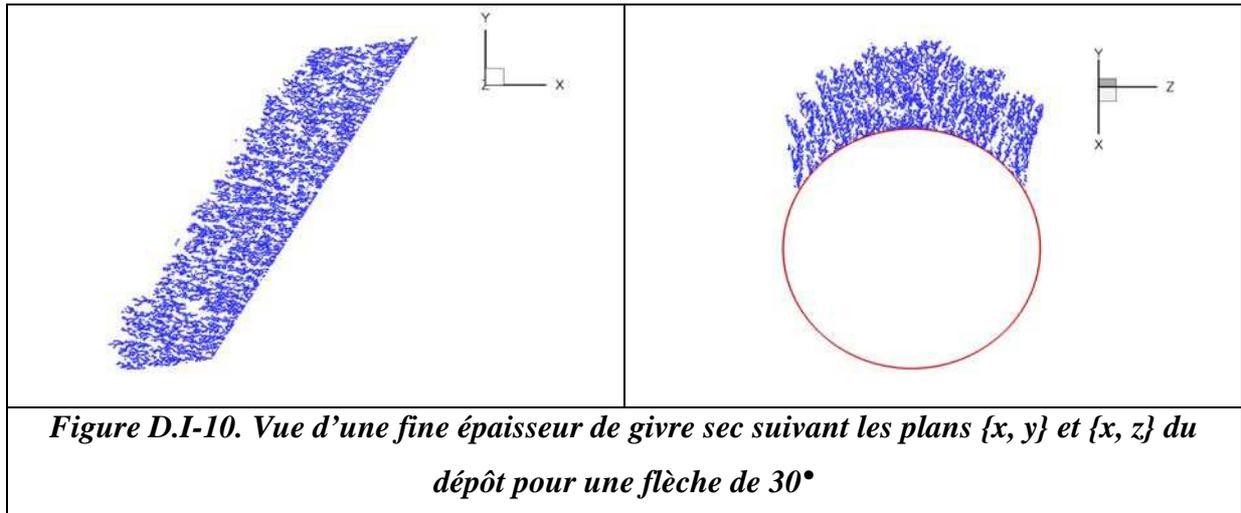
nombreuses inclusions d'air démontrent que les gouttes givrent directement lors de leurs impacts et montrent par conséquent un givre aéré caractéristique du givre sec.

D.I.5.2 Accrétion sur cylindre en flèche

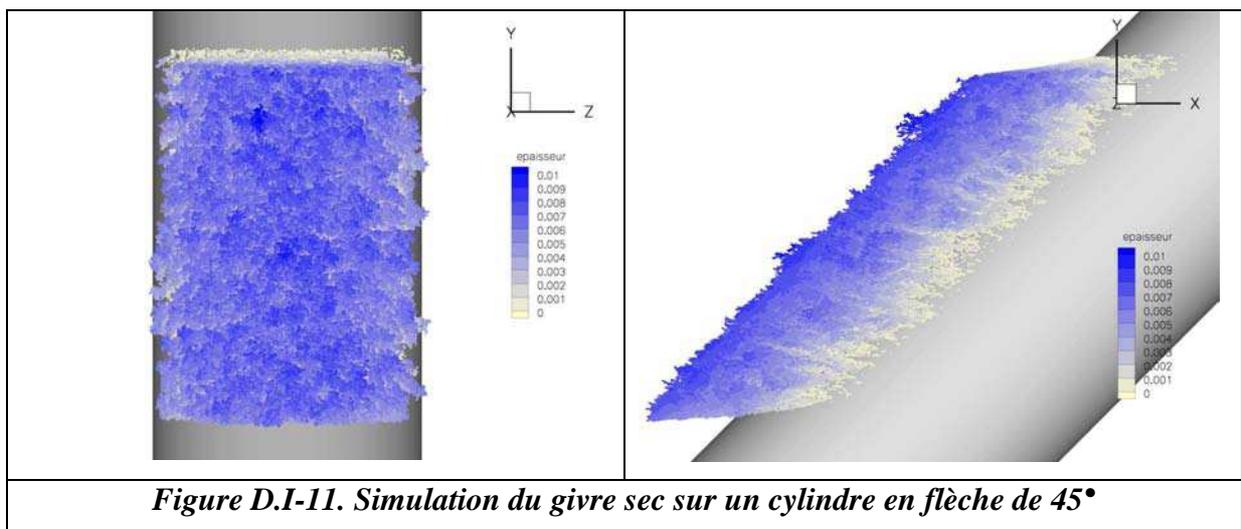
L'accrétion du givre sec sur un cylindre en flèche permettra de voir en quoi la géométrie du cylindre joue un rôle important dans le développement des discontinuités observées dans le givrage des queues de homard. La fenêtre d'injection définie dans le cadre de ce test est le suivant : y appartient à l'intervalle $[0,1 ; 0.14]$ m et z $[-0,0165 ; 0.0165]$ m. Nous n'utilisons pas de symétrie dans le cas présent.



La figure (cf. *Figure D.I-9*) représente un dépôt de 420000 gouttes dans le plan $\{y, z\}$ sur l'image de gauche et dans le plan $\{x, y\}$ sur l'image à droite. L'aspect du dépôt est homogène car il n'y a pas de ruissellement au cours du mécanisme d'accrétion. Les plumes formées sont visibles sur l'image de droite.



Sur l'illustration de droite de la figure (cf. *Figure D.I-10*) ci-dessus, nous pouvons visualiser les interstices créés par l'effet d'ombrage. Sur la figure (cf. *Figure D.I-10*) de gauche, le givre sec forme des plumes tout au long de la zone de partage c'est-à-dire pour z compris entre 0 et -0,0005 m.



La figure (cf. *Figure D.I-11*) illustre la simulation du givre sec sur un cylindre dont la flèche correspond à 45° . Nous apercevons un givre homogène sur l'ensemble de la fenêtre d'injection. Des discontinuités sont visibles et sont créées par l'effet d'ombrage. L'image de droite quant à elle, montre l'accrétion en vue du plan $\{x, y\}$.

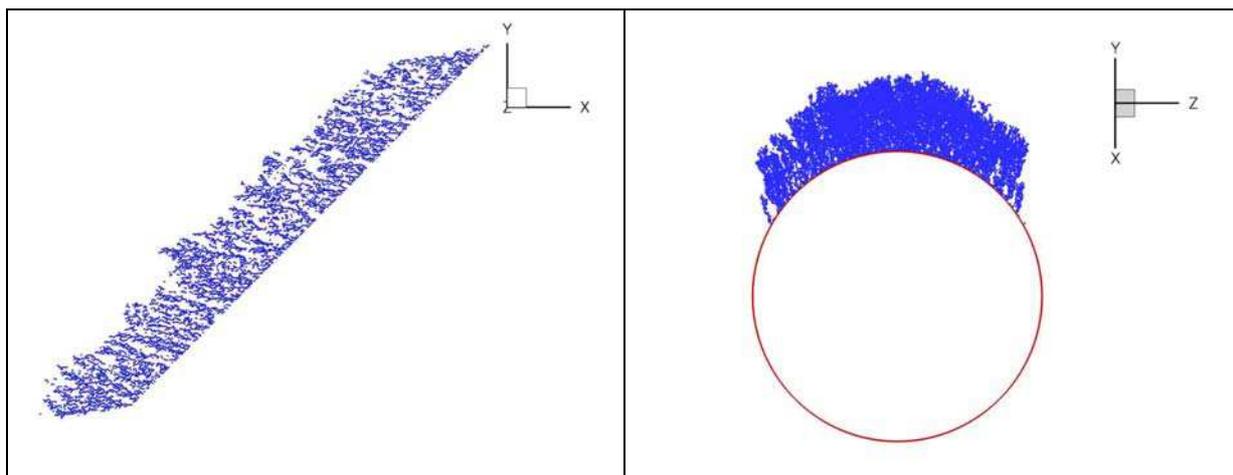


Figure D.I-12. Illustration d'une fine couche de givre prise à la ligne de séparation ainsi qu'un plan de coupe

La figure (cf. *Figure D.I-12*) illustre la simulation pour une flèche de 45° . On constate sur la figure de gauche que les inclusions d'air sont plus importantes que dans le cas d'une flèche de 30° (*Figure D.I-10*). La figure de droite est obtenue en faisant la projection de toutes les gouttes sur toute la surface du cylindre contrairement à celle de la figure (cf. *Figure D.I-10*). Dans tous les cas, le dépôt présente des épaisseurs proches quel que soit l'angle de la flèche. L'accrétion du givre sec a permis de valider le calcul de la trajectoire des gouttes d'eau ainsi que la captation sur les cylindres droits ou en flèche. La forme du givre sec accrété sur le cylindre droit a conduit à une forme qui suit la courbure du cylindre. Le givrage des gouttes est direct et nous observons un givre homogène et très aéré. Quant à l'accrétion du givre sec sur un cylindre en flèche, nous pouvons d'ores et déjà dire que la discontinuité de l'accrétion du givre provient de la flèche. Plus cette flèche est accentuée et plus la discontinuité est grande. Toutefois, la discontinuité générée par la flèche est essentiellement en bordure du cylindre c'est-à-dire au-delà de la ligne de partage.

D.II Validation dans des conditions aérogivrantes propices à la formation de dépôt de givre humide ou en queue de homard

L'accrétion du givre sec a permis de valider le calcul des trajectoires des gouttes d'eau ainsi que la captation sur les cylindres droits ou en flèche. La forme du givre sec accrété sur le cylindre droit a conduit à une forme arrondie. Le givrage des gouttes est direct et nous avons observé un givre homogène et très aéré. Dans la suite, nous allons dans un premier temps tester un cas de givre humide en 2D sur un cylindre droit afin de visualiser le comportement individuel des gouttes lors de l'impact. Ensuite, en se référant au phénomène d'accrétion humide bidimensionnel, nous allons effectuer une étude de sensibilité afin de paramétrer au mieux les phénomènes microphysiques de l'accrétion. Ces phénomènes microphysiques comprennent plusieurs points : le ruissellement c'est-à-dire la direction de ruissellement jusqu'au givrage, la rugosité (S_{numb} , nombre de points de contact), qui affecte le coefficient d'échange convectif et la tension de surface (rayon de placement). Nous allons effectuer une étude de sensibilité dans le cas du givre en queue de homard, afin de paramétrer au mieux les phénomènes microphysiques de l'accrétion.

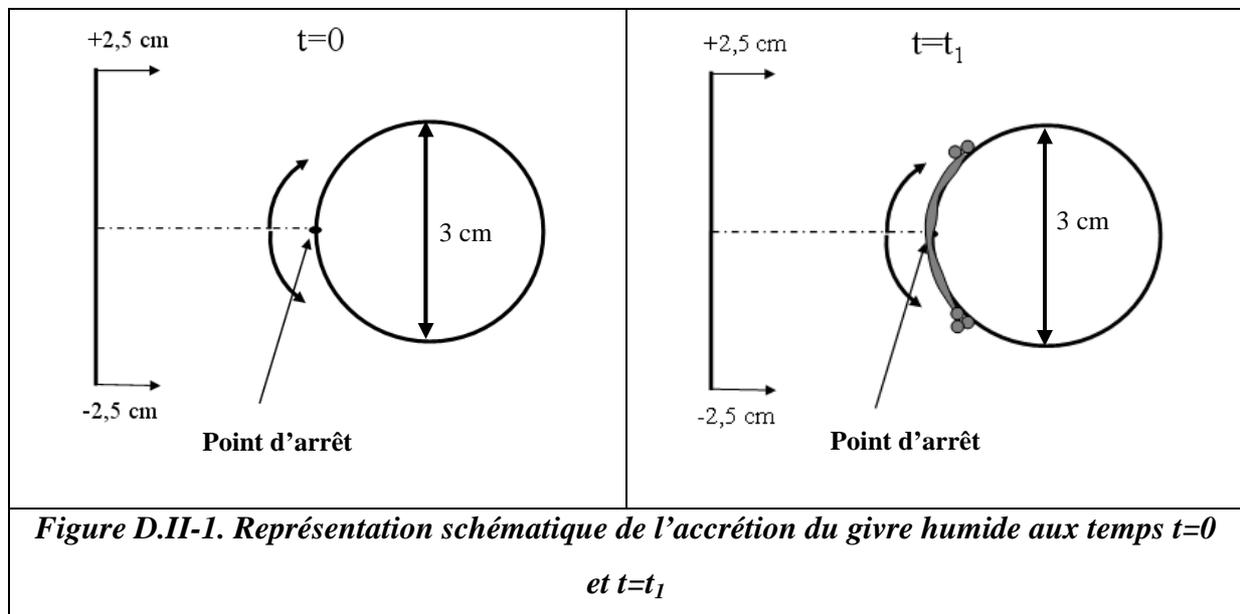
D.II.1 Formation du givre humide sur un profil 2D

Une ligne d'injection est définie dans le but d'impacter des gouttes sur la paroi du cylindre droit. La ligne d'injection est définie de sorte que le givre puisse se former même en dehors du cylindre c'est-à-dire grandisse au-delà du diamètre du cylindre. Nous ignorons à priori l'espace à ajouter dans la mesure où l'accrétion en dehors du cylindre ne dépend que du temps d'injection. Ce dernier est quantifiable par le nombre de gouttes injectées. Il est utile d'analyser en fonction du nombre de gouttes injectées et de voir la forme que revêt le givre. Nous allons exposer la partie théorique de ce phénomène d'accrétion de givre humide.

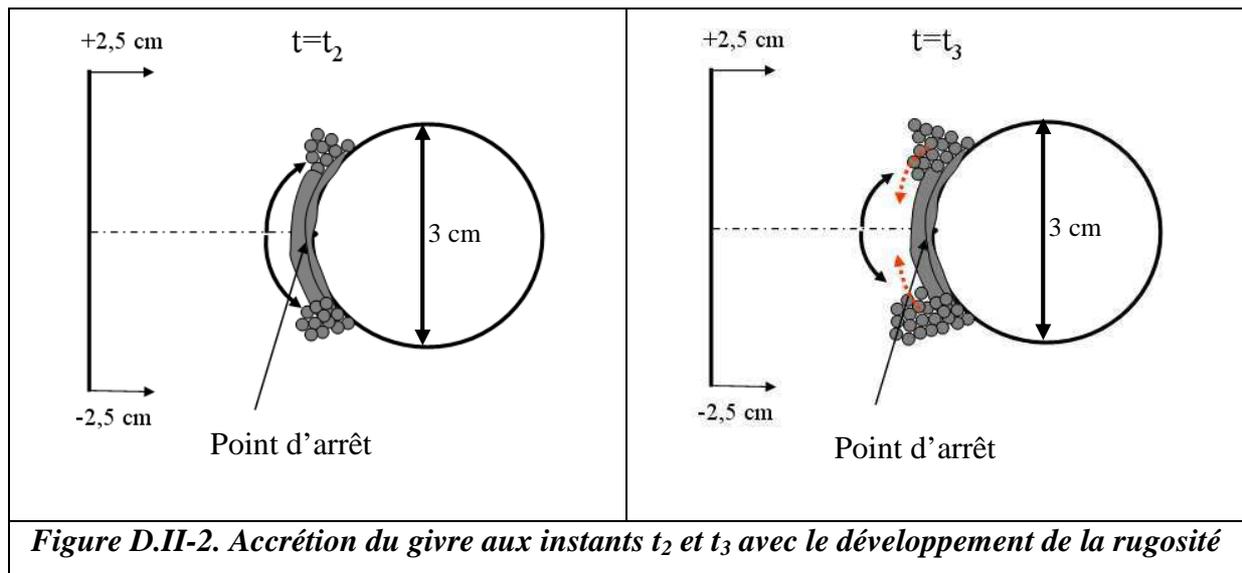
D.II.1.1 Explication de l'accrétion du givre humide théorique sur une section circulaire

Nous avons vu dans l'état de l'art le phénomène qui permet de déclencher la transition de l'écoulement laminaire en écoulement turbulent. L'objectif de ce paragraphe consiste à

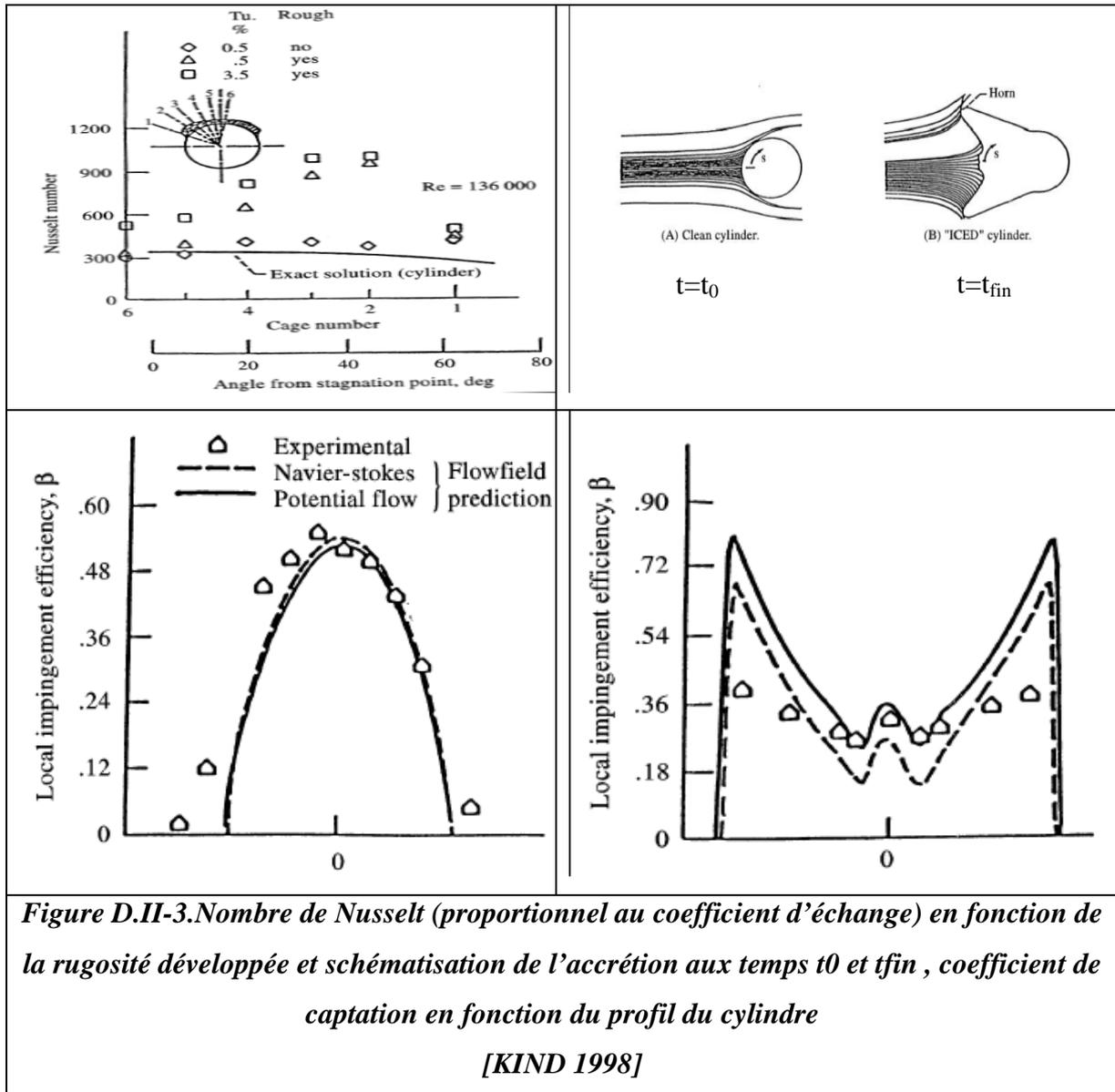
montrer étape par étape les phénomènes physiques qui conduisent à une accrétion humide. Les temps qui vont être fixés ici sont arbitraires. Seule l'analyse qualitative sur le comportement du mécanisme de l'accrétion est prise en compte.



La figure (cf. *Figure D.II-1*) illustre théoriquement les accrétions du givre humide aux temps $t=0$ et $t=t_1$. L'image de gauche montre la ligne d'injection bornée à plus ou moins 2,5 cm. Les deux flèches courbées indiquent le sens de ruissellement des gouttes d'eau et le trait en pointillé désigne la ligne d'arrêt. A l'instant $t=t_1$, les gouttes qui impactent autour de la zone du point d'arrêt se transforme en film de glace. Chaque goutte qui ruisselle dans la direction des flèches noires près du disque, va former un film continu [HANSMAN 1988]. Ces ruisselets sont représentés de façon schématique par des sphères. Ces dernières vont créer la rugosité qui aura pour conséquence de déclencher le passage d'un écoulement laminaire (zone lisse) à un écoulement turbulent (zone rugueuse). Cet écoulement turbulent affecte alors le coefficient d'échange convectif local, contribuant ainsi à la diminution du temps de givrage individuel des gouttes impactant dans la zone rugueuse. La diminution du temps de givrage revient à dire que l'accrétion devient sèche dans la zone où existe la rugosité. De plus, il est montré qu'une rugosité importante augmente notablement le coefficient d'échange et donc fait que les gouttes givrent plus rapidement.



Les deux images de la figure (cf. *Figure D.II-2*) illustrent les instants t_2 et t_3 de la formation du givre humide. A l'instant t_2 , la rugosité représentée comme des sphères, se développe de plus en plus. Elle accélère le processus de givrage à cause d'une augmentation notable du coefficient d'échange convectif. De même, la zone de transition laminaire/turbulent se déplace de plus en plus vers le point d'arrêt au fur et à mesure que la rugosité croît. Le coefficient de captation se trouve ainsi modifié à cause de la formation de deux cornes qui se situent là où la rugosité est très développée (cf. *Figure D.II-2*). La formation du givre modifie l'écoulement aérodynamique et donc modifie également la trajectoire des gouttes qui dépend de l'écoulement. Les flèches en traits pointillés sur l'image de droite montrent que la rugosité tend à faire décroître la zone centrale de givre lisse. En outre, la croissance du givre sur la rugosité est plus rapide car d'une part, les gouttes sont déviées par la captation et entraîne un agrandissement de la forme de la corne et que d'autre part, les gouttes qui impactent la zone de partage vont ruisseler vers la zone rugueuse.



La figure (cf. *Figure D.II-3*) ci-dessus est une schématisation de l'accrétion du givre en corne sur un profil cylindrique 2D. Elle illustre l'instant initial où la captation des gouttes n'est faite que par l'obstacle tandis qu'à l'instant final, les cornes développées entraînent un changement du coefficient de captation à cause du changement de l'écoulement d'air. Le raisonnement s'effectue ici en deux dimensions pour plus de clarté sur les schémas et les figures, cependant ce phénomène microphysique est semblable sur toute la portion du cylindre droit.

L'intérêt d'analyser l'accrétion du givre humide sur le cylindre droit réside dans la compréhension du mécanisme de ruissellement ainsi que dans le rôle que la rugosité va avoir sur le coefficient d'échange. Ce dernier va modifier la vitesse de congélation de chaque goutte

dans le mécanisme du givrage. La forme en corne va notablement perturber l'écoulement d'air et donc modifier la captation des gouttes par rapport à un cylindre. C'est la raison pour laquelle en 2D, le programme prédicateur/correcteur mis au point par l'ONERA est nécessaire au recalcul de l'aérodynamique. En effet, l'obstacle rencontré par l'écoulement d'air et par les gouttes d'eau en surfusion n'est plus le cylindre mais le cylindre plus le dépôt de givre accréte.

D.II.1.2 Simulation de la formation du givre humide sur le cylindre droit

Nous n'allons pas traiter la simulation de formation du givre en corne sur un cylindre droit mais plutôt analyser le comportement 3D du ruissellement sur ce type de géométrie. Cette analyse permettra de mettre en lumière l'importance de la direction de ruissellement des gouttes. Outre l'aspect directionnel du ruissellement, la rugosité affecte les coefficients d'échange local à la surface de la paroi du cylindre. Dans un premier temps, nous allons voir pourquoi la géométrie de ce profil fait croître un givre en corne. Ensuite, nous allons voir l'effet de la rugosité sur la croissance du givre. Cette dernière permettra d'expliquer le mécanisme de formation du givre en queue de homard.

D.II.1.2.a Effet du cylindre droit sur l'accrétion du givre

La flèche nulle ou encore le cylindre droit font que les lignes de frottement sont perpendiculaires au cylindre. Les lignes de frottements vont de part et d'autre de la ligne de partage du cylindre.

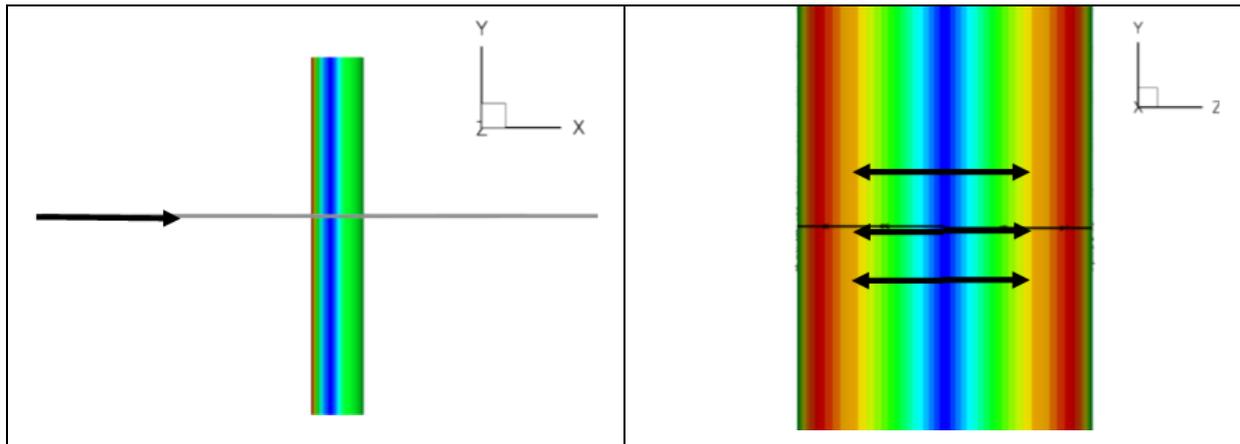


Figure D.II-4. Illustration du sens de l'écoulement de l'air ainsi que les lignes de frottement à la surface du cylindre droit (les couleurs correspondent au coefficient d'échange convectif).

La figure (cf. *Figure D.II-4*) à gauche représente le sens de l'écoulement de l'air autour du cylindre droit. Les lignes de courant ne montrent aucune déviation selon l'axe y et sont donc parfaitement bidimensionnelles. Les lignes de frottements illustrées sur la figure de droite indiquent une direction de part et d'autre de la ligne de partage. Cette représentation permet de dire que la géométrie du cylindre droit influe sur les directions des lignes de frottements qui elles-mêmes influent sur la façon dont les gouttes vont ruisseler. Etant donné l'aspect bidimensionnel de l'accrétion, il est possible d'imaginer que le raisonnement effectué dans le paragraphe précédent peut être utilisé pour un cas 3D c'est-à-dire dupliquer les gouttes selon l'axe y .

D.II.1.2.b Effet de la rugosité sur l'accrétion du givre sur un cylindre droit

La description tridimensionnelle reste la même que dans le cas bidimensionnel. En ce sens, cela signifie que les gouttes qui impactent la surface du cylindre dans la proximité de la ligne de partage vont créer une sorte de film d'eau. Ce dernier va ruisseler de part et d'autre de la ligne de partage suivant la direction des lignes de frottements. Ce ruissellement va s'achever au delà de la ligne de partage ainsi une rugosité importante se développera. Cette dernière sera responsable de l'évolution d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent avec une zone de transition laminaire/turbulente. Les analyses microphysiques de l'accrétion décrite pour le disque (2D) sont applicables pour le cylindre droit 3D.

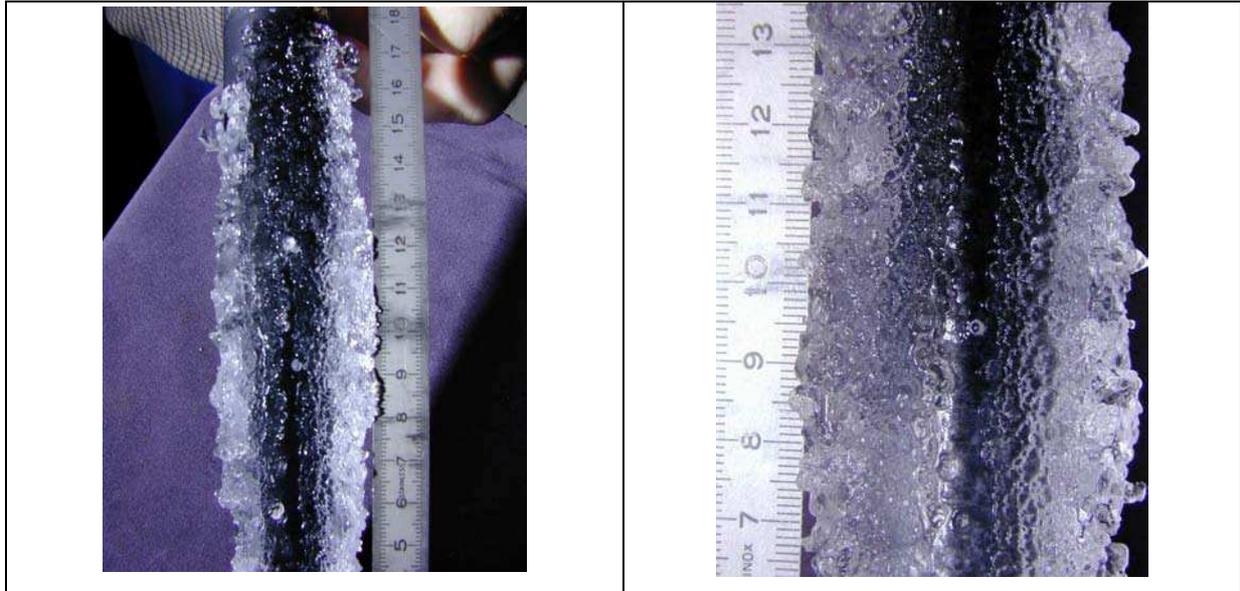


Figure D.II-5. Photo expérimentales du givre en corne sur un cylindre droit pour les conditions suivantes : $T_{stat} = -5 \text{ °C}$, $U_{\infty} = 60 \text{ m/s}$, $LWC_{moy} = 1,1 \text{ g/m}^3$, $DVM = 20 \text{ }\mu\text{m}$, $Mach = 0,18$; $t_{tot} = 12 \text{ minutes}$

Les illustrations de la figure (cf. *Figure D.II-5*) représentent un dépôt de givre en corne obtenu sur un cylindre droit. Nous pouvons remarquer les différentes couleurs : le dépôt blanc en bordure du cylindre provient d'une congélation rapide, l'emprisonnement des bulles d'air rend cet aspect plus rugueux et donne une couleur blanche. En revanche, l'aspect translucide vers le milieu du cylindre traduit la formation de film d'eau qui, ayant comblé les interstices laissés par l'air, rend le dépôt plus lisse.

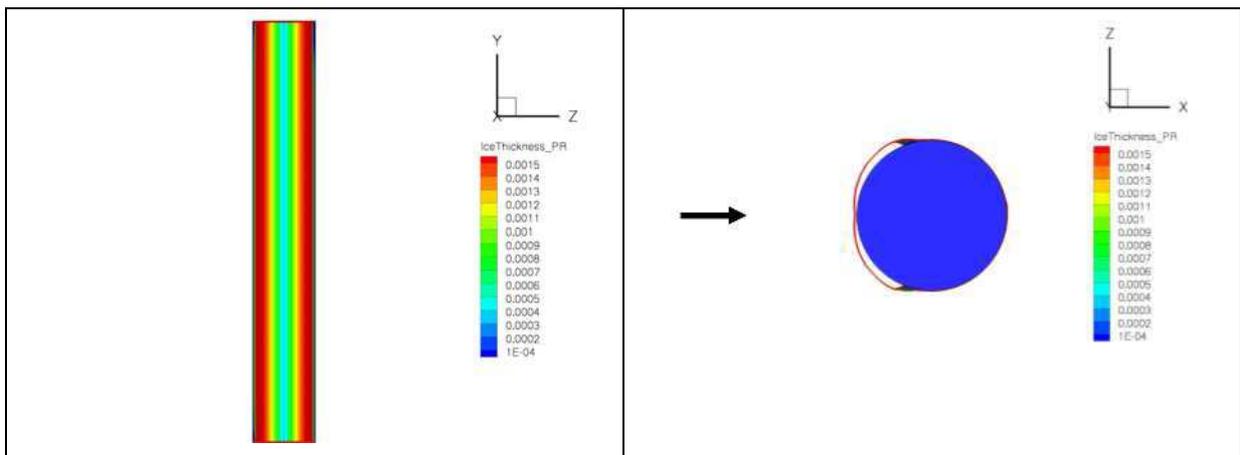
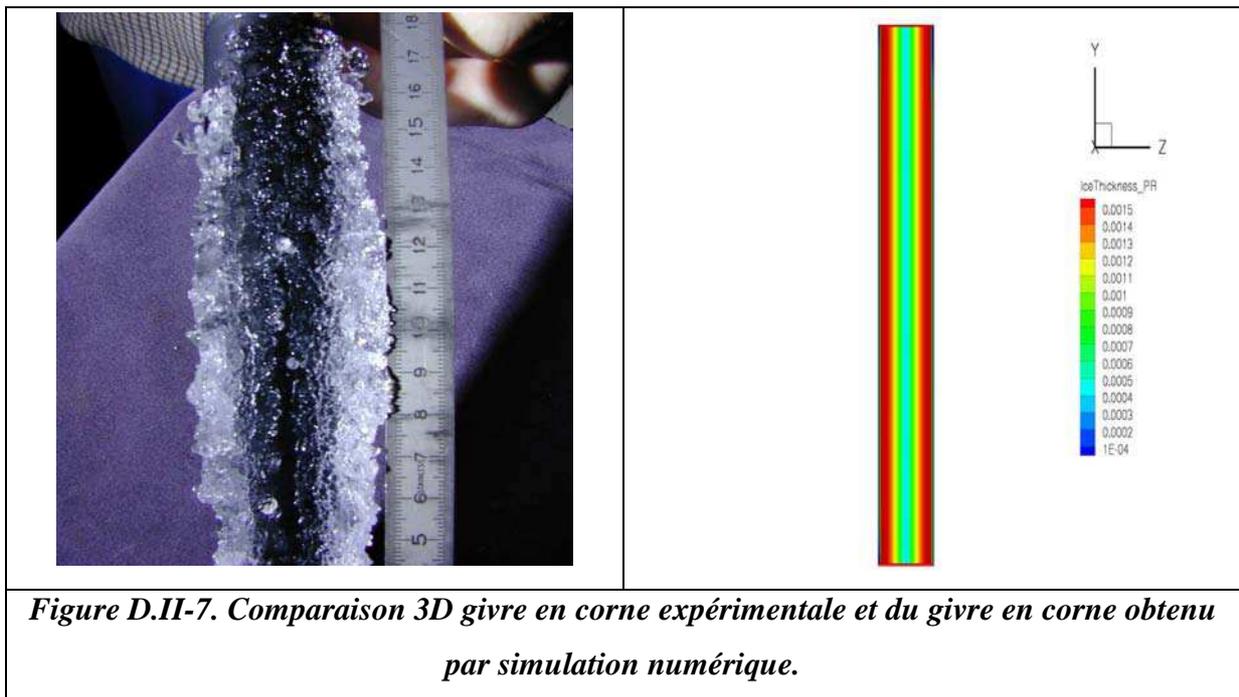


Figure D.II-6. Dépôt du givre humide numérique par approche continue sur un cylindre droit, $T_{\infty} = -5 \text{ °C}$, $U_{\infty} = 6 \text{ m/s}$, $LWC_{moy} = 1,1 \text{ g/m}^3$, $DVM = 20 \text{ }\mu\text{m}$, $Mach = 0,18$

La représentation de la figure (cf. *Figure D.II-6*) ci-dessus provient du calcul de Accret3D que nous avons déjà explicité dans le chapitre précédent (calcul des flux de masse assuré, masse volumique de 917 kg/m^3 pour l'eau et une direction de croissance normale de la maille). Le profil du givre est un profil uniforme suivant l'axe y (profil 2D). La justification provient du fait que le bilan thermodynamique est effectué par l'utilisation du volume de contrôle. L'image de droite illustre une coupe du cylindre avec son dépôt de givre. Les cornes commencent à se former de part et d'autre de la ligne de partage.



Sur la figure (cf. *Figure D.II-7*), les principaux aspects concordent à savoir que le givre translucide (en noir sur la photographie expérimentale) est décrit par les couleurs bleue et verte dans la simulation numérique. Le givre sec, quant à lui, est numériquement coloré en rouge et répond de façon qualitative à l'accrétion expérimentale. La corne ne sera pas totalement développée car la simulation numérique ne tient pas compte de la modification du profil givré en fonction du temps. De ce fait, les coefficients de captation ne sont pas recalculés, ce qui explique que nous n'obtenions pas la forme de la corne.

Dans cette partie, nous avons montré l'importance de la direction de ruissellement. L'accrétion d'un givre humide sur un cylindre droit dans les conditions précitées conduit expérimentalement à la formation du givre en corne.

D.II.1.3 Simulation de la formation du givre en queue de homard

Les études expérimentales ont montré que la formation du givre en queue de homard s'effectue sur les ailes en flèche. De plus, la description détaillée de l'accrétion pour ce type de givre a été réalisée par [VARGAS 2002 (1)], complétée par les études de Hedde [HEDDE 1992 (1)], Leroy [LEROY 2004] et Presteau [PRESTEAU 2009]. Dans cette partie, nous allons paramétrer les différentes conditions de tests numériques pour déterminer les variables dominantes permettant d'obtenir le givre en queue de homard.

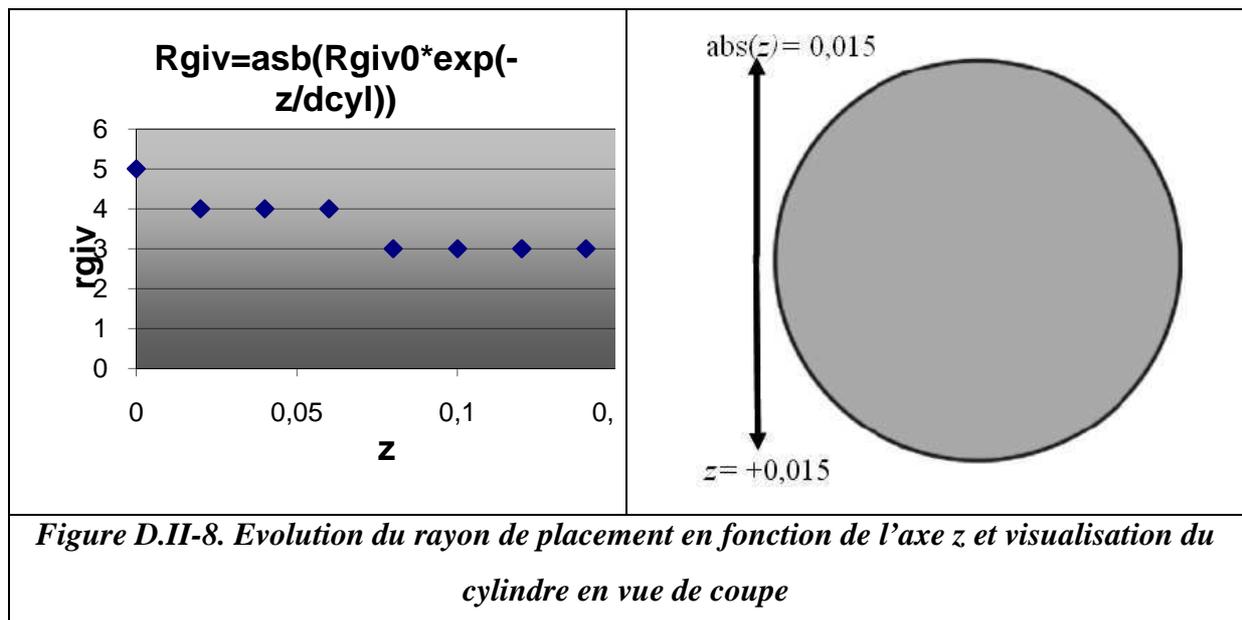
D.II.1.3.a Tests de sensibilité

Afin de comprendre les différents paramètres qui vont affecter l'accrétion du givre sur les cylindres en flèche, nous allons mettre les différents tests de sensibilité sous forme de matrice afin de pouvoir analyser plus facilement les résultats. Dans la microphysique de l'accrétion, nous allons revoir les points clés qui vont nous servir à l'étude de la sensibilité, c'est-à-dire la définition du rayon de placement ou rayon de givrage, le nombre de points de contact entre les gouttes et le ruissellement sur un agrégat.

Le rayon de placement comme nous l'avons défini précédemment traduit en quelque sorte la correction due à l'hypothèse des sphères dures. Cette hypothèse implique qu'une goutte ne peut pas se déformer. Or, d'après l'observation expérimentale, à l'impact d'une goutte dans une zone où la fraction givrante est proche de 0, la goutte ruisselle suivant l'axe y , laissant un film d'eau qui givrera par la suite. La non déformation de la sphère nous contraint à trouver une solution. Cette dernière consiste à faire en sorte qu'une goutte qui impacte sur le cylindre lisse et qui givrera dans une maille locale donnée, sera entourée ou non d'un ensemble d'agrégat de gouttes grâce à un rayon de placement ou encore rayon de givrage. Au sein de ce disque fictif, s'il existe un ensemble d'agrégat de gouttes, alors la goutte se placera parmi l'agrégat qui contient le maximum de gouttes. Ce rayon de placement n'est utilisé que lorsque la goutte impacte le cylindre lisse. Le paramétrage de cette variable sera compris entre $2 d_p$ soit deux fois le diamètre de la goutte numérique, et $5 d_p$. Le dernier paramétrage pour cette variable consiste, à partir des observations expérimentales, d'utiliser d'une façon empirique une fonction analytique capable de décrire un givre humide près de la ligne de partage et un givre sec au-delà de cette ligne. Le rayon de placement est maximal près de la ligne de partage et décroît avec l'augmentation de l'abscisse curviligne. Cette abscisse curviligne est directement reliée à la coordonnée z du cylindre dont la relation est réécrite :

$$r_{giv} = r_{giv0} e^{\left(\frac{z}{d_{cyl}}\right)} \quad (D.2.1)$$

L'expression ci-dessus est fonction du rayon de placement initial r_{giv0} et de z , d_{cyl} représentant le diamètre du cylindre. Plus la goutte s'éloigne de la ligne de séparation et plus le rayon de placement est petit. A l'inverse, les gouttes qui impactent près de la ligne de partage ($z \approx 0$) vont avoir un rayon de placement grand jusqu'à la valeur r_{giv0} .



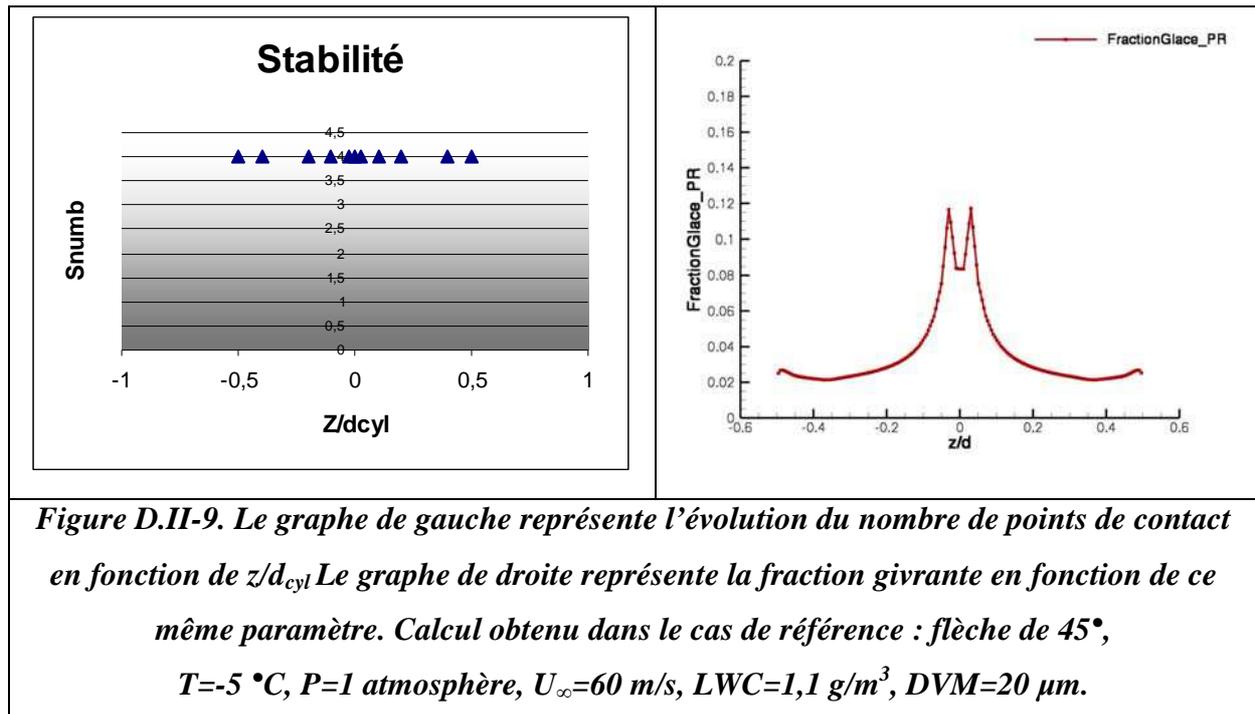
La figure (cf. *Figure D.II-8*) représente l'évolution du rayon de placement en fonction de l'axe z . Ce rayon de placement est compris entre 5 dp et 3 dp.

Concernant maintenant le nombre de points de contact, deux choix de modèle sont possibles lorsqu'une goutte impacte une autre goutte ou un agrégat de gouttes. En d'autres termes la position finale de la goutte est alors fixée grâce à la définition du nombre de stabilité ou alors dépend de la comparaison entre le nombre aléatoire tiré et la fraction givrante. Cela signifie que la goutte va givrer dans son entourage proche via la fonction stabilité ou bien cette dernière va givrer tant que le tirage aléatoire n'est pas inférieur ou égal à la fraction givrante. La première solution consiste à dire qu'une goutte qui impacte sur un agrégat ne va givrer tant que le tirage aléatoire n'est pas inférieur ou égale à la fraction givrante. Lors de l'impact de la goutte sur un agrégat et plus spécifiquement sur une goutte appartenant à un agrégat, la fraction givrante est comparée avec le nombre aléatoire tiré. A chaque rotation de la goutte

sur une nouvelle goutte, le même processus de ruissellement continue tant que le tirage aléatoire est supérieur à la fraction givrante. Le ruissellement sur une goutte s'effectue par rotations successives dans la direction de la ligne de frottement. Il arrive que la goutte au cours de ses rotations successives sur un agrégat touche le cylindre nu, alors la fraction givrante est prise sur la maille locale. Dans ce cas précis où nous faisons intervenir le ruissellement sur agrégat, il peut survenir des problèmes numériques provoqués par les rotations successives de la goutte. L'autre solution consiste à ne pas faire ruisseler la goutte lorsque cette dernière impacte un agrégat mais plutôt de rechercher un site où la goutte puisse être stabilisée. Cette stabilisation dépend directement de la fraction givrante et permet de relier le nombre de points de contact entre la goutte impactant et les autres gouttes ayant déjà givré. L'équation comme nous avons vu dans le chapitre précédent est donnée par la relation suivante :

$$S_{numb} = S_{numb0} * e^{(-f_{giv})} \quad (D.2.2)$$

Le nombre de points de contact dépend donc de la fraction givrante. Plus cette fraction givrante tend vers 0 et plus le nombre de points de contact est élevé. Le quota du nombre de points de contact est fixé dès le départ par la constante S_{numb0} . Elle est initialement fixée à 4 points de contact. L'équation est mise en œuvre de sorte que le minimum de points de contact vaut 1 et le maximum de points de contact vaut 4.



La figure (cf. *Figure D.II-9*) montre la fonction stabilité qui dépend de la fraction givrante. La fraction givrante de la figure de droite est fonction de z/d_{cyl} , nous observons deux pics très proches de la ligne de partage (à l'endroit où $z/d_{cyl}=0$) et un creux. La fraction givrante a pour valeur maximale de 0,11, soit 11% de probabilité pour une goutte de givrer. La probabilité pour la goutte de givrer est plus importante dans cette zone qu'ailleurs. A cause de la faiblesse de la valeur de la fraction givrante, la fonction de stabilité apparaît comme une fonction monotone où tout au long de z/d_{cyl} , le nombre de points de contact reste toujours égal à 4 points de contact (courbe de gauche).

L'autre test de sensibilité s'appuie sur le fait que la rugosité joue un rôle important dans l'augmentation du coefficient d'échange. Cette augmentation traduit un givrage plus rapide de la goutte. D'une façon empirique, le givre est de plus en plus sec lorsque nous nous éloignons de la ligne de séparation. La traduction de ce phénomène implique que le nombre de points de contact entre la goutte impactant et l'agrégat est élevé près de la ligne de séparation. Ce nombre diminue lorsque la goutte s'éloigne de cette ligne. Outre cette observation expérimentale, plus la rugosité est grande et plus le givre sera sec. Cela signifie que plus l'impact de la goutte se situe au sommet d'un agrégat et plus la congélation sera rapide. Ici contrairement à celle impactant la base de l'agrégat où la stabilité est plus grande donc il devrait y avoir plus de points de contact. Nous cherchons une équation analytique capable de

tenir compte à la fois de la rugosité par Yamaguchi [YAMAGUCHI 1990] créée par les gouttes ayant déjà impacté et par la position d'impact [HENRY 1999].

$$S_{numb} = Int \left[S_{numb0} * e^{-\left(\frac{|z|}{r_{cyl}} + \frac{H}{H_{max}} \right)} \right] \quad (D.2.3)$$

La fonction (D.2.3) ci-dessus décrit le nombre de points de contact en fonction à la fois de l'abscisse curviligne reliée à la coordonnée z ainsi que de la hauteur H de la goutte lors de son impact. Les termes de l'exponentiel sont compris entre 0 et 1. Si la goutte impacte en $z=0$ et au niveau de la base d'un agrégat, la stabilité est alors maximale et vaudrait $S_{numb0}=4$. Dans le cas par exemple où la goutte impacte le sommet d'un agrégat se situant très loin de la ligne de partage, alors les termes entre parenthèse de la fonction exponentielle tendraient vers 1 et donc le nombre de points de contact est minimum à savoir 1.

Dans ce paragraphe, nous avons résumé les différentes possibilités de tests de sensibilité réalisables pour notre modèle microphysique. Nous allons mettre arbitrairement un cas de référence pour la simulation du givre en queue de homard. Les paramètres de référence sont les suivants :

Flèche	45°
Rayon de placement R_{giv}	$r_{giv} = r_{giv0} \exp\left(-\frac{z}{dp}\right)$
Stabilité S_{numb}	$S_{numb} = S_{numb0} \exp(-f_{giv})$
Ruissellement sur agrégat	Non
Figure D.II-10. Paramètres de référence pour notre modèle microphysique d'accrétion	

La figure (cf. Figure D.II-10) décrit, dans le cas de la flèche de 45°, les différentes hypothèses employées pour ce que nous appellerons la simulation de référence A1.

	Flèche	Rayon de placement	Ruissellement Sur agrégat	Stabilité	Fenêtre injection
A1	45°	$r_{giv} = r_{giv0} \exp\left(-\frac{z}{dp}\right)$ $3d_p \leq r_{giv} \leq 5d_p$	non	$S_{numb} = S_{numb0} \exp(-f_{giv})$ $S_{numb0}=4$	Demie fenêtre $z \in [-0,015;0]m$
A2	45°	r_{giv}=5dp	non	$S_{numb} = S_{numb0} \exp(-f_{giv})$ $S_{numb0}=4$	Fenêtre complète $z \in [-0,015;0,015]m$
A3	45°	r_{giv}=5dp	oui	$S_{numb} = S_{numb0} \exp\left(-\left(\frac{h}{h_{max}} + \frac{z}{r_{cyl}}\right)\right)$ $1 \leq S_{numb0} \leq 4$	Fenêtre complète $z \in [-0,0165;0,0165]m$
A4	45°	r_{giv}=2dp	non	$S_{numb} = S_{numb0} \exp(-f_{giv})$ $S_{numb0}=4$	Fenêtre complète $z \in [-0,0165;0,0165]m$
A5	45°	r_{giv}=5dp	non	$S_{numb} = S_{numb0} \exp\left(-\left(\frac{h}{h_{max}} + \frac{z}{r_{cyl}}\right)\right)$ $1 \leq S_{numb0} \leq 4$	Fenêtre complète $z \in [-0,0165;0,0165]m$
A6	45°	r_{giv}=5dp	non	$S_{numb} = S_{numb0} \exp\left(-\left(\frac{h}{h_{max}} + \frac{z}{r_{cyl}}\right)\right)$ $1 \leq S_{numb0} \leq 4$	Demie fenêtre $z \in [-0,0165;0]m$
B1	30°	r_{giv}=2dp	non	$S_{numb} = S_{numb0} \exp(-f_{giv})$ $S_{numb0}=4$	Demie fenêtre $z \in [-0,0165;0,0165]m$
B2 $y \in [0,1;0,17]m$ quel que soit le type de fenêtre	60°	r_{giv}=2dp	non	$S_{numb} = S_{numb0} \exp\left(-\left(\frac{h}{h_{max}} + \frac{z}{r_{cyl}}\right)\right)$ $1 \leq S_{numb0} \leq 4$	Demie fenêtre $z \in [-0,0165;0,0165]m$

Tableau D.II-1. Matrice de tests de sensibilité

Le tableau (cf. *Tableau D.II-1*) indique tous les tests réalisés au cours de cette étude. Les différents paramètres (rayon de placement, fonction stabilité, fenêtre d'injection) sont testés.

D.II.1.3.b Approximation du temps d'accrétion en fonction du nombre de gouttes injectées

Compte tenu de la teneur en eau liquide, de la vitesse de l'écoulement à l'infini amont ainsi que le temps total d'accrétion, le produit des trois paramètres donne le taux d'accrétion exprimé en g/m² soit :

$$LWC * U_{\infty} * t_{acc} = \tau_{acc} \text{ (IV.2.4)}$$

Cela est vrai si toutes les gouttes auraient impacté une paroi couvrant la surface de 1 m².

Maintenant, si on tient compte de notre fenêtre d'injection, l'aire correspond à l'injection :

$$A_{inj} = d_{cyl} * l_{inj} \text{ (IV.2.5)}$$

Sachant que les gouttes n'impactent pas toutes le cylindre du fait de la captation, en prenant la moyenne de la captation sur toute la surface du cylindre et en prenant l'hypothèse que la captation ne varie pas en fonction du temps d'accrétion, on a alors :

$$\beta = \beta_{moyen} \text{ (IV.2.6)}$$

Sachant que la masse volumique maximale de la glace est de 917 kg/m³, une goutte numérique de 200 μm de diamètre représente 3,84.10⁻⁶ g.

Ayant toutes ces informations, nous parvenons à estimer le temps d'injection correspondant au nombre de gouttes injectées.

Paramètres donnés		Paramètres calculés	
LWC	1,1 g/m ³		
U _∞	60 m/s	τ_{acc}	47520 g/m ²
d _{cyl}	3 cm	A _{inj}	0.0012 m ²
t _{acc}	12 min	M _{accrété}	14.65 g
l _{inj}	4 cm	g inj	3815104 gouttes
β_{moyen}	0.257		
Tableau D.II-2. Récapitulatif des calculs			

En considérant que la répartition des gouttes est homogène et en supposant que la captation varie peu au cours du temps, alors la masse totale d'eau ayant impacté la surface après 12 minutes d'accrétion est de 14.65 g.

Sachant que la masse d'une goutte numérique vaut, $3,84.10^{-6}$ g, le rapport entre la masse accrétée et la masse de la goutte numérique fournit le nombre de goutte à injecter, soit environ 3815104 gouttes. (cf. *Tableau D.II-2*)

Nous pouvons désormais remonter au temps d'accrétion en fonction du nombre de gouttes injectées. Les différents nombres de gouttes injectées pour nos simulations sont résumés dans le tableau (cf. *Tableau D.II-3*) ci-dessous :

6552	1s
28264	5s
163646	30s
230662	41s
438514	1.3min
500000	1.5min
1000000	3min

Tableau D.II-3. Correspondance entre nombre de gouttes injectées et le temps d'accrétion

D.II.1.3.c Test du cas A1

Ayant la correspondance entre le nombre de gouttes injectées et le temps d'accrétion, nous allons pouvoir analyser et comparer les résultats simulés avec les résultats expérimentaux. Nous allons dans un premier temps voir les résultats du test de référence concernant les différents instants d'accrétion. En soufflerie givrante, le temps en minutes est relevé, tandis que dans notre modélisation, ce temps d'accrétion correspond au nombre de gouttes qui sont injectées.

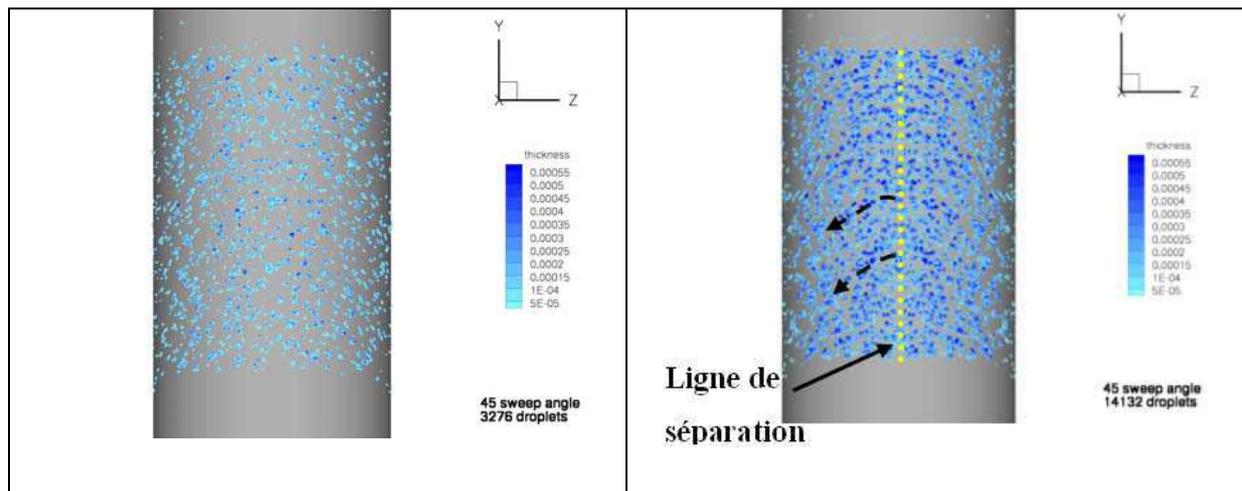


Figure D.II-11. Simulation dans le cas A1, l'illustration de gauche représente 3276x2 gouttes accrétées et l'image à droite représente 14132x2 gouttes givrées soit environ 1 et 5 secondes d'accrétion

La figure (cf. Figure D.II-11) ci-dessus illustre les premiers instants de l'accrétion. L'injection a été effectuée sur une fenêtre de 4 cm suivant l'axe y et de 1,5 cm suivant l'axe z [0, -0.15]. Lors de la visualisation, un duplicata en miroir par rapport au plan $\{x, y\}$ permet d'observer l'accrétion sur tout le diamètre du cylindre. Dans les faits, le nombre de gouttes injectées équivaldrait au nombre de gouttes injectées multiplié par deux. Nous pouvons déjà observer un dépôt rugueux réparti de façon à peu près homogène sur le cylindre. Globalement, les gouttes injectées ont plus givré dans la zone près de la ligne d'arrêt. Sur la figure de droite, nous pouvons observer une certaine tendance des gouttes à suivre les lignes de frottements grâce au suivi des gouttes colorées en bleu plus foncé (les plus hautes). Le dépôt devient alors plus hétérogène.

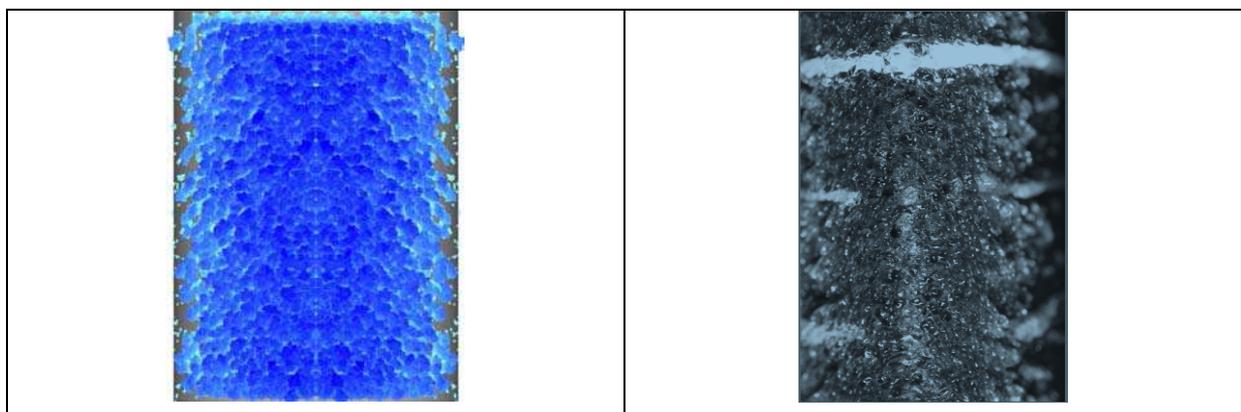


Figure D.II-12. Comparaison après environ 1,5 minute d'injection sur le cylindre et sur le profil NACA 0012 d'après Vargas [VARGAS 1998]

Le temps d'accrétion estimé à partir du nombre de gouttes injectées permet de pouvoir comparer ces tests avec les travaux de Vargas dans le processus de l'accrétion en fonction de l'évolution temporelle. Les paramètres expérimentaux utilisés par la NASA diffèrent un peu par rapport à notre cas expérimental de référence. Cependant, les résultats dans les deux cas ont mené à la formation du givre en queue de homard pour une flèche de 45° . L'estimation temporelle en fonction du nombre de gouttes injectées dans le cadre de notre simulation va permettre de comparer qualitativement l'accrétion du givre et d'en analyser le mécanisme d'accrétion. La figure ci-dessus (cf. *Figure D.II-12*) illustre le dépôt pour environ 1,5 minutes d'accrétion à la fois pour la simulation et la partie expérimentale. Pour 1,5 minutes d'accrétion, Vargas observe un dépôt uniforme de glace auquel s'ajoutent des éléments rugueux. L'épaisseur du givre autour de la ligne de partage est alors d'environ 0,5 mm. Les éléments rugueux recouvrent entièrement la glace formée à la surface du cylindre. Au-delà de la ligne de partage, une rugosité plus accentuée est observée.

La simulation quant à elle, retrace difficilement la glace uniformément répartie à la surface du cylindre à cause de l'emploi des sphères dures. Ces dernières ne peuvent pas se déformer à l'impact pour former un film de glace. Cependant, les éléments rugueux sont observables de la ligne de partage jusqu'au bord du cylindre. Les éléments rugueux sont peut être plus importants au-delà de la ligne de partage à cause d'une discontinuité plus grande (développement des grands espaces entre les agrégats de givre accrétés).

La figure (cf. *Figure D.II-13*) ci-dessous représente visuellement la densité par tranches successives d'épaisseur de 3 mm appartenant à l'intervalle $[0, -0.015]$ m pour la coordonnée de z . Ces zones sont observables sur la première image de la figure en haut à gauche. Nous pouvons observer le fait qu'il n'existe pas d'inclusion d'air dans la zone 1. Cette observation montre que le givre est dense dans la zone de la ligne de partage. Plus nous nous éloignons de la ligne de séparation et plus nous observons des inclusions d'air traduisant que le givre devient de plus en plus sec. La modélisation simule bien la description du givre humide près de la zone de partage et le givre sec sur les bords du cylindre. Ainsi la rugosité de la crête des tranches des dépôts des zones 4 et 5 est plus importante.

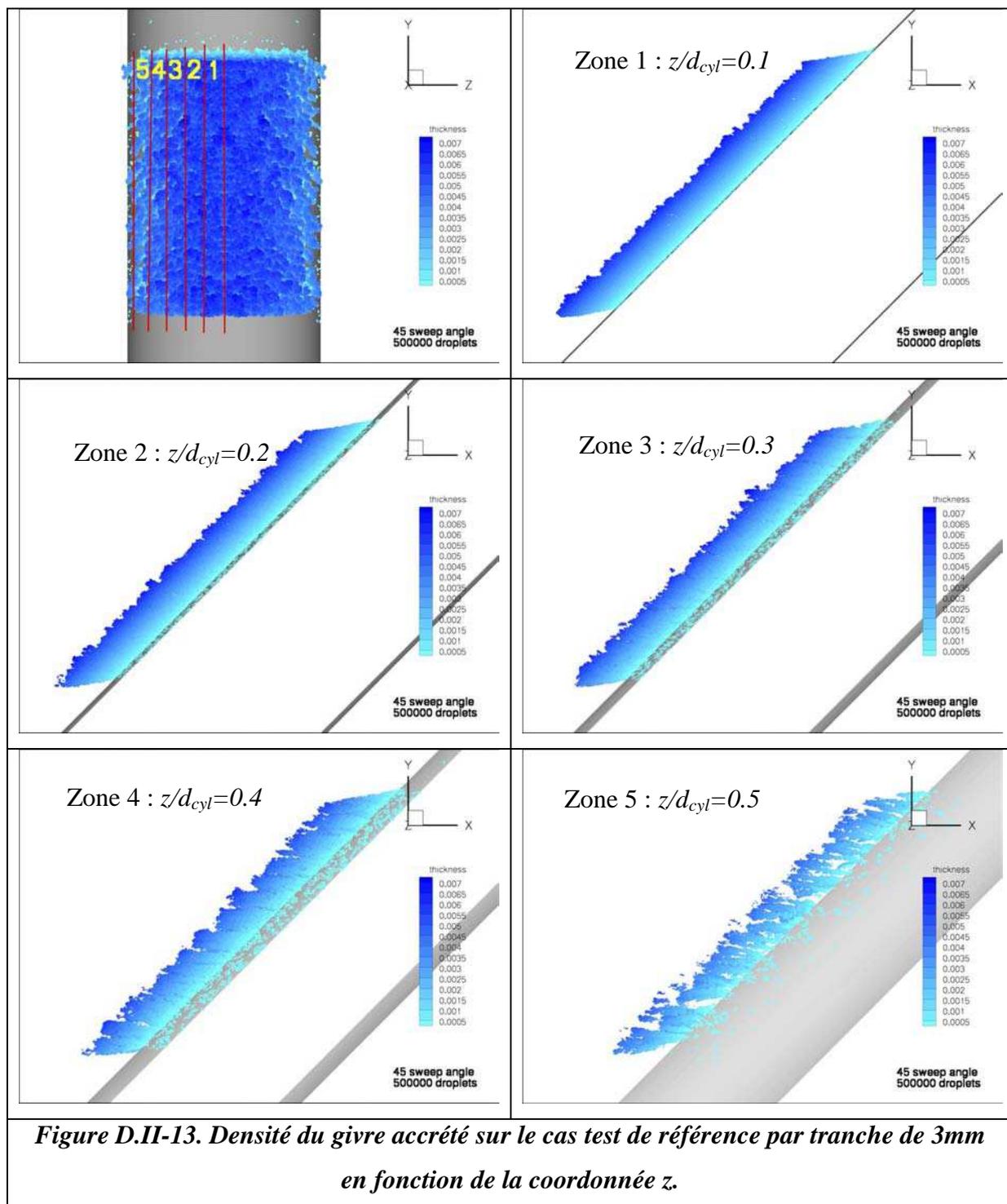


Figure D.II-13. Densité du givre accrué sur le cas test de référence par tranche de 3mm en fonction de la coordonnée z .

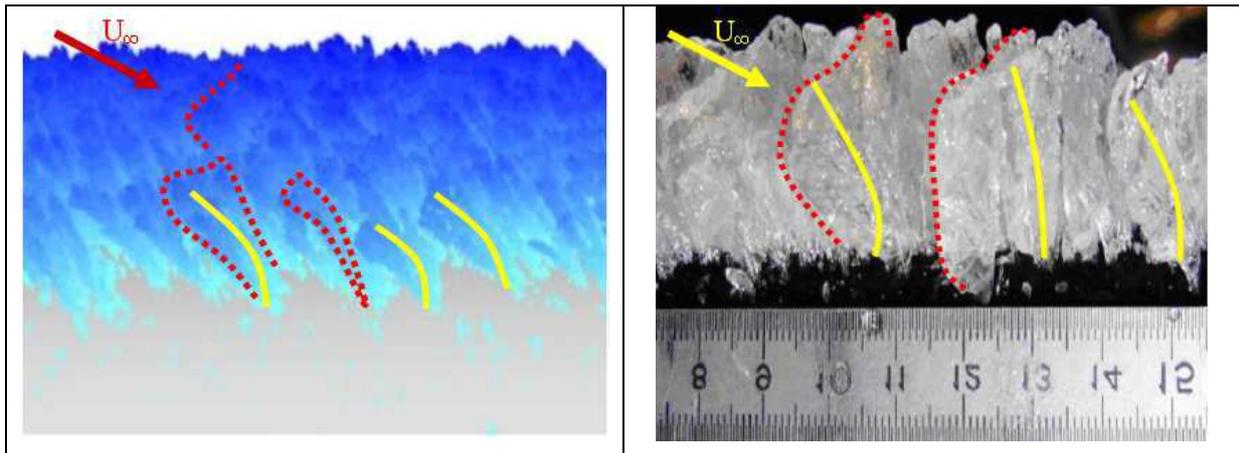


Figure D.II-14. Direction de croissance du givre sur le cylindre : Image simulée à gauche (épaisseur ~7 mm), image du cas expérimental de référence à droite (épaisseur ~1 à 1,2 cm)

La figure (cf. *Figure D.II-14*) (vue de côté) ci-dessus illustre la croissance du givre simulé et du givre obtenu en soufflerie givrante. Nous pouvons remarquer que les directions des croissances sont très similaires dans les deux cas (courbure en jaune). En effet, au départ, le givre grandit perpendiculairement au cylindre puis se recourbe dans le sens contraire du vent. Contrairement au cas

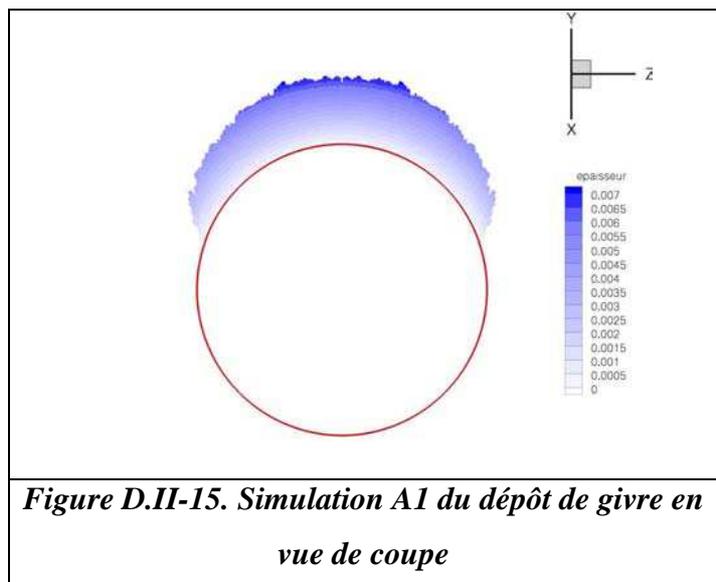


Figure D.II-15. Simulation A1 du dépôt de givre en vue de coupe

expérimental, les plumes formées en bordure du cylindre, sont visibles grâce aux discontinuités (traits en pointillés rouges) et ne se rejoignent pas pour former une queue de homard mais plutôt un « plumage » disparate. Toutefois, les interstices entre les différentes plumes sont visibles dans les deux cas (simulation et cas expérimental).

La figure (cf. *Figure D.II-15*) illustre une vue de coupe concernant le cas simulé. Dans la simulation, le givre accrété s'apparente plus à une forme de givre sec qu'à la formation d'un givre en queue de homard. En effet, la coupe issue d'un dépôt expérimental traduisait plus une légère forme de corne. Le givre est humide dans la zone de la ligne de partage et sec vers les extrémités de la « corne ». La simulation ne tient sans doute pas assez compte du ruissellement sur les agrégats de gouttes, c'est la raison pour laquelle la forme du givre simulé

ressemble plutôt à un givre sec. Il est important de noter que dans cette simulation de référence A1, la fenêtre d'injection utilisée comprend seulement la moitié de la fenêtre (*Tableau D.II-1*). A cause de la forme sèche du givre, nous pensons que l'hypothèse sur le rayon de placement n'est pas correcte. Cette présomption nous conduit à changer le paramètre du rayon de placement de la goutte.

D.II.1.3.d Test du cas A2

Durant ce test, nous conservons tous les paramètres utilisés pour la simulation de référence sauf en ce qui concerne le rayon de placement ou rayon de givrage qui est maintenant fixé à 5 fois le diamètre de la goutte. De plus, dans ce cas test, ce rayon de placement ne varie pas en fonction de l'abscisse curviligne. Cela revient à dire que quel que soit le lieu où la goutte givrera, cette dernière ira toujours chercher un agrégat proche qui contient un maximum de gouttes afin de s'y loger. Nous supposons donc que la formation d'un film d'eau qui givre est identique partout quel que soit le lieu de l'impact.

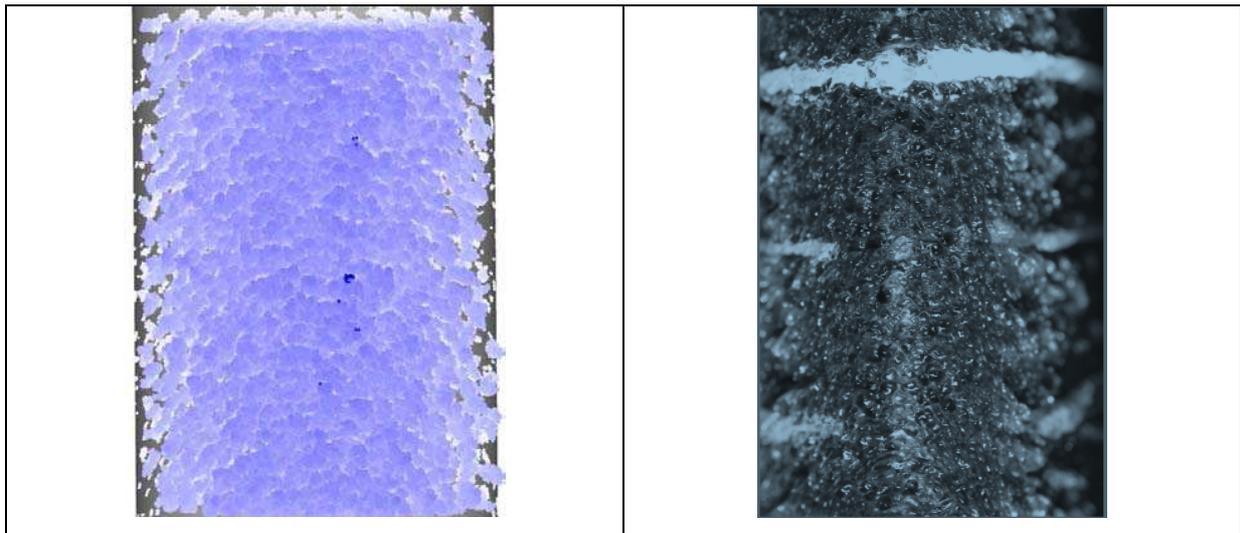


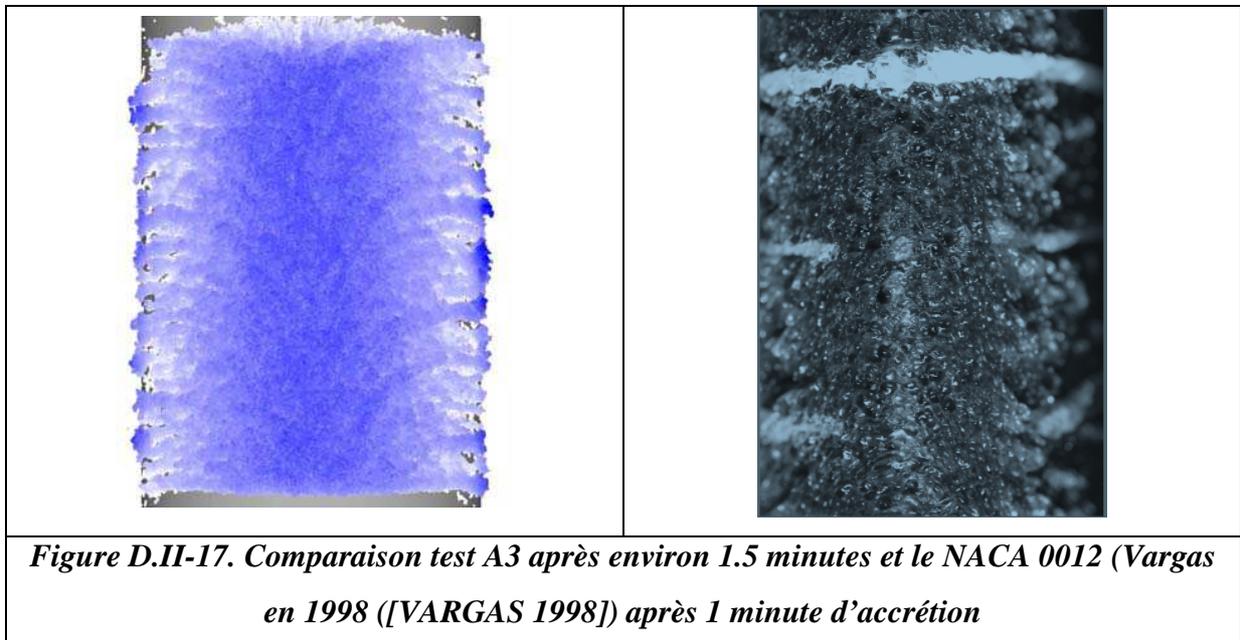
Figure D.II-16. Comparaison du test A2 après environ 1,5 minutes d'accrétion avec le dépôt obtenu sur le profil NACA 0012 après 1 minute d'accrétion ([VARGAS 1998])

Sur la figure (cf. *Figure D.II-16*) ci-dessus, après environ 1,5 minutes d'accrétion, le givre ne traduit pas un ruissellement important de sorte à favoriser l'apparition des plumes, voire des dentelures au bord du cylindre. Expérimentalement, les queues de homard vont au-delà du rebord du cylindre, or en simulation ce n'est pas le cas. La fenêtre d'injection en est la cause dans la mesure où nous n'avons pas défini une assez « grande fenêtre » qui permettrait aux gouttes de s'accréter hors du cylindre sur les agrégats déjà développés. Ce problème sera

résolu par la suite lorsque nous définirons une plus grande fenêtre. En outre, le ruissellement n'est pas assez important pour que les queues de homard puissent bien se développer en dehors du cylindre. Ce raisonnement nous conduit à effectuer un test qui permet à chaque goutte impactant un agrégat de ruisseler en fonction de la fraction givrante avant de trouver un site de stabilité.

D.II.1.3.e Test du cas A3

Dans ce test, nous allons faire en sorte qu'une goutte qui impactera un agrégat ne puisse givrer que si la fraction givrante l'autorise. L'aspect numérique est plus difficile à traiter car la goutte ne ruisselle plus sur une surface plane mais sur des gouttes appartenant à un agrégat. Cela implique que la goutte impactant doit effectuer des rotations sur la goutte impactée et si la goutte touche la surface du cylindre, alors on supposera que la goutte peut se détacher du contact de l'agrégat et poursuivre son ruissellement. Lorsque le tirage aléatoire est inférieur ou égal à la fraction givrante, alors la goutte va rechercher sa stabilité sur l'agrégat en fonction du nombre de points de contact. La fonction de stabilité (D.2.3) est utilisée lorsque la goutte givre. La fenêtre d'injection concernant ce test se situe pour la coordonnée z se situe dans l'intervalle $]-0,015 ; 0,015[$.



La figure (cf. *Figure D.II-17*) représente le dépôt de la simulation A3 après 1,5 minutes d'accrétion dans la fenêtre d'injection $\{x, y\}$ définie précédemment. Ce dépôt est toujours mis en comparaison avec l'expérience de Vargas. Nous pouvons visualiser un fort ruissellement

suivant la ligne de frottements. Cet effet est provoqué par l'hypothèse que la goutte suit la ligne de frottements quel que soit le type de ruissellement : sur un agrégat ou sur le cylindre nu. Dans ce test A3, le givre semble être plus dense. Cette densité diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la ligne de séparation. Dans cette accrétion, les discontinuités dépassent les bordures du cylindre. En revanche, les queues de homard tendent à « monter » suivant la ligne de frottements et donnent une forme de « V » alors que expérimentalement la forme « V » est inversée.

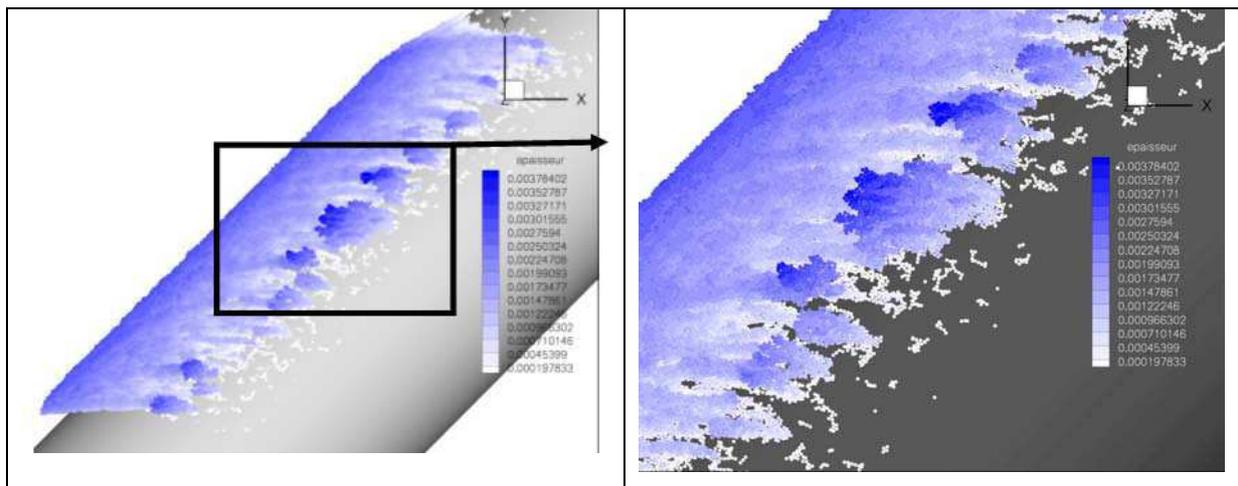


Figure D.II-18. Illustration du test A3 en vue de la formation des plumes au bord du dépôt

Sur la figure (cf. *Figure D.II-18*) ci-dessus, nous pouvons observer au bord du dépôt une accrétion plus importante du givre en plumes. Ces plumes sont accentuées du fait que les gouttes qui arrivent à ce niveau vont givrer directement, engendrant ainsi une épaisseur plus importante. Nous pouvons remarquer que la croissance des plumes est perpendiculaire à la paroi du cylindre dans un premier temps puis s'incurve avec le temps d'accrétion.

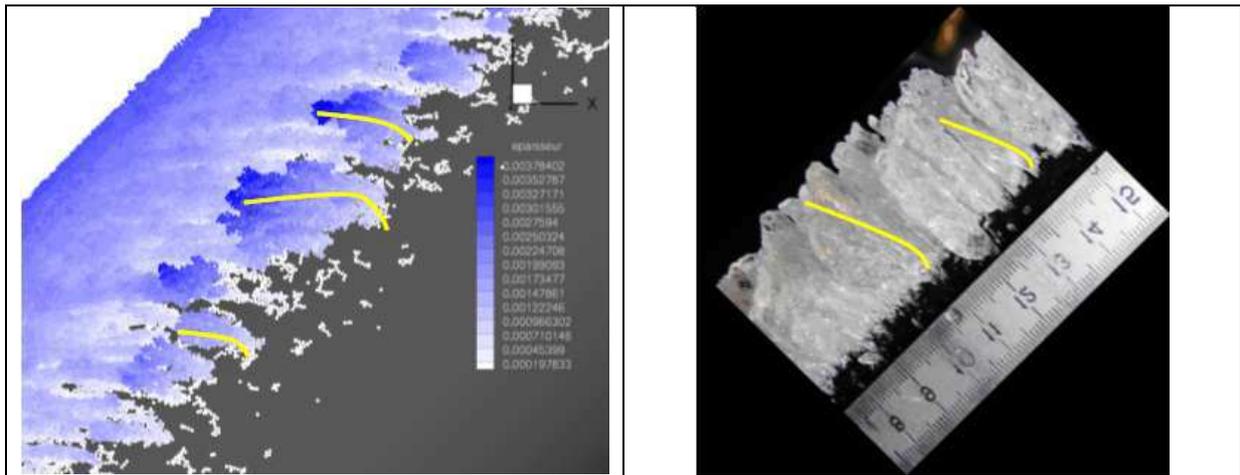


Figure D.II-19. Comparaison de la croissance des plumes aux extrémités du cylindre du test A3 avec la direction de croissance sur l'image expérimentale

Sur cette figure (cf. *Figure D.II-19*), les plumes croissent bien orthogonalement à la paroi du cylindre puis se courbent ensuite face au vent. Nous pouvons visualiser une croissance plus importante des plumes au bord du cylindre pour le test A3 qu'avec la simulation de référence. Le test A3 semble plus homogène et le givre semble être réparti de façon plus uniforme en raison de l'hypothèse du ruissellement sur agrégat.

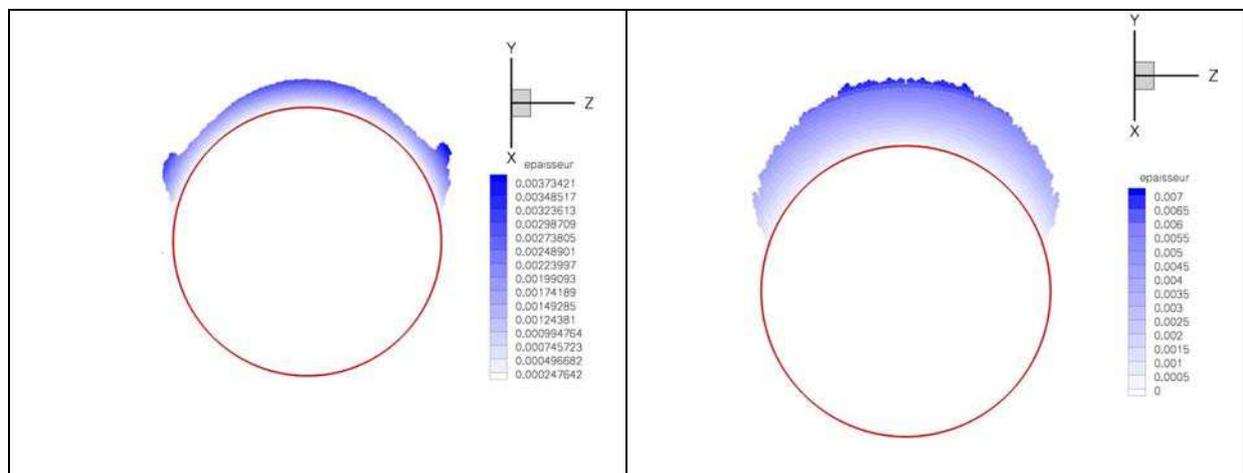


Figure D.II-20. Comparaison de l'image en coupe entre la simulation A3 à gauche et le test A1 à droite

La figure (cf. *Figure D.II-20*) illustre une vue de coupe le dépôt de givre sur le cylindre. Sur cette coupe dans le cas A3, des monticules apparaissent au bord du cylindre contrairement à la simulation A1. Dans ces types de comparaison, les échelles de couleur des figures de gauche

et de droite sont différentes. Le nombre de gouttes injectées ne changent pas entre les simulations A1 et A3.

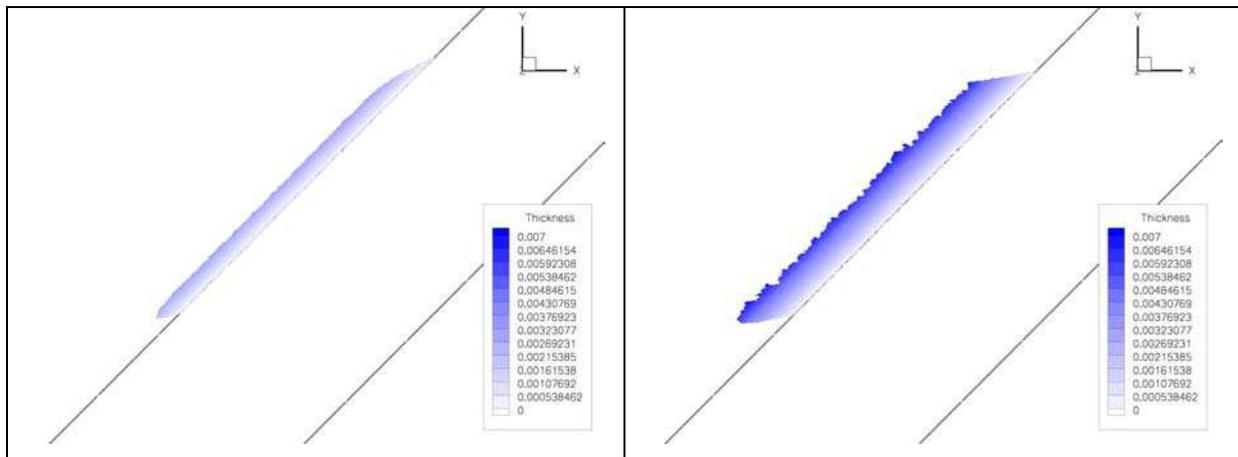


Figure D.II-21. Comparaison de la densité de la zone 1 au niveau de la ligne de partage entre le test A3 à gauche et la simulation A1 de référence à droite

Sur la figure (cf. *Figure D.II-21*), nous avons voulu mettre en évidence qu'un ruissellement sur agrégat conduit à un lissage et à une densité plus forte au niveau de la ligne de partage. En effet, sur la simulation de référence, nous pouvons observer des petites crêtes qui se forment. Expérimentalement, ces crêtes sont très accentuées même au niveau de la ligne de partage. Le ruissellement sur agrégat ne conduit pas à la formation de ces crêtes car le givre simulé est trop humide.

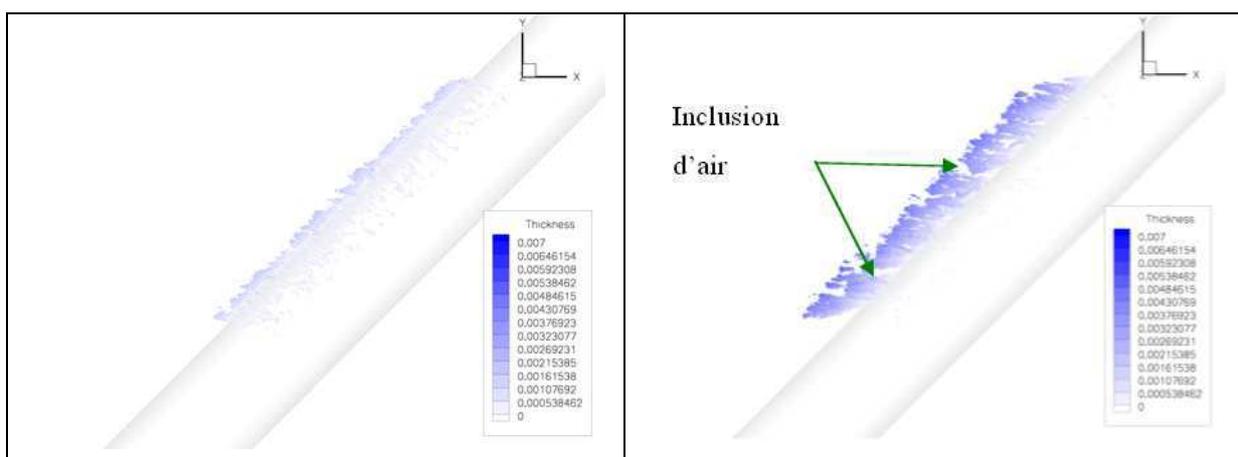
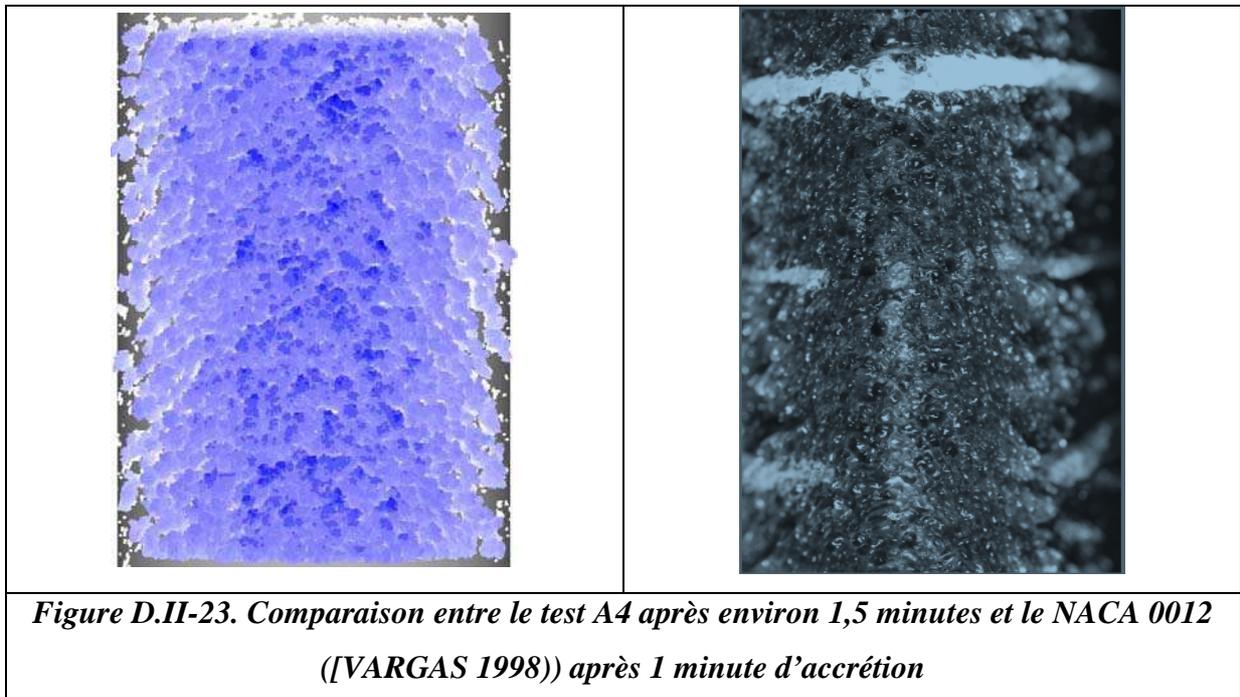


Figure D.II-22. Comparaison de la densité de la zone 5 (bordure du cylindre) entre le test A3 et le test A1

La comparaison de la zone 5 entre le test A3 et la simulation de référence A1 diffèrent totalement (*Figure D.II-22*). En effet, le test donne lieu à un givre qui contient certes des crêtes mais nous n’observons plus les zones où doivent avoir lieu les inclusions d’air (cf. flèches vertes de la figure (cf. *Figure D.II-22* à droite). Le ruissellement sur agrégat rend le dépôt trop homogène et ne génère pas des zones discontinues caractérisant le givrage en queue de homard. De plus, nous n’avons pas tenu compte de la rugosité dans ce test qui pourtant influe de façon significative sur l’épaisseur du givre tout au long de l’abscisse curviligne. Contrairement au test de référence, cette sensibilité s’approche plus d’un givre humide que d’un givre sec lorsque nous visualisons l’image en vue de coupe du dépôt de givre. Ce dépôt formé dans cette simulation semble trop dense, nous allons donc tenir compte de la rugosité. Cela nous a conduit au test A4.

D.II.1.3.f Test du cas A4

Dans ce test, nous considérons que chaque goutte qui impacte un agrégat de goutte va chercher son site de stabilité grâce à la fonction de stabilité qui dépend de la fraction givrante. Le rayon de placement quant à lui vaut 2 fois le diamètre de la goutte numérique. La fenêtre d’injection est toujours définie par y appartenant à l’intervalle $[0.1, 0.14]$ m et par z appartenant à l’intervalle $[-0.0165, 0.0165]$ m.



Sur la figure (cf. *Figure D.II-23*), nous pouvons remarquer que la zone de la ligne de partage semble être plus dense, les discontinuités sont visibles près du bord du cylindre tout comme dans le dépôt expérimental de référence. Dans la simulation, les plumes ne sont pas visibles cependant, autour de la zone où se situe la ligne de séparation, des irrégularités plus épaisses sont visibles.

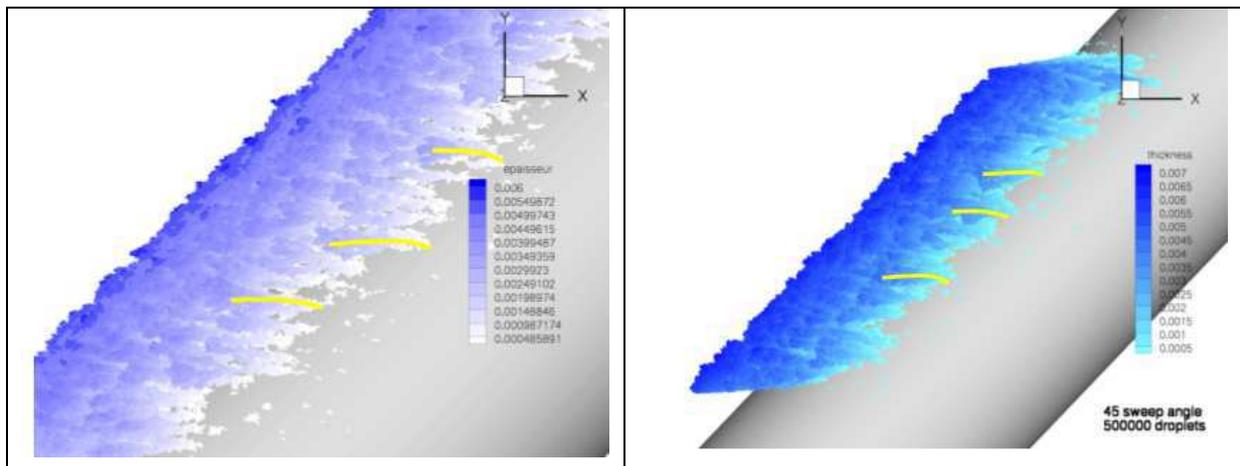


Figure D.II-24. Comparaison de la croissance des plumes sur le bord du cylindre entre le test A4 et le test A1

La croissance des différentes plumes est semblable à la simulation de référence (cf. *Figure D.II-24*). Au départ, les plumes s'accroissent pratiquement toujours orthogonalement à la paroi pour s'incurver avec le temps.

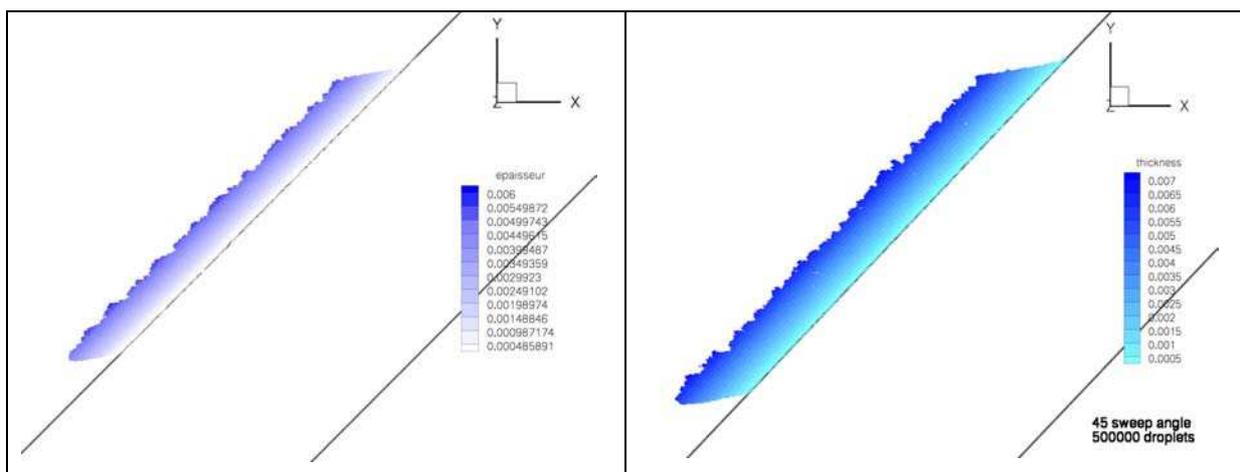


Figure D.II-25. Comparaison de la densité dans la zone 1 entre le test A4 et le tes A1

La figure (cf. *Figure D.II-25*) ci-dessus illustre la densité prise dans la zone 1 au niveau de la ligne de partage. Nous observons une accréation en dents de scies qui ne sont pas très marquées. Le manque d'inclusion d'air implique que le givre à cet endroit est dense comme nous l'avions décrit dans l'hypothèse de stabilité.

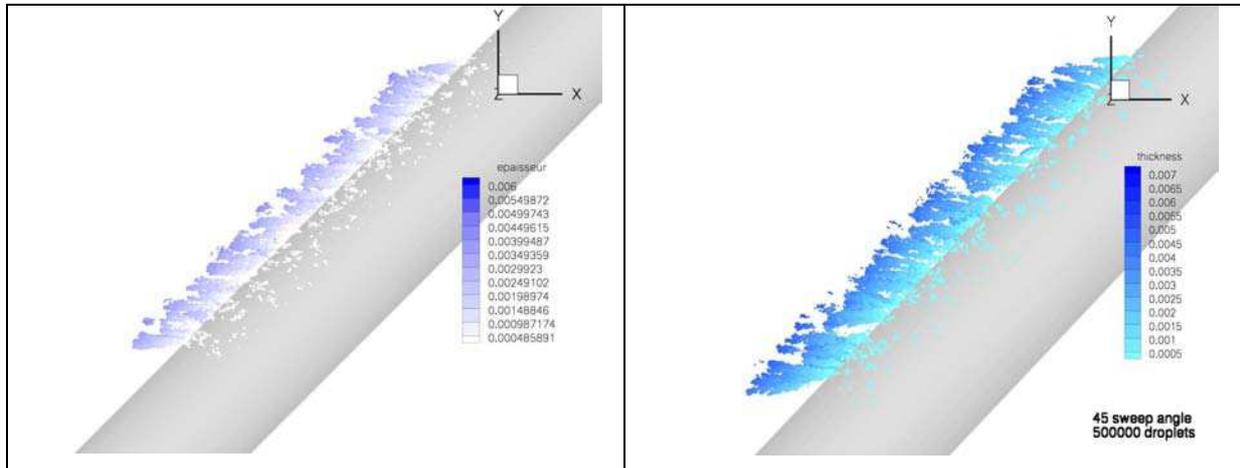


Figure D.II-26. Comparaison de la densité de la zone 5 du test A4 et le test A1

La figure (cf. *Figure D.II-26*) montre la densité du test A4 et de la simulation de référence A1 pour la zone 5 au bord du dépôt. L'image du test A4 laisse apparaître des interstices provoqués par l'effet d'ombrage. Elle montre également une certaine fréquence des espaces vides tandis que la simulation de référence A1 possède deux interstices plus marqués.

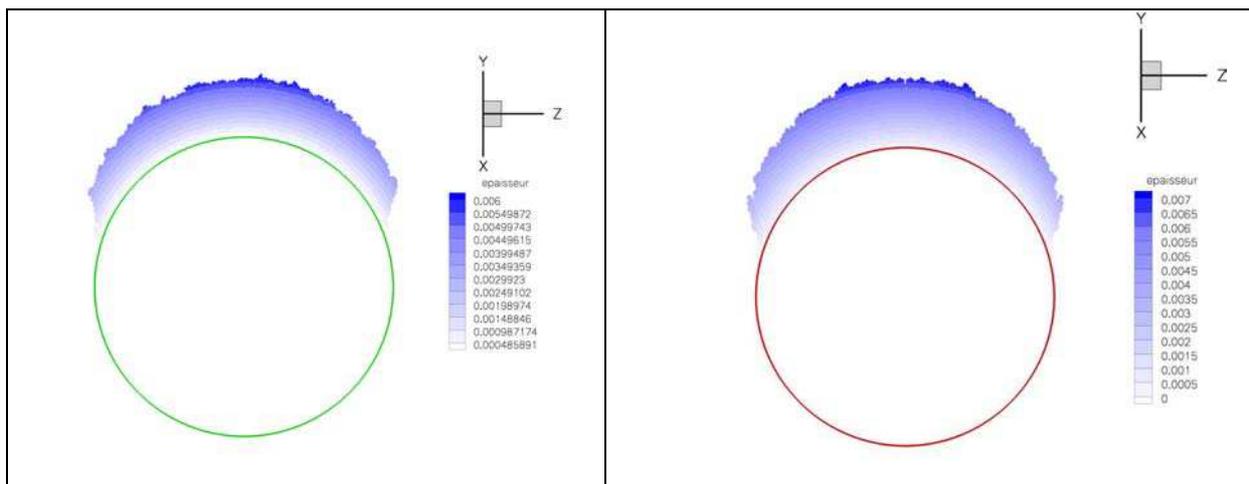
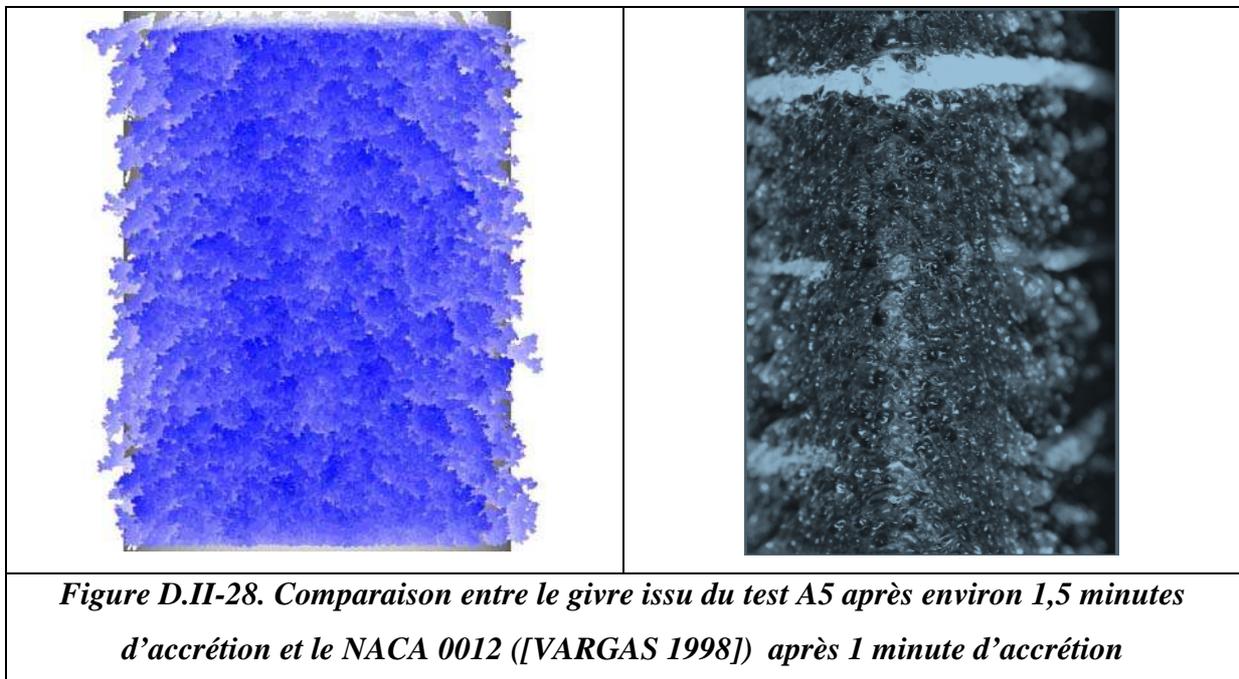


Figure D.II-27. Comparaison des dépôts en plan de la coupe orthogonale au cylindre pour le cas test A4 et le test A1

Les deux images de givre représentées sur la figure (cf. *Figure D.II-27*) montrent peu de différences en termes de forme globale du dépôt. Dans les deux cas simulés (A4 et A1), la forme du givre suit la forme du cylindre et révèle par conséquent peu de ruissellement.

D.II.1.3.g Test du cas A5

Dans ce test, nous allons porter une attention particulière à la rugosité. Dans un premier temps, nous allons fixer le rayon de placement à 5 diamètres de la goutte numérique puis nous n'allons pas raisonner sur le mécanisme de ruissellement sur agrégat de gouttes mais seulement sur la stabilité de chaque goutte en fonction de sa position par rapport à la coordonnée z et en fonction de la hauteur de l'impact.



Dans ce test (cf. *Figure D.II-28*), nous pouvons apercevoir une forme très rugueuse pratiquement sur toute la surface du dépôt. Les discontinuités sont visibles sur le bord du dépôt. Ce test est obtenu après environ 1,5 minutes d'accrétion. Cette simulation dont les plumes se forment sur tout le cylindre est semblable à la figure expérimentale. La variation du coefficient d'échange semble bien prise en compte qualitativement dans cette simulation. La formation de ces plumes sur tout le cylindre est dépendante de ce paramètre. L'illustration ci-dessus ne permet pas de montrer les discontinuités induites par l'effet d'ombrage sur le cylindre. Pour cela, il serait nécessaire d'augmenter le nombre de gouttes d'eau injectées. Ce nombre est artificiellement augmenté dans le cas de référence A1 grâce à l'injection dans la demie fenêtre complétée par la symétrisation du dépôt par rapport au plan $\{x, y\}$.

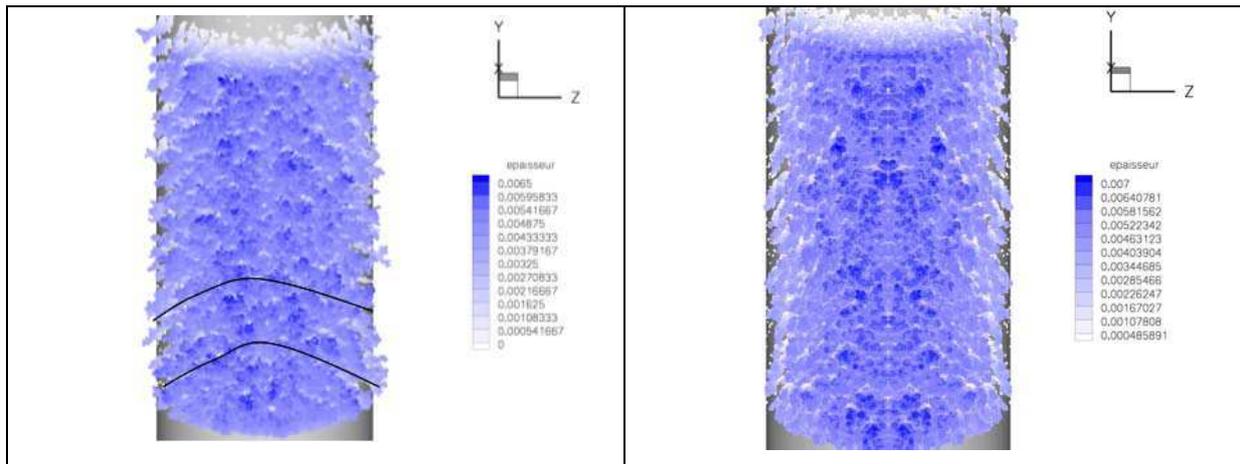


Figure D.II-29. Autre vue du test A5 et du test A1

La figure (cf. *Figure D.II-29*) permet une meilleure visualisation de la discontinuité induite par l'effet d'ombrage. L'hypothèse du test A5 permet un givrage plus rapide et donc crée une discontinuité plus accentuée tout au long de l'abscisse curviligne. Le givre est légèrement plus dense près de la ligne de séparation et plus aéré vers le rebord du cylindre. La notion subjective de « rebord » traduit mathématiquement les positions des gouttes qui sont positionnées en coordonnée z près de 1,5cm en valeur absolue.

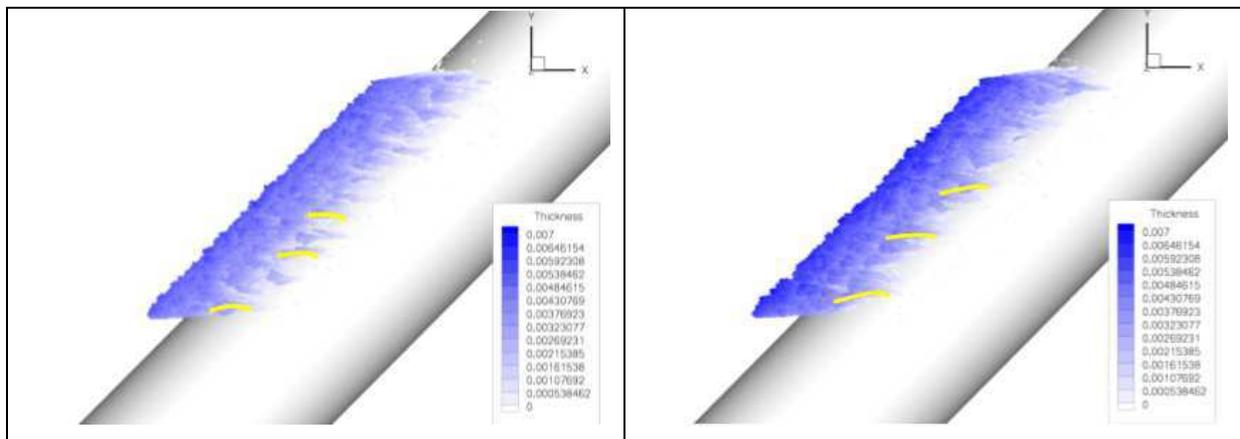


Figure D.II-30. Comparaison de la croissance des plumes aux extrémités du cylindre du test A5 avec la simulation de référence

La figure (cf. *Figure D.II-30*) représente un agrandissement de la formation du givre en plume sur le bord du cylindre. Dans le test de référence, chaque plume commence toujours par grandir de façon perpendiculaire à la paroi pour s'incurver ensuite.

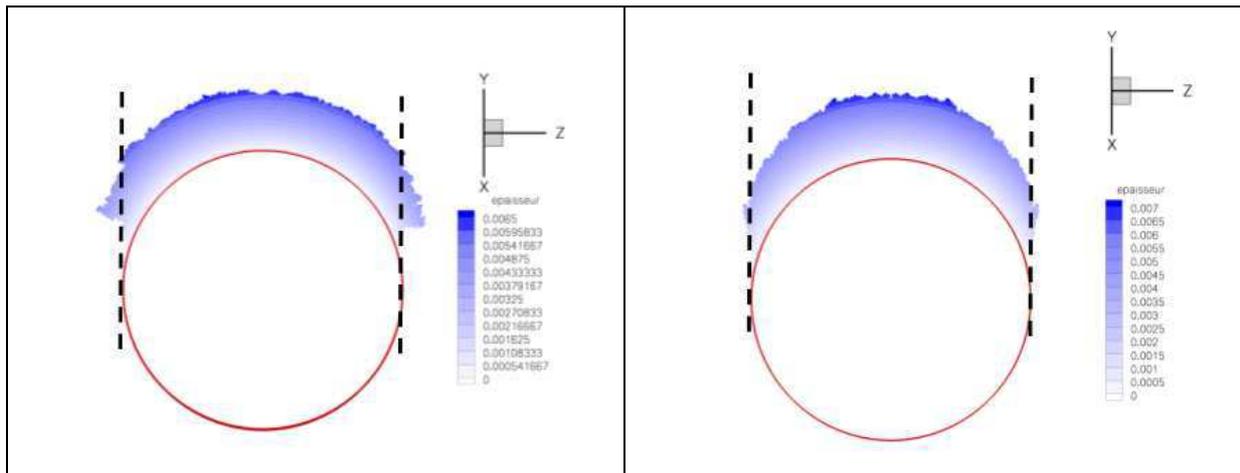


Figure D.II-31. Comparaison entre la coupe du test A5 et du test A1

La figure (cf. *Figure D.II-31*) représente la forme du dépôt de givre simulé sur un plan en coupe. Nous pouvons constater que le givre grandit hors du cylindre. Le givre accrété suit la courbure de l'abscisse du cylindre sur les deux images. La forme du test A5 se rapproche plus de la forme du dépôt expérimental dans la mesure où le givre grandit en dehors du cylindre. Par contre, la forme quant à elle est plutôt une forme issue d'une croissance sèche.

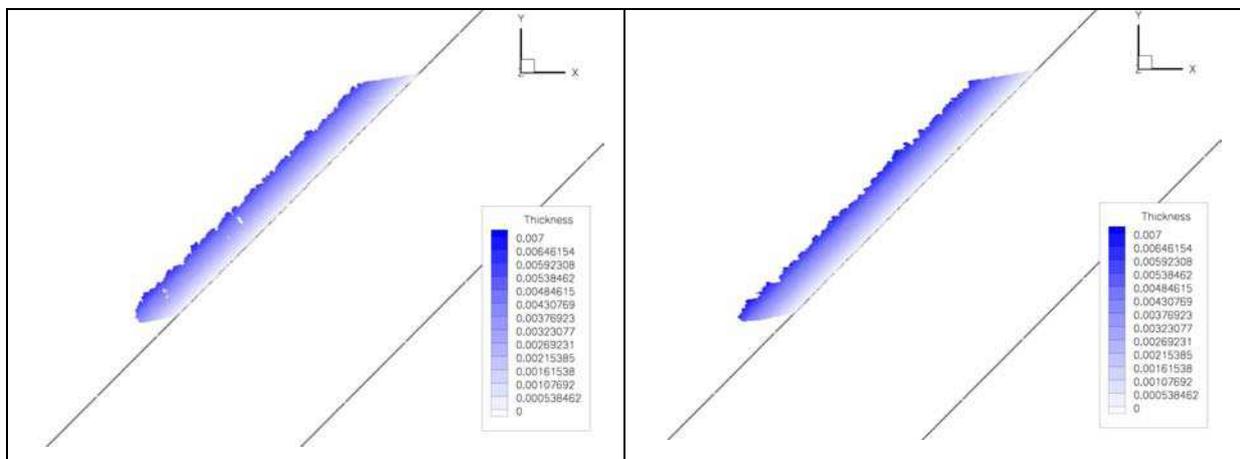


Figure D.II-32. Comparaison de la densité de l'accrétion de givre simulé entre le test A5 et la simulation de référence dans la zone 1 (cf. *Figure D.II-13*) se situant près de la ligne de séparation

La densité provenant de l'image de gauche du test A5 (*Figure D.II-32*) montre des inclusions d'air tandis que celle de la figure de référence ne reflète pas ce genre d'inclusions. Nous y voyons des dentelures plus accentuées par rapport à la simulation de référence.

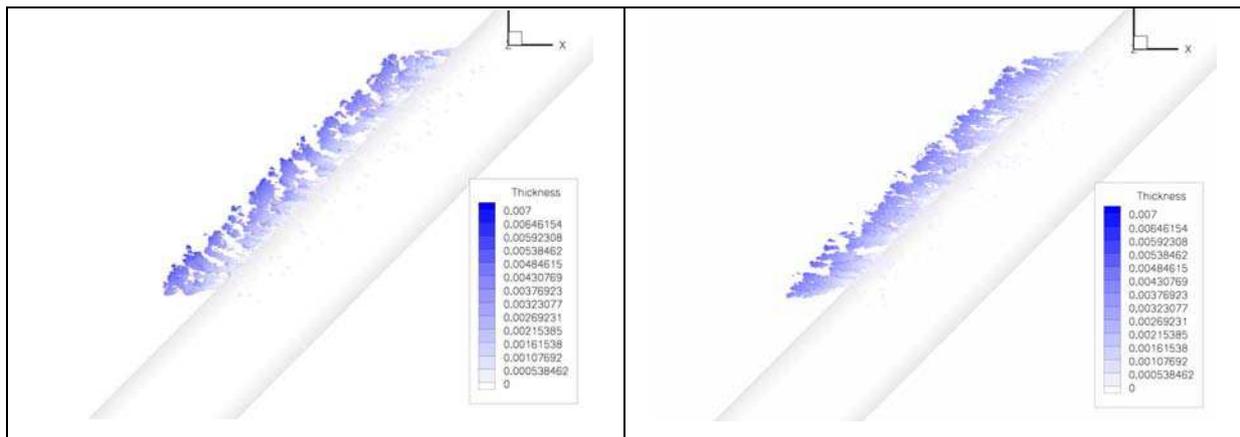


Figure D.II-33. Comparaison de la densité de l'accrétion de givre simulé entre le test A5 et la simulation de référence dans la zone 5 (cf. Figure D.II-13) se situant près du rebord du cylindre

La simulation du test A5 engendre un givre fortement discontinu avec beaucoup d'espaces comparé à la simulation de référence (cf. Figure D.II-33). De ce point de vue, la rapidité, due à deux facteurs fonctions de la position de l'impact de la goutte, contribue à une croissance plus élevée du givre entraînant une épaisseur plus élevée.

D.II.1.3.h Test du cas A6

Le test A6 reprend les mêmes hypothèses que la simulation A5, à savoir : les gouttes qui impactent sur le cylindre lisse chercheront une goutte ou un agrégat de gouttes dans un rayon de placement de $5 d_p$. L'autre hypothèse consiste à dire qu'une goutte qui impactera une goutte givrée ou agrégat de gouttes se verra attribuer le nombre de points de stabilité en fonction de l'abscisse curviligne (reliée par la coordonnée en z) et en fonction de la hauteur par rapport aux autres gouttes. Une goutte qui impactera un creux aura un grand nombre de points de contact alors qu'une goutte qui impactera le sommet aura le minimum de points de contact. De la même façon, plus une goutte impactera loin de la ligne de partage, et moins elle aura de points de contact. La fonction de stabilité inclut ces deux possibilités c'est-à-dire que la position de la goutte pondèrera sur le nombre de points de stabilité en fonction à la fois de la hauteur d'impact et de l'abscisse curviligne. Cette hypothèse permettra d'intensifier le nombre de points de contacts possibles si la goutte impacte le creux ou bien au sommet d'un agrégat. Nous injecterons le même nombre de gouttes que le test A5 mais seulement sur un demi plan dont la fenêtre est la suivante : l'intervalle $[0.1, 0.14]$ m suivant l'axe y et $[0, 0.0165]$ m suivant l'axe z . Pour la comparaison, cela correspond non plus à 1,5 minutes mais

à environ 3 minutes d'exposition aux conditions givrantes. La symétrisation des positions de toutes les gouttes impactées dans la demi-fenêtre donne la figure suivante :

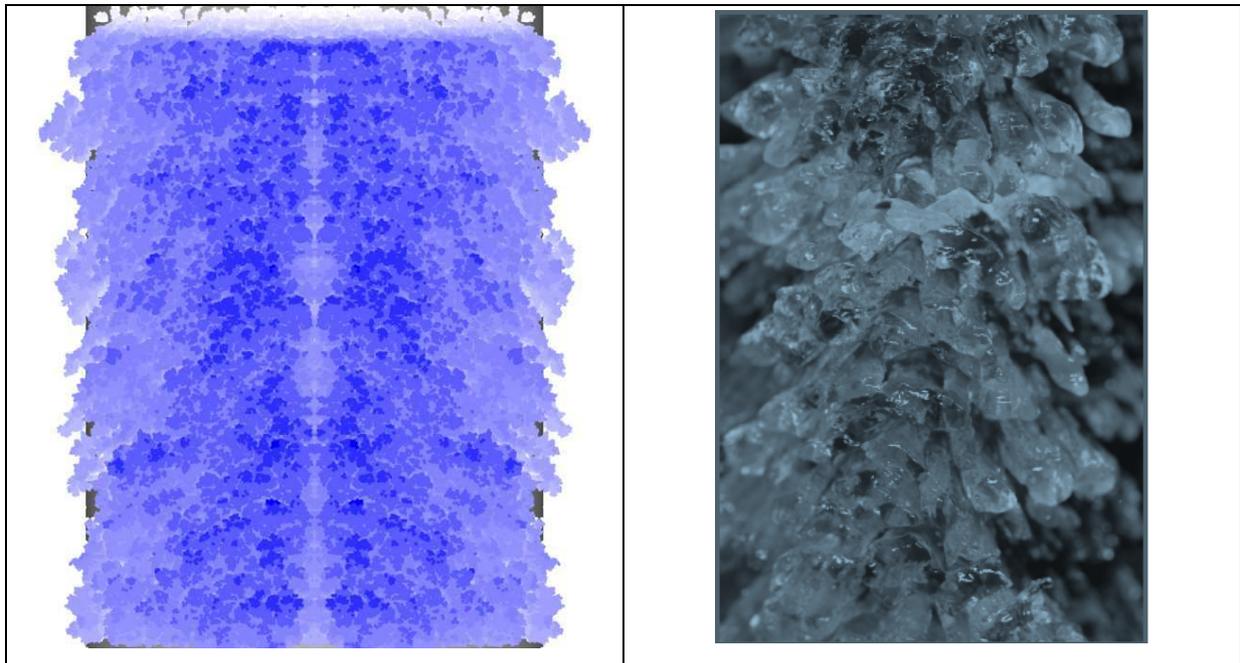


Figure D.II-34. Comparaison entre le test A6 après 3 minutes et le NACA 0012 ([VARGAS 1998]) après 3 minutes d'accrétion

La hauteur du givre formé pour le même nombre de gouttes injectées diffère environ de 5 mm ce qui n'est pas négligeable. La figure (cf. Figure D.II-34) montre des discontinuités bien distinctes et même en dehors de la surface du cylindre. Les prémices des queues de homard sont bien plus visibles dans ce test A6 que dans le cas de référence.

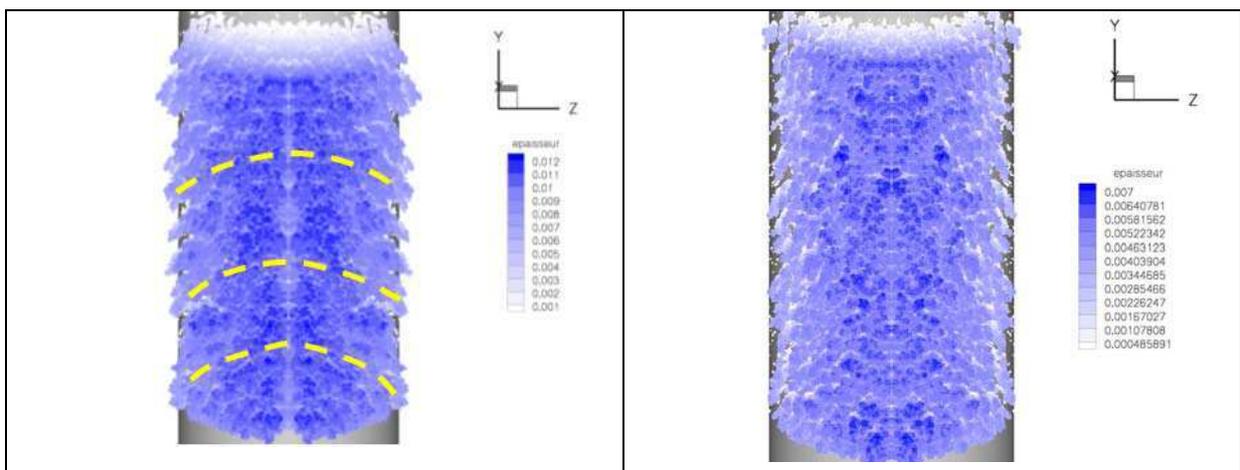


Figure D.II-35. Comparaison entre le test A6 et le test A1

La figure (cf. *Figure D.II-35*) illustre le dépôt simulé du givre en queue de homard. En effet, nous commençons à observer la forme du givre en queue de homard contrairement au cas test A1. Les creux entre chaque queue de homard sont plus prononcés par rapport au cas A1.

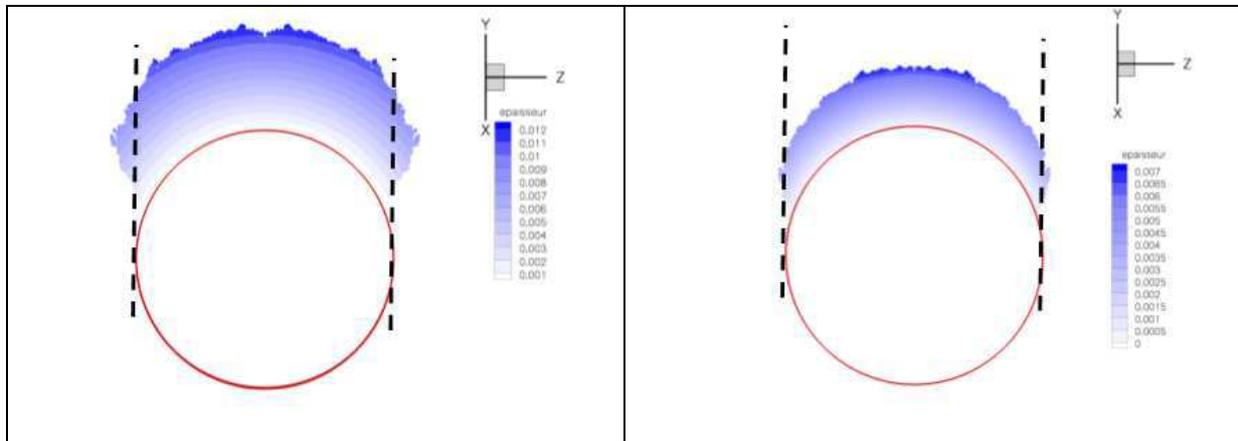


Figure D.II-36. Visualisation des coupes des tests A6 et A1

Dans les plans de coupe (*Figure D.II-36*), le givre formé dans le cas test A6 (à gauche) est plus épais et ne suit pas la courbure du cylindre contrairement au cas de référence A1. Le givre dépasse le cylindre et ressemble au dépôt des essais expérimentaux. L'épaisseur correspond aux ordres de grandeur des queues de homard formées lors des essais pour une flèche de 45°.

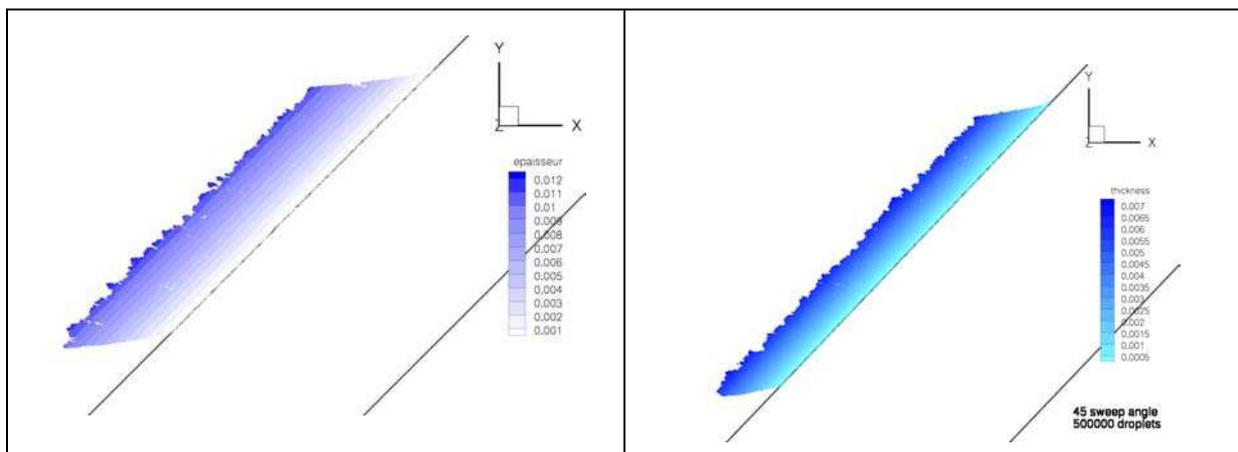
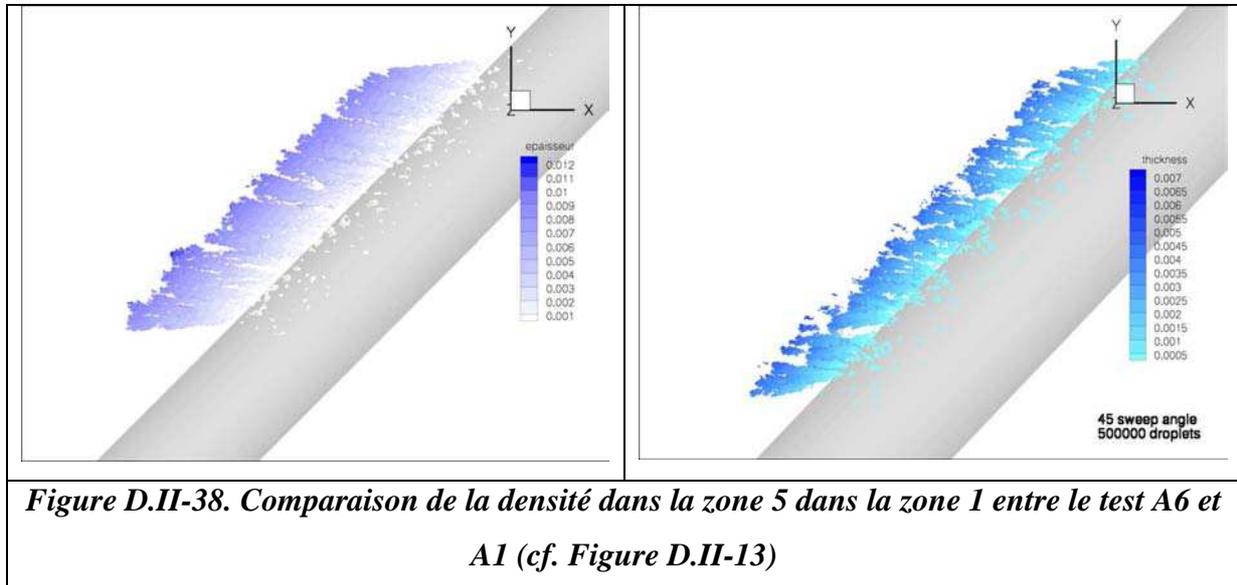


Figure D.II-37. Comparaison de la densité dans la zone 1 entre le test A6 et A1(cf. Figure D.II-13)

Hormis la différence d'épaisseur entre les deux cas test, les aspérités et les creux se ressemblent (cf. *Figure D.II-37*). Nous observons cependant quelques légères inclusions d'air dans le cas test A6 que nous ne n'observons pas dans le cas A1.



La figure (cf. *Figure D.II-38*) illustre la densité de la zone 5. Le givre dans le test A1 semble être plus espacé que dans le cas test A6. L'explication provient du fait que le givre accrété dans le cas de référence n'excède pas hors du cylindre contrairement au cas test A6.

D.II.1.3.i Test du cas B1 (flèche de 30°)

Dans les tests B, nous avons fixé les mêmes paramètres que le test A6, nous allons observer l'influence de la flèche à travers la simulation de l'accrétion. Dans ce test, 500000 gouttes sont injectées sur la moitié du cylindre en flèche de 30° dont le plan d'injection correspond à la fenêtre complète (cf. *Tableau D.II-1*). Dans ce test, les hypothèses des paramètres du modèle sont les suivantes : le rayon de placement des gouttes lors de l'impact sur cylindre lisse est de deux fois le diamètre de la goutte numérique, la fonction stabilité quant à elle est basée sur la fraction givrante. Nous avons montré à travers les lignes de frottements que plus la flèche du cylindre augmentait et plus ces lignes sont incurvées. La conséquence en est que la forme du givre si les queues de homard existent devrait être moins accentuée sur une flèche de 30°.

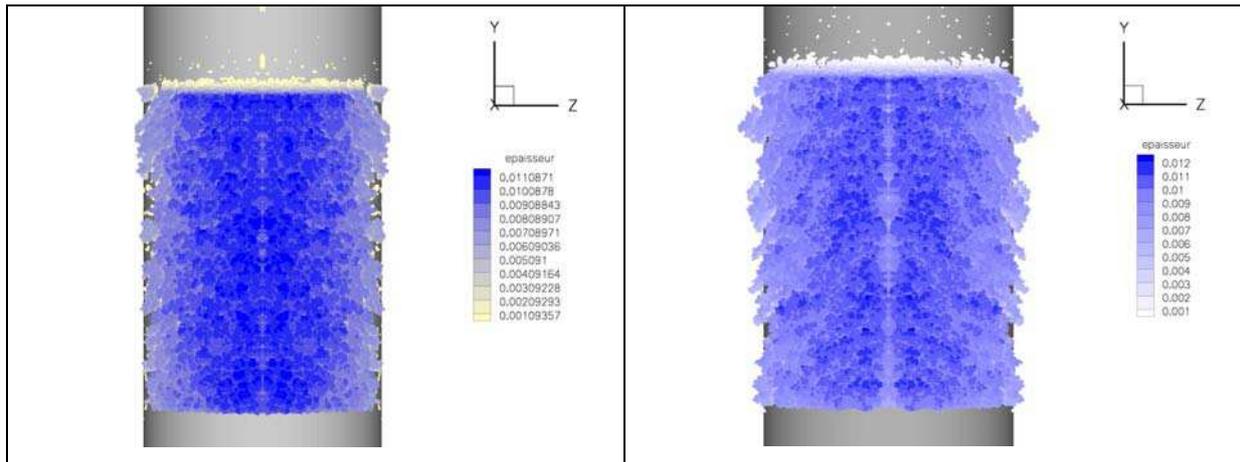


Figure D.II-39. Comparaison de l'accrétion sur un cylindre de 30°(à gauche) avec le test A6 (à droite) après environ 3 minutes d'accrétion pour les mêmes hypothèses microphysiques.

La figure (cf. *Figure D.II-39*) montre la comparaison pour les mêmes paramètres fixés dans le cadre de la simulation. L'image de gauche représente l'accrétion de 500000 gouttes + la symétrie du dépôt par rapport au plan $\{x, y\}$. Sur cette image, nous pouvons visualiser le développement des discontinuités. La fréquence d'apparition est moindre par rapport à la flèche de 45°. De plus, le dépôt ne dépasse pas de beaucoup les bords du cylindre.

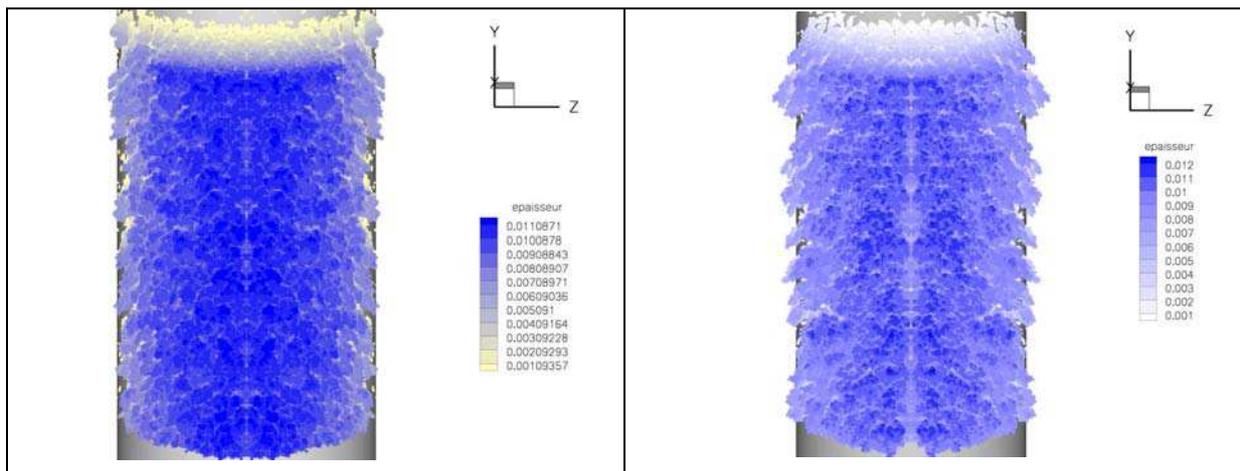


Figure D.II-40. Comparaison entre le dépôt sur une flèche de 30° et sur une flèche de 45° (test A6) dans les conditions de référence de la simulation

Sur les deux images (*Figure D.II-40* angle de vue différent par rapport à la figure (cf. *Figure D.II-39*), pour le même nombre de gouttes injectées dans la demi-fenêtre, nous pouvons observer une densité accrue pour le cylindre de 30°. Des différences sont également notées.

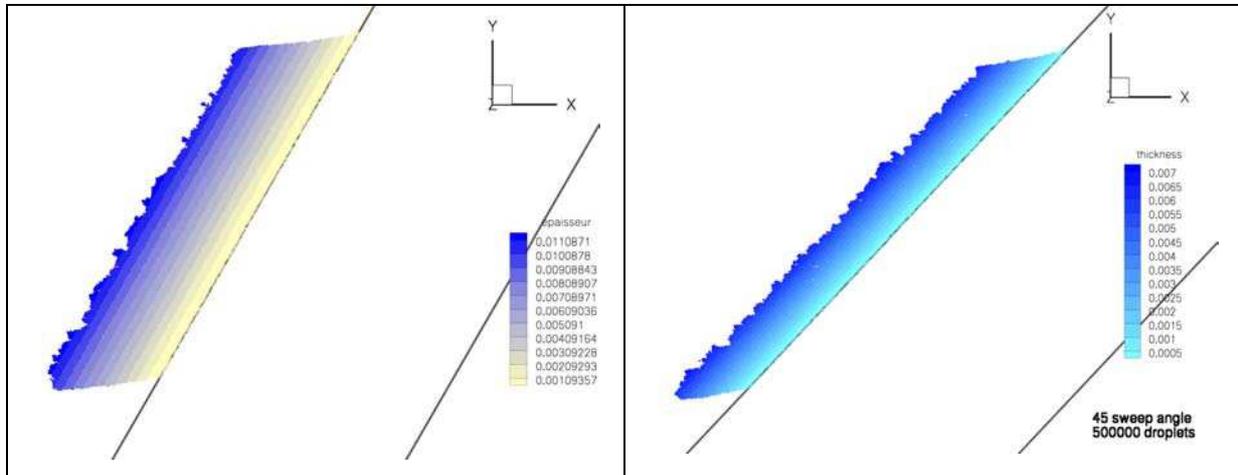


Figure D.II-41. Comparaison de la densité dans la zone 1 du dépôt sur le cylindre en flèche de 30° avec la simulation A6

Cette image provenant de la figure (cf. *Figure D.II-41*) permet de visualiser la densité du dépôt. Sur la flèche de 30° tout comme pour la flèche de 45°, nous pouvons constater que les espacements ne sont pas observables. La densité est par conséquent élevée au niveau de cette zone. De plus, l'épaisseur est plus grande par rapport à la simulation pour une flèche de 45° car la géométrie du cylindre fait que les gouttes s'étalent beaucoup plus sur une flèche plus grande.

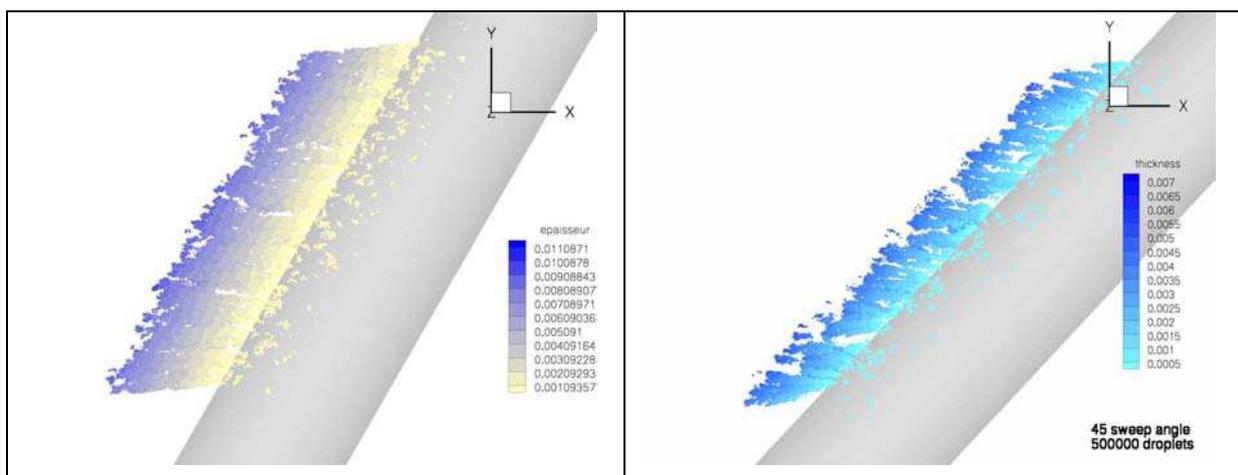


Figure D.II-42. Comparaison de la densité dans la zone 5 du dépôt sur le cylindre en flèche de 30° avec la simulation A6

L'image de la zone 5 reproduite sur la figure (cf. *Figure D.II-42*) reflète des inclusions d'air au niveau de la formation des plumes. Les inclusions d'air sont moins nombreuses que dans le cas de la simulation A6. Cela est dû à l'effet d'ombrage car pour une flèche de 30°, cet effet est moins important que dans le cas d'une flèche de 45°.

D.II.1.3.j Test du cas B2 (flèche de 60°)

Dans ce test, nous allons simuler le dépôt de givre pour un cylindre en flèche de 60°. Ainsi, nous pourrions confirmer que d'une part, l'épaisseur du givre est moins importante pour cette flèche que pour les flèches de 30 et 45°. D'autre part, la fréquence d'apparition des discontinuités devrait être plus grande par rapport aux cylindres en flèche inférieure à 60°.

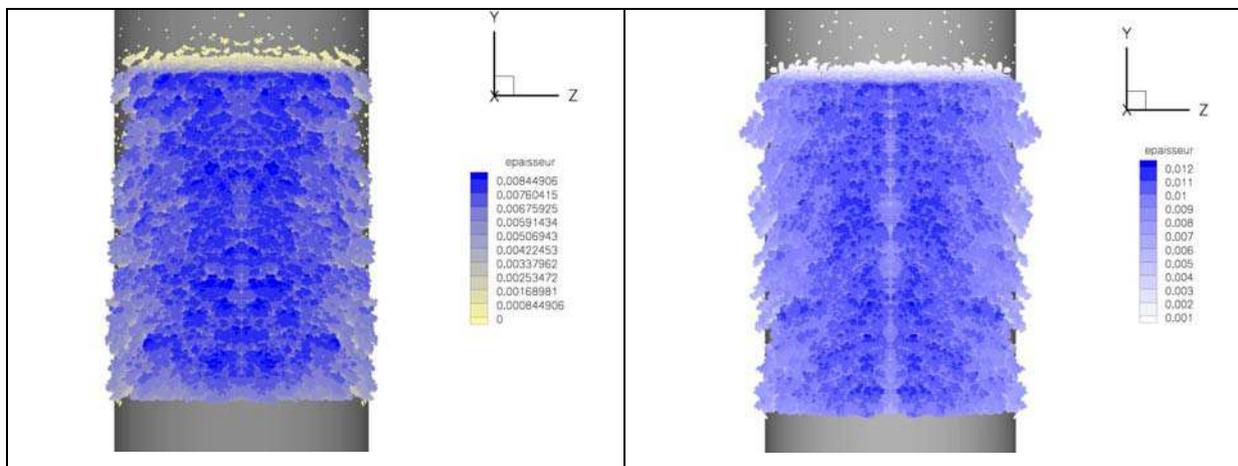


Figure D.II-43. Accrétion de 1.10^6 après environ 3 minutes d'accrétion des gouttes sur un cylindre en flèche de 60° et le test A6

Les images de la figure (cf. *Figure D.II-43*) montrent un impact de 1.10^6 gouttes sur un cylindre en flèche de 60° soit environ 3 minutes d'accrétion. Le dépôt est hétérogène et discontinu le long de l'axe du cylindre. Nous voyons paraître des formes ressemblant aux queues de homard de part et d'autre du cylindre. L'image illustre un givre plus épais au niveau de la ligne de partage pour devenir moins épais vers le bord du cylindre. Comparé à la simulation A6, la fréquence d'apparition des queues de homard semble être moins élevée. Ce critère concorde avec les observations expérimentales.

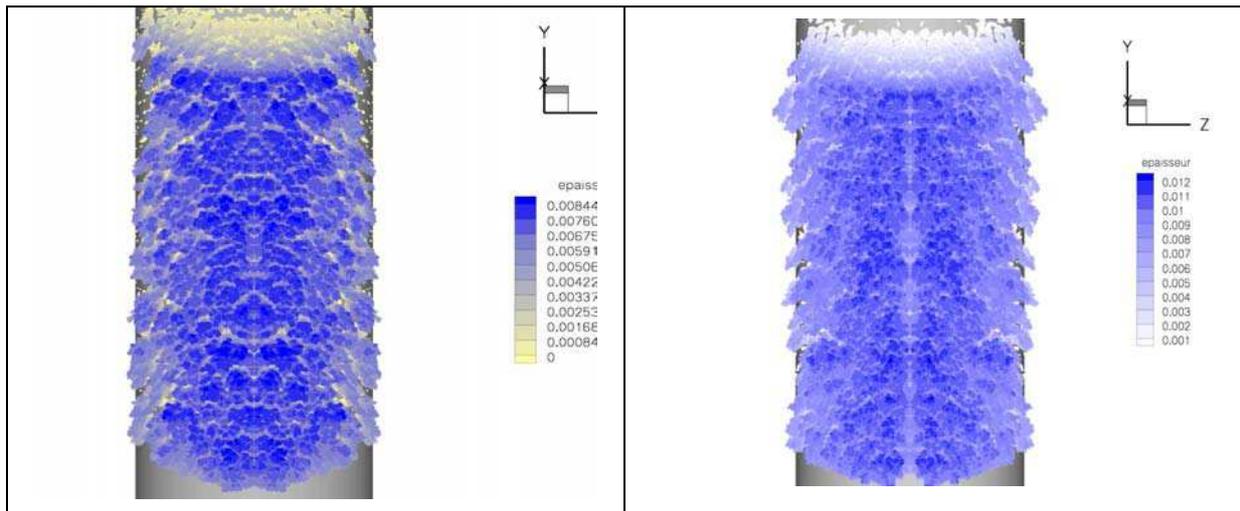


Figure D.II-44. Comparaison de l'accrétion du givre sur le cylindre en flèche de 60° (à gauche) avec la simulation A6 (à droite)

Une vue plus inclinée ci-dessus (*Figure D.II-44*) permet de mieux visualiser les discontinuités et les queues de homard. En effet, nous percevons les espaces vides où les gouttes n'ont pas pu impacter à cause de l'effet d'ombrage. Cet effet est d'autant plus accentué que la flèche est forte, 60° en l'occurrence. Par rapport à la simulation A6, les discontinuités sont plus fortes et plus épaisses.

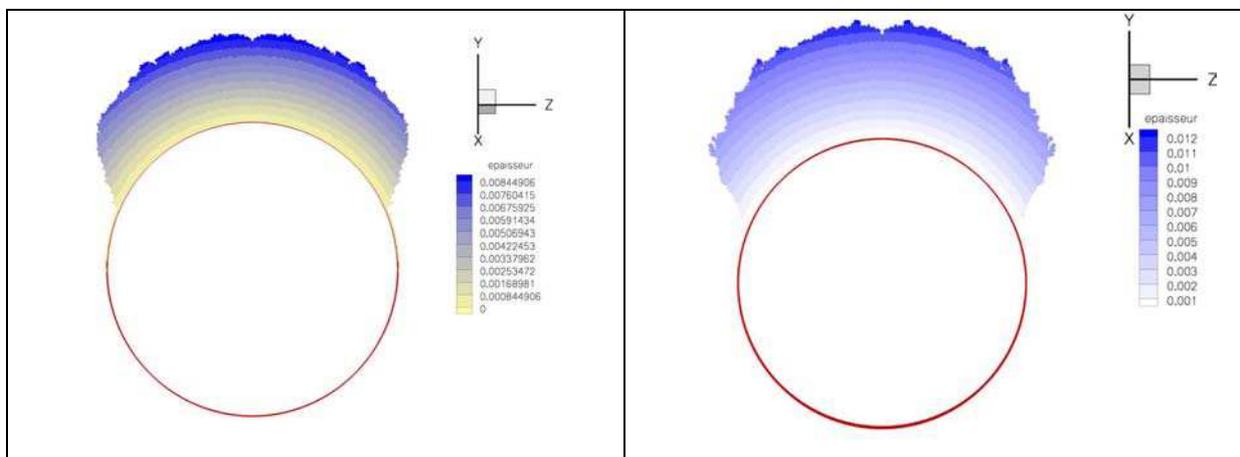


Figure D.II-45. Comparaison de la forme du dépôt sur une coupe perpendiculaire au cylindre en flèche de 60° avec la simulation A6

La différence d'épaisseur (cf. *Figure D.II-45*) est traduite par une captation moins importante pour une flèche de 60° que pour une flèche de 45°.

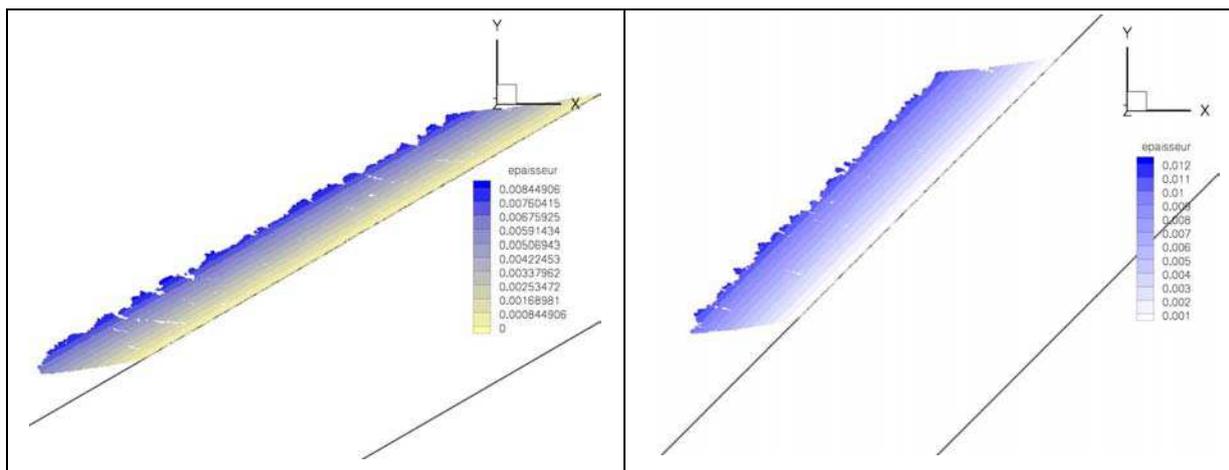


Figure D.II-46. Comparaison de la densité dans la zone 1 du dépôt sur le cylindre en flèche de 60° avec la simulation A6

La flèche de 60° sur l'image de droite de la figure (cf. *Figure D.II-46*) laisse des inclusions d'air même au niveau de la ligne de partage contrairement à la simulation sur le cylindre de 45° de référence. L'aspect est plutôt dentelé et malgré le fait qu'il y ait des espaces vides, le givre semble plutôt être dense dans cette zone.

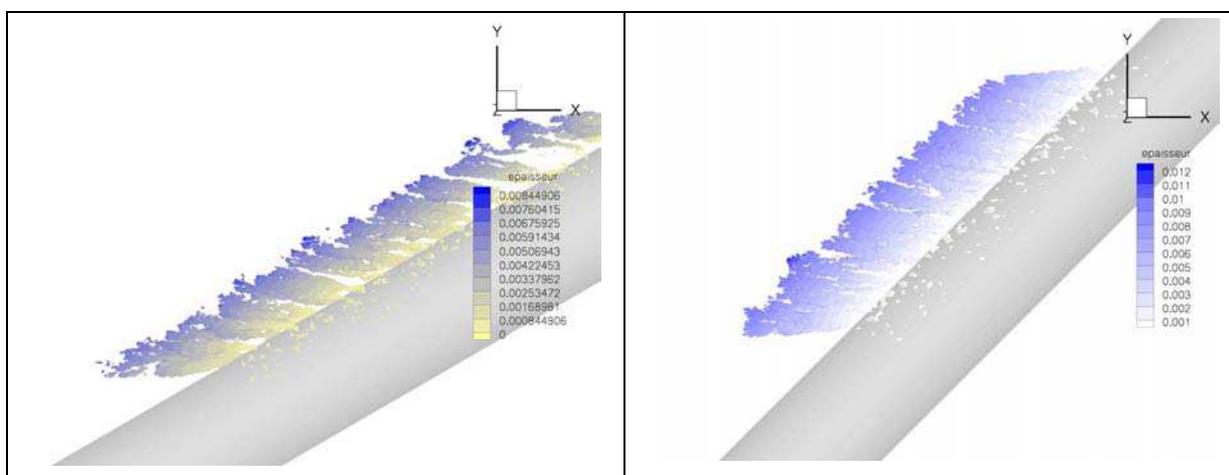


Figure D.II-47. Comparaison de la densité dans la zone 5 du dépôt sur le cylindre en flèche de 60° avec la simulation A6

Les plumes qui proviennent de la zone 5 au niveau du bord du cylindre de l'image à gauche ci-dessus (*Figure D.II-47*) contiennent des espacements entre les différentes plumes qui dénotent les discontinuités. Ces dernières sont particulièrement importantes du fait que les gouttes givrent quasiment immédiatement lors de leurs impacts sur d'autres gouttes.

D.III Discussion et conclusion

Dans cette étude, nous essayons de comprendre comment arriver à prendre en compte les phénomènes microphysiques dans les simulations du givre. Les différents processus physiques permettant de résoudre le problème du givrage sont complexes et coûteux en temps de calcul dû notamment aux outils dont nous avons besoin (cf. chap. B). L'objectif consistait à émettre les hypothèses microphysiques qui permettent de mieux cerner le problème de discontinuité et spécifiquement des queues de homard. Nous avons mis en évidence le fait que sans flèche, la discontinuité du givre n'est pas possible. Dans la microphysique de l'accrétion, la flèche influe sur la direction des lignes de frottements. Ces dernières restent les fondements dans la base de raisonnement. De plus, l'angle en flèche crée de l'ombrage aux autres gouttes et donc provoque des discontinuités. Il est bien entendu que les lignes de frottements ne sont pas les seuls facteurs régissant la microphysique. Les coefficients d'échanges convectifs influent sur la manière dont les gouttes givent c'est-à-dire la rapidité à laquelle la goutte va congeler. Nous notons que le ruissellement dépend des hypothèses choisies. Ces dernières ont une conséquence directe sur les coefficients d'échanges convectifs ainsi que sur le fait qu'il y ait formation d'un « film » de glace ou non. L'utilisation de la fraction givrante sur l'impact des gouttes sur des agrégats de gouttes en prélevant sur la fraction givrante a entraîné des dépôts simulés non conformes à ceux observés car l'épaisseur du givre est fine et les queues de homard sont inversées. Le fait de ne considérer que les échanges convectifs provoqués par la transition laminaire/turbulente de l'écoulement ne semble pas être satisfaisant. Il faut prendre en compte la position d'impact (sommet d'un agrégat ou au creux de l'agrégat de gouttes). Cet ajout sur la position de l'impact apporte une discontinuité plus marquée sur l'accrétion. Le rayon de placement lié à la tension superficielle semble aussi un facteur important influençant l'aspect macroscopique de la forme du givre. Chaque paramètre pris indépendamment n'est pas suffisant pour conduire à la formation du givre en queue de homard. Ainsi, d'après le dernier test effectué, le fait de tenir compte à la fois du rayon de placement suivi de la transition laminaire/turbulente ainsi que des formulations reproduisant le comportement qualitatif des variations du coefficient de transfert de chaleur en fonction de la position de l'impact du givre mène à la formation du givre en dentelle. D'un point de vue qualitatif, les résultats sont très encourageants pour la suite. En résumé, la simulation microphysique 3D du givre requiert :

- ✓ L'angle en flèche
- ✓ Les lignes de frottements pour le ruissellement des gouttes
- ✓ Le rayon de placement afin de simuler la formation d'un film ainsi que la tension superficielle de surface
- ✓ La transition laminaire/turbulente de l'écoulement afin de tenir compte du coefficient d'échange convectif
- ✓ La position de l'impact des gouttes en fonction de l'épaisseur du givre formé

La limitation de la simulation du givrage en queue de homard provient des facteurs suivants :

- ✓ La considération des gouttes numériques impliquant l'utilisation du nombre de stabilité
- ✓ Le choix microphysique est un modèle empirique basé sur l'observation expérimentale
- ✓ La fraction givrante est calculée sur le cylindre nu au départ. Il faudrait la recalculer une fois le dépôt formé.

Le taux de ruissellement est un facteur déterminant dans le mécanisme des formes de givre. Cette fraction givrante, due à un coût prohibitif en temps de calcul, n'est pas possible pour chaque nouvelle goutte impactée. La limitation du modèle viendrait aussi de là.

Enfin, dans une meilleure optimisation du givre en queue de homard, une étude macroscopique sur la densité serait intéressante afin de la comparer avec la simulation. La technique, enfin pour rendre l'aspect dense du moins plus quantifiable du givre (en termes de masse volumique), serait de considérer des gouttes cubiques ou encore des pavés reliés directement au maillage volumique. Cette méthode permettra un éventuel remaillage surfacique du givre déposé afin de mieux appréhender l'écoulement du fluide, la captation ainsi que l'aspect thermique à la surface du givre.

Bibliographie

- [**Aircraft Accident Report 1997**] Aircraft Accident report, National transportation safety board, “*In-flight icing encounter and uncontrolled collision with terrain comair flight 3272, embraer emb-120rt, n265ca, Monroe, January 1997*”, 1997
- [**ANDERSON 2002 (1)**] ANDERSON, D.N., “*A preliminary study of ice-accretion scaling for SLD conditions*”, 40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 14–17, AIAA-2002-0521, 2002
- [**ANDERSON 2002 (2)**] ANDERSON, D.N. et FEO A. “*Ice-accretion scaling using water-film thickness parameters*”, 40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 14–17, AIAA-2002-0522, 2002
- [**ANDERSON 2003**] ANDERSON, D.N. et TSAO J-C, “*Evaluation and validation of the Messinger freezing fraction*”, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 6–9, AIAA-2003-1218, 2003
- [**BAILER 1997**] BAILER, F., TOCHON P., GRILLOT J-M et MERCIER P. “*Simulation numérique de l’écoulement et de transfert de chaleur autour d’un cylindre*”, Rev.Gen.Therm 36,744-754, 1997
- [**BEAUGENDRE 2002**] BEAUGENDRE, H., MORENCY F. et HABASHI W. C, “*Iced3D, FENSAP-ice’s 3D in-flight ice accretion module*”, 40th Aerospace sciences meeting & exhibit 14-17 January 2002 Reno, Nevada, 2002
- [**BIDEL 1999**] BIDEL, C. D. PINELLA et GARRISON P., “*Ice accretion calculations for a commercial transport using the LEWICE3D, ICEGRID3D and CMARC programs*”, 37th AIAA Meeting Reno, NV, January 11-14, 1999
- [**BOURGAULT 2000**] BOURGAULT, Y., BOUTANIOS Z. et WAGDI G. HABASHI, “*Three-dimensional Eulerian approach to droplet impingement simulation using FENSAP ICE Part I: model, algorithm, and validation*”, Journal of Aircraft, Vol. 37, No. 1, January-February 2000
- [**BRAGG 1982**] BRAGG, M.B. “*Rime ice Accretion and its effect on airfoil performance*” Thesis Ohio State University, Columbus, Ohio, March 1982

- [BRAGG 2000]** BRAGG, M.B., HUTCHISON T., MERRET J., OLTMAN R. et POKHARIYAL D., “*Effect of ice accretion on aircraft flight aerodynamics*”, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 10-13 January 2000/Reno, NV, AIAA 2000-0360, 2000
- [BRAGG 2005]** BRAGG, M.B., BROEREN A. P. et BLUMENTAL L. A “*Iced-airfoil aerodynamics*”, Aerospace Engineering, College of Engineering, University of Illinois at Urbana Champaign, 2005
- [BRANYL 2003]** BRANYI, L. “*Computational of unsteady momentum and heat transfer from a fixed circular cylinder in laminar flow*”, Journal of Computational and Applied, Mechanics, vol.4, No.1, pp.13-25, 2003
- [BUSER 1972]** BUSER, O. et AUFDERMAUR A. N. “*The density of rime on cylinders*”, The National Center for Atmospheric research”, Octobre 1972
- [CALAY 1997]** CALAY, R.K., HOLDO A. E. et MAYMAN P. et LUN I. “*Experimental simulation of runback ice*”, Journal of Aircraft, Vol. 34, No.2, March-April 1997
- [CHOI 2006]** CHOI, I. K , KIM T., SONG S. J., LU T. J. “*Endwall heat transfer and fluid flow around an inclined short cylinder*”, Journal of Heat and Mass Transfer, Sciences Direct, p. 1-12, 2006
- [DEZITTER 2003]** DEZITTER, F. G., CHENE S., VIALA, B. CALMENS “*3D ice accretion and aerodynamic penalties prediction on aircraft*”, 16th Computational Fluid Dynamics Conference, 23-26 June 2003, Orlando, Florida, AIAA, 2003
- [DUKHAN 1999]** DUKHAN, N., MASIULANIEC K. C. et DE WITT K. J. “*Experimental heat transfer coefficients from ice-roughened surfaces for aircraft deicing design*”, Journal of Aircraft, Vol.36, No. 6, p. 948-956, November/December 1999
- [DUKHAN 2003]** DUKHAN, N., DE WITT K. J. et MASIULANIEC C., “*Experimental Frössling numbers for ice-roughened NACA 0012 airfoil*”, Journal of Aircraft, Vol.40, No.6, p. 1161-1167, November-December 2003
- [FERHO 1997]** FERHO, M. F. et BRAGG M. B. “*Airfoil boundary layer development and transition with large leading edge roughness*”, AIAA journal, Vol. 35, No. 1, p. 75-84, January 1997
- [FINAL REPORT 2000]** Office of Aviation Research Washington, D. C. 20591 “*Effects of large-droplet ice accretion on airfoil and wing aerodynamics and control*”, Final report, March 2000

- [FINAL REPORT 2005]** DOT/FAA/AR-05/39 Office of Aviation Research Washington, D. C. 20591 “*Experimental investigation of ice accretion effects on a swept wing*”, Final report, August 2005
- [FINSTAD 1988]** FINSTAD, K. J., LOZOWSKI E. et GATES E., “*A computational investigation of water Droplet trajectories*”, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol.5, p. 160-170, 1988
- [FORTIN 2004]** FORTIN, G., ILINCA A. et LAFORTE J.-L., “*Modèle d’accrétion de glace sur un objet bidimensionnel fixe applicable aux pales d’éoliennes*”, Vertigo-La revue en sciences de l’environnement, Vol 5, No 1, p. 1-15, Mai 2004
- [FORTIN 2006]** FORTIN, G., LAFORTE J.-L. et ILINCA A., “*Heat and mass transfer during ice accretion on aircraft wings with an improved roughness model*”, International Journal of Thermal Sciences, p. 595-606, 2006
- [GUILLERMO 2003]** GUILLERMO, G. , VARELA A., NESVITE E., RODOLFO G., PERYRA et ELDO E. A., “*The effect of surface lobes on heat transfer from an ice particle*”, Q. J. R. Meteorol. Soc., 129, pp. 3425-3438, 2003
- [GUO 1998]** GUO, T., CHEW Y. T., LUO S. C. et SU M. D. “*A new numerical simulation method of high Reynolds number flow around a cylinder*”, Comput. Methods Appl. Mech. Engrg 158, p. 357-366, 1998
- [HANSMAN 1988]** HANSMAN, R.J Jr et TURNOCK S. R., “*Investigation water behaviour during glaze ice accretion*”, Journal of Aircraft, Vol. 26, No. 2, 140-147, 1988
- [HEDDE 1992 (1)]** HEDDE, T., “*Modélisation tridimensionnelle des dépôts de givre sur les voilures en flèche*”, Thèse, Université Clermont-Ferrand II, 1992
- [HEDDE 1992 (2)]** HEDDE, T. et GUFFOND, “*Development of a tree-dimensional icing code, comparison with experimental shapes*”, 30th AIAA Meeting Reno, NV, January 6-9, 1992
- [HEDDE 1992 (3)]** HEDDE, T., GUFFOND D., “*Improvement of the ONERA 3D icing code, comparison with experimental 3D experimental shapes*”, 31th AIAA Meeting Reno, NV, January 11-14, 1993
- [HENRY 1999]** HENRY, R., GUFFOND D. et BOUVERET A., GARDETTE G., “*Heat transfer coefficient measurement on iced airfoil in a small wind tunnel*”, 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Reno, NV, January 11-14, 1999

- [ISAEV 2002]** ISAEV, S. A., AHDANOV V. L. et NIEMANN H. –J. “*Numerical study of the bleeding effect on the aerodynamic characteristics of a circular cylinder*”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90, p. 1217-1226, 2002
- [JACKSON 1999]** JACKSON, D.G. et BRAGG M., “*Aerodynamic performance of an NLF airfoil with simulated ice*”, 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 11-14, RENO, NV, 1999
- [KAREV 2003]** KAREV, A.R., FARZANEH M., LOZOWSKI E. P., “*Character and stability of a wind-driven supercooled water film on an icing surface—I. Laminar heat transfer*”, International Journal of Thermal Science 42, p. 481-498, 2003
- [KAYS 1980]** KAYS et KAWFORD, “*Convective heat and mass transfer*”, Mc Graw-Hill; New-York, p. 420, 1980
- [KIND 1998]** KIND, R. J., POTAPCZUK M. G., FEO A., GOLIA C. et SHAH A. D., “*Experimental and computational simulation of in-flight icing phenomena*”, Progress in Aerospace Sciences 34,p. 257-345,1998
- [KOOMULLIL 2003]** KOOMULLIL, R. P., THOMPSON D. S., SONI B. K., “*Iced airfoil simulation using generalized grid*”, Applied Numerical Mathematics 46,p. 319-330, 2003
- [LEE 1999]** LEE, S. et BRAGG M. B., “*Effects of simulated-spanwise ice shapes on airfoils: experimental investigation*”, 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 11-14, RENO, NV, AIAA 99-0092, 1999
- [LEROY 2004]** LEROY, A., “*Etude expérimentale et numérique des dépôts de givre discontinus sur les voilures en flèche d’aéronefs*”, Thèse, Université Clermont-Ferrand II, 2004
- [LOUCHEZ 1998]** LOUCHEZ, P., FORTIN G., MINGIONNE G., BRANDI V., “*Beads and rivulets modelling in ice accretion on a wing*”, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 6-9 January 2003, Reno, Nevada, AIAA-1998-0489, 1998
- [LOZOWSKI 1983]** LOZOWSKI, E. P., STALLABRASS J. R. et HEARTY P. F., “*The icing of an unheated, non-rotating cylinder. Part I: A Simulation Model*”, Journal of Climate and Applied Meteorology, Vol. 22, p.2053-2062, 1983
- [MACCOMBER 1981]** MACCOMBER, P. et TOUZOT G., “*Calculation of the impingement of cloud droplets in a cylinder by the finite-element method*”, American Meteorological Society, 4 February 1981, 0022-4928/81/051027, 1981
- [MAKKONEN 2000]** MAKKONEN, L. “*Models for the growth of rime, glaze, icicles and wet snow on structures*”, The Royal Society, 358, p. 2913-2939, 2000

- [**MESSINGER 1953**] MESSINGER, B. L., “*Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of airspeed*”, Annual Summer Meeting, June 27-28, 1951
- [**MAZIN 2000**] MAZIN, I.P., KOROLEV A. V., HEYMSFIELD A., ISAAC G. A. et COBER S. G., “*Thermodynamic of icing Cylinder for measurements of liquid water content in supercooled clouds*”, Journal of Atmospheric and oceanic Technology, Vol.18, p.543-558, 2000
- [**MONTREUIL 2009**] MONTREUIL, E, CHAZOTTES A, GUFFOND D., MURRONE A., CAMINADE F. et CATRIS S., “*Enhancement of Prediction Capability in Icing Accretion and related Performance Penalties - Part I: Three-dimensional CFD Prediction of the Ice accretion*”, The 1st Atmospheric and Space Environments, San Antonio, Texas, AIAA, 2009
- [**MYERS 2004**] MYERS, T.G, CHARPIN J. P .F, “*A mathematical model for atmospheric ice accretion and water flow on a cold surface*”, International Journal of Heat and Mass Transfer 47, p. 5483-5500, 2004
- [**PERSONNE 1988**] PERSONNE, P., “*Effet de la rugosité sur la croissance du givre a faible vitesse: Résultats expérimentaux et modélisation*”, Thèse, Université Clermont-Ferrand II, 1988
- [**PEYRIN 2002**] PEYRIN, F. et KONDOYAN A., “*Effect of turbulent integral scale on heat transfer around a circular cylinder placed to air flow*”, Experimental Thermal and Fluid Science 26, p. 455-460, 2002
- [**POKHARIYAL 2001**] POKHARIYAL, D., BRAGG M. B., HUTCHISON T. et MERRET J., “*Aircraft flight aerodynamic with simulated ice accretion*”, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit 8-11 January Reno, NV AIAA-2001-0541, 2001
- [**POINSATTE 1991 (1)**] POINSATTE, P. E., VAN FOSSEN G. J. et NEWTON J. E. et DE WITT K. J., “*Heat transfer measurements from a smooth NACA 0012 airfoil*”, Journal of Aircraft, Vol. 28, No. 12, p.892-898, 1991
- [**POINSATTE 1991 (2)**] POINSATTE, P.E., VAN FOSSEN G. J. et DE WITT K. J., “*Roughness effects on heat transfer from a NACA 0012 airfoil*”, Journal of Aircraft, 1991, Vol.28, No.12, technical note, p. 908-977, 1991
- [**POTAPCZUK 1990**] POTAPCZUK, M. G., BIDWELL C. S., “*Swept wing ice accretion model ling*”, NASA technical memorandum 103114, 1990
- [**POTAPCZUK 1992**] POTAPCZUK, M. G., “*LEWICE/E: An Euler based ice accretion code*”, NASA Technical Memorandum, 30th Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 6-9, AIAA-92-0037, 1992

[POTAPCZUK 1999] POTAPCZUK, M. G., “*A review of NASA Lewis’s development plans for computational simulation of aircraft icing*”, 37th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit Reno, Nevada, January 11–14, AIAA-1999-0243, 1999

[POTAPCZUK 2003] POTAPCZUK, M. G., NASA John H. Glenn Research Center at Lewis Field, Cleveland, OH, “*Ice mass measurements: implications for the ice accretion process*”, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 6-9 January 2003, Reno, Nevada, 2003

[POLITOVICH 2000] POLITOVICH, M.K. “*Predicting glaze or rime ice growth on airfoils*”, *Journal of Aircraft*, Vol.37, No. 1, p. 117-121, January-February 2000

[PRESTEAU 2007] PRESTEAU, X., MONTREUIL E. et PERSONNE P., “*Experimental study of the scallop formation on swept cylinder*”, SAE Symposium Seville, 01-2007-3296, 2007

[PRESTEAU 2009] PRESTEAU, X., MONTREUIL E. et PERSONNE P., “*Experimental and numerical simulation of scallop ice on swept cylinder*”, *The 1st Atmospheric and Space Environments*, San Antonio, Texas, AIAA, 2009

[ROMERO MENDEZ 2003] ROMERO-MENDEZ, R., SEN M., YANG K. T., MCCALIN R., “*Effect of fin spacing on convection in a plate fin and tube heat exchanger*”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43, p. 39-51, 2003

[SHARMA 2002] SHARMA, V. et VOULGARIS P., “*Effects of ice Accretion on aircraft autopilot stability and performance*”, 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 14-17 January 2002/Reno, NV, 2002

[SANITJAL 2004] SANITJAI, S. et GOLDTEIN R. J., “*Forced convection heat transfer from a circular cylinder in cross flow to air and liquids*”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, p. 4795-4805, 2004

[SAEED 1997] SAEED, F., SELIG M. S. et BRAGG M. B., “*Experimental validation of the hybrid airfoil design procedure for full-scale ice accretion simulation*”, AIAA, 1997

[SCHLICHTING 1999] SCHLICHTING, H. et GERSTEN K., “*Boundary layer theory*”, 8th Revised and Enlarged Edition, Collection Springer, 1999

[SZILDER 1995] SZILDER, K., LOZOWSKI E. P., “*Simulation of icicle growth using a tree-dimensional random walk model*”, *Atmospheric research* 36, p. 243-249, 1995

[SZILDER 2000] K. SZILDER et LOZOWSKI E. P. “*Numerical simulations of pendant ice formations*”, *Cold Regions Sciences and Technology* 31, p. 1-11, 2000

- [SZILDER 2002] SZILDER, K. et LOZOWSKI E. P, “A new discrete approach applied to modelling of in-flight icing”, Canadian Aeronautics and Space journal, Vol. 48, No. 3, September 2002
- [SZILDER 2003] SZILDER, K. et LOZOWSKI E. P. “Discrete modelling of ice accretion shape and structure forming on a cylinder under in-flight icing conditions”, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 6-9 January 2003, Reno, Nevada, AIAA 2003, 1075
- [SZILDER 2007] SZILDER, K., MCLLWAIN S., LOZOWSKI E. P, “Numerical simulation of complex ice shapes on swept wings”, 25th International Congress of the Aeronautical Sciences 2007, AIAA, 2007
- [TAN 2003] TAN, S. C., PAPADAKIS M., “General effects of large droplet dynamics on ice accretion modelling”, 41th AIAA Aerospace Sciences Meeting&Exhibit, 6-9 January 2003/Reno, NV, AIAA 2003-392, 2003
- [TEZOK 1997] TEZOK, F., BRAHIMI M. T., PARASCHVOIU I., “Investigation of the physical processes underlying the ice accretion phenomena”, 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit AIAA, 1997
- [THOMPSON 2002] THOMPSON, D. S. et SONI B. K., “ICEG2D-A software package for ice accretion prediction”, Prepared under Grant NAG3-2235, 2002
- [TSAO 1997] TSAO, J. C., ROTHMAYER A. P., “A mechanism for ice roughness formation on an airfoil leading edge, contributing to glaze ice accretion”, 36th Aerospace sciences and Exhibit AIAA, 1997
- [TSAO 2002] TSAO, J. C., ROTHMAYER A. P., “Application of triple-deck theory to the prediction of glaze ice roughness formation on an airfoil leading edge”, Computer&Fluids, p. 977-1014, 2002
- [TSAO 2003] TSAO, J. C., “Cross flow effects on glaze ice roughness formation”, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 6-9 January 2003, Reno, Nevada, AIAA, 1219, 2003
- [TURNOCK 1988] TURNOCK, R. “An investigation of the heat transfer and transport mechanism which control surface water during glaze ice accretion”, Thesis, Cambridge University, 1988
- [VAN FOSSEN 1994] VAN FOSSEN, G. J., SIMONEAU R. J. et CHING C. Y., “Influence of turbulence parameters Reynolds number and body shape on partage region heat transfer”, NASA Technical paper 3487, December 1994

- [**VARGAS 1998**] VARGAS, M., RESHOTKO E., “*Physical mechanisms of glaze ice scallop formations on swept wings*”, 36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit Reno, Nevada, January 12–15, AIAA-1998-0491, 1998
- [**VARGAS 2002 (1)**] VARGAS, M., GIRIUNAS J. A. et RATVASKY T. P., “*Ice accretion formations on a NACA 0012 swept wing tip in natural icing conditions*”, 40th AIAA Meeting Reno, NV, January 14-17, 2002
- [**VARGAS 2002 (2)**] VARGAS, M., PAPADAKIS M., POTAPCZUK M., “*Ice accretion on a swept GLC-305 airfoil*”, SAE 02GAA-43, 2002
- [**VARGAS 2005 (1)**] VARGAS, M., “*Current experimental basis for modelling ice accretions on swept wings*”, Fourth Theoretical Fluid Mechanics Meeting Toronto, Ontario, Canada, June 6–9, AIAA-2005-5188, 2005
- [**VARGAS 2005 (2)**] VARGAS, M., BROUGHTON H., SIMS J. J., “*Local and total density measurements in ice shapes*”, 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Reno, Nevada, January 10–13, AIAA-2005-0657, 2005
- [**WEN 2002**] WEN, M. Y., JANG K. J., “*Forced convection heat transfer at an inclined and yawed round tube*”, International Journal of Heat and Mass Transfer 45, p. 2031-2042, 2002
- [**YAMAGUCHI 1990**] YAMAGUCHI K. et HANSMAN R. J., “*Heat transfer on accreting ice surfaces*” Journal of Aircraft, 1990, Vol.29, no.1, p. 108-113, 1990
- [**YEOMAN 1999**] YEOMAN, K. E., “*Shortcomings of the ATR-72 accident investigation and disposition of the case*”, 37th Aerospace sciences and Exhibit, AIAA 1999-0495, 1999

Abstract

The purpose of this thesis consists in the understanding of the icing phenomenon overcoming during clouds by aircrafts supercooled water contamination. Under specific conditions (aerothermic and geometry), ice shape is strongly discontinuous and has the scallop shape. This icing mechanism is multi physics. It requires efficient numerical tools and it has to be adapted to obtain solution. Experimentation lead by NASA on NACA and by ONERA on cylinder allowed of the understanding of the macroscopic scallop ice. These studies are observed, analysed in order to suggest a microphysical model. This study showed that geometry influenced directly on the scallop ice formation because of its links with the friction lines which modify water's runback. Moreover, the impingement of supercooled droplets by using Lagrangian approach required colossal time calculation. In order to optimize it, many microphysics approaches are proposed. It consists in making by a qualitative way, the convective exchange variation in the roughened ice on the cylinder. Theses simulations lead to result, in the spite of the qualitative study, is very encouraging for future simulations. Indeed, discontinuities are visible and are similar to scallop ice accretion observed experimentally.

SPECIALITY: Atmospheric Physic

KEYS WORDS: Icing, Numerical simulation, aeronautic, runback, friction lines, ballistic, discontinuities, microphysical phenomenon of accretion

Résumé

Cette thèse a pour but de comprendre le phénomène de givrage survenant lors de la traversée des aéronefs dans un nuage contenant de l'eau en surfusion. Sous certaines conditions aérothermiques et géométriques, le dépôt de givre est fortement discontinu et a la forme des queues de homard ou des dentelles. Le mécanisme de la formation de ce type de givre est multiphysique. Il demande des outils numériques performants et adaptés à la solution du problème. Les études expérimentales menées à la fois par la NASA sur des NACA et par l'ONERA sur un cylindre permettent de mieux comprendre de façon macroscopique le givre en queue de homard. Ces études ont permis de visualiser, d'analyser et de proposer un modèle microphysique de l'accrétion. La présente étude a montré que la géométrie joue un rôle important dans la formation du givre en queue de homard car elle affecte directement les lignes de frottement dont dépendent les directions de ruissellement des gouttes. De plus, du fait que l'effet d'ombrage n'est obtenu que par approche Lagrangienne, le temps de calcul peut être faramineux. Pour optimiser, plusieurs approches microphysiques sont proposées qui consistent à reproduire d'une façon qualitative la variation du coefficient d'échange à la surface du cylindre recouvert de givre. Ces tests de simulations ont aboutis à des résultats bien que qualitatif, très encourageant pour la suite. En effet, des discontinuités sont visibles s'apparentent aux queues de homard observées expérimentalement.

SPECIALITE : Physique de l'atmosphère

MOTS CLES : Givre, modélisation numérique, aéronautique, ruissellement, lignes de frottement, balistique, discontinuité, phénomène microphysique de l'accrétion