



HAL
open science

Modélisation de l'accrétion de glace dans les turboréacteurs en conditions cristaux

Virgile Charton

► **To cite this version:**

Virgile Charton. Modélisation de l'accrétion de glace dans les turboréacteurs en conditions cristaux. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2020. Français. NNT: . tel-03081345

HAL Id: tel-03081345

<https://hal.science/tel-03081345v1>

Submitted on 18 Dec 2020

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

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

Présentée et soutenue le 01 décembre 2020 par :

Virgile Charton

Modélisation de l'accrétion de glace dans les turboréacteurs en conditions cristaux

JURY

M. Stephan BANSMER	Rapporteur
M. Eric LAURENDEAU	Rapporteur
M. Morgan BALLAND	Examinateur
M. Christophe JOSSERAND	Examinateur
M. Pierre TRONTIN	Examinateur
M. Philippe VILLEDIEU	Directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de Recherche :

ISAE-ONERA EDyF – Energétique et Dynamique des Fluides

Directeurs de Thèse :

M. Philippe VILLEDIEU et Mme. Claire LAURENT

Rapporteurs :

M. Stephan BANSMER et M. Eric LAURENDEAU

ONERA, site de Toulouse
2 Av. Édouard Belin
31055 Toulouse Cedex 4

Manuscrit de thèse

Modélisation de l'accrétion de glace dans les turboréacteurs en conditions cristaux

Directeur de thèse: Philippe Villedieu (ONERA DMPE)
Co-directeur de thèse: Claire Laurent (ONERA DMPE-MH)

Virgile CHARTON

3 décembre 2020

ONERA - Safran Aircraft Engines

La version numérique de ce document permet une navigation aussi aisée que possible dans les différentes parties: les tables des matières, références aux équations figures et tables, les références bibliographiques ainsi que les symboles du texte listés dans la nomenclature sont des liens hypertextes renvoyant à l'élément adéquat (cliquer sur un symbole dans le texte renvoie à son entrée dans la nomenclature). La plupart des logiciels de lecture proposent des raccourcis clavier pour revenir à la page courante (par exemple **Alt+←** pour Adobe Reader).

Remerciements

Je souhaite remercier amicalement les personnes qui m'ont accompagné au cours de ces trois années de thèse, elles ont permis l'aboutissement de cette aventure dans les meilleures conditions possibles.

Je voudrais en premier lieu remercier Mathieu Attali, chef du département YXT - Thermomécanique & Systèmes Fluides de Safran Aircraft Engines, ainsi que Morgan Balland, chef de l'unité YXTA - Agression Externe, qui m'a accueilli dans son équipe de travail et qui m'a donné l'opportunité d'entreprendre ces travaux de thèse. Je remercie également Gilles Aouizerate pour m'avoir agréablement accompagné tout au long de la thèse, aussi bien pour nos points du vendredi matin que lors des voyages de conférences à l'étranger, ainsi que pour ses conseils et avis de motoriste. Je pense également à toutes les personnes que j'ai rencontré depuis mon stage de fin d'étude avec l'équipe YXTA et avec qui j'ai passé de très bon moments à Villaroche : Guillaume Linassier, Baptiste Giacometti, Loïc Jeunesse, Alban Louis, Camille Richard, Eric Cerutti, Ariane Morice, Clément Collin et Jean-Yves Picart. Ce sont eux qui m'ont donné envie de poursuivre l'aventure en thèse.

Je tiens également à remercier Pierre Millan, chef du département DMPE - Multi-Physique pour l'Energétique, ainsi que son successeur Jérôme Anthoine, pour leur accueil à l'ONERA. Je remercie aussi Pierre Gajan, chef de l'unité MH - Multiphasique Hétérogène et son successeur Olivier Rouzaud, qui a su montrer de la patience face à mes épineuses demandes administratives. J'aimerais remercier chaleureusement les personnes qui ont encadré cette thèse. Tout d'abord Philippe Villedieu, mon directeur de thèse, qui a su m'orienter dans les moments clés de mes travaux et avec qui j'ai pu régulièrement échanger. Et puis Claire Laurent, Pierre Trontin, Jean-Mathieu Senoner et Ghislain Blanchard qui ont fait de ces travaux de thèse un travail d'équipe réjouissant. Je remercie enfin l'ensemble des permanents que j'ai pu rencontrer à l'ONERA Toulouse et qui m'ont apporté sur le plan personnel en m'intégrant aux différentes routines et célèbres traditions de l'ONERA. Je pense ici notamment à Pierre Berthoumieu, Maxime Bouyges, Lockman Bennani, Baptiste Dejean, Thomas Batmalle et Jean-Luc Estivalezes.

Je n'oublie évidemment pas tous les doctorants avec qui j'ai pu partager cette expérience. Je remercie tout particulièrement Pierre Doublet, que j'ai eu la chance d'avoir pour co-bureau et qui a grandement participé à l'émancipation de ma vie toulousaine, ainsi que Thomas Alary qui a dignement pris son poste dans le couloir des doctorants du second. Je pense à tous ceux qui ont permis cette ambiance de travail unique et avec qui j'ai construit des liens dépassant le cadre de l'ONERA : Swann Thuillet, Thibault Desert, Jean-François Poustis, Baptiste Thoraval et Vincent Drouet pour les aînés, ainsi que Nicolas Perron, Marc Schouler, Matthias Averseng, Julien Saint-James, Loïc Adjanohoun, Adèle Veilleux, Damien Toussaint, Gaetan Crouzy, Pierre Lavoie et Tanguy Tellier. Je ne compte plus le nombre de coinches, week-ends ski/surf et autres sorties nocturnes.

J'aimerais remercier Eric Laurendeau et Stephan Bansmer pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit de thèse, et Christophe Josserand pour avoir présidé le jury de soutenance.

Pour finir je remercie ma famille, très solidaire et qui m'a beaucoup soutenu comme à chacune des épreuves que nous offre la vie.

"Va où je vais, le Magnifique, va, va, va!"

Table (réduite) des matières

Remerciements	iii
Introduction	vii
1. Contexte général du givrage	vii
2. Les conditions givrantes cristaux	viii
3. État global des connaissances sur le givrage en conditions cristaux	x
4. Objectif de la thèse	xii
I. État de l'art, expériences et simulations	13
1. Etat de l'art	15
1.1. Physique du givrage en conditions cristaux	17
1.2. Résultats expérimentaux	21
1.3. Modélisation des phénomènes physiques	29
1.4. Simulation numérique	46
II. Développement de modèles semi-empiriques à partir de données issues d'expériences académiques	55
2. Modèle de dépôt	57
2.1. Développement d'un modèle de prédiction du collage des cristaux unifiant les régimes <i>glaciated</i> et <i>mixed phase</i>	58
2.2. Perspective d'utilisation d'un modèle tenant compte des effets capillaires pour la captation des particules	64
3. Modèle d'érosion	71
3.1. Introduction	73
3.2. Développement d'un modèle inspiré de la théorie d'impact solide-solide de Finnie et Bitter	74
3.3. Amélioration du modèle d'érosion semi-empirique de Finnie et Bitter dans le contexte du givrage en condition cristaux	88
4. Calibration des nouveaux modèles	103
4.1. Démarche de calibration	104
4.2. Calibration de l'efficacité de collage en régime <i>mixed phase</i>	105
4.3. Calibration et étude de sensibilité des paramètres du modèle d'érosion	113
5. Validation des nouveaux modèles sur des cas bidimensionnels et comparaison avec les modèles HAIC	127
5.1. Description de la base de données retenue pour la validation des modèles	128
5.2. Efficacité de collage des particules en régime <i>mixed phase</i>	129
5.3. Érosion de la couche de glace	131
5.4. Conclusions	135
III. Application à des configurations moteur	139
6. Description de l'outil CEDRE	141
6.1. Présentation des solveurs CHARME, SPARTE et FILM	142

6.2. Méthode de mise à jour des normales pour le calcul de la forme de glace	153
7. Reproduction des essais de l'ALF502R-5A	159
7.1. Presentation of the study cases	160
7.2. Simulation results	163
8. Etude d'une configuration de moteur fictive	171
8.1. Présentation de la configuration fictive soufflante et compresseur étudiée	172
8.2. Résultats des simulations	176
Conclusion	185
A. Extension du modèle de givrage à deux couches du solveur FILM aux conditions cristaux	189
A.1. Régime de ruissellement total	189
A.2. Régime <i>rime</i>	189
A.3. Régime <i>glaze</i>	190
Table (exhaustive) des matières	191
Table des figures	195
Liste des tableaux	201
Nomenclature	203
Bibliographie	207

Introduction

1. Contexte général du givrage

Dans le domaine de l'aéronautique, le phénomène de givrage est l'un des principaux facteurs d'incidents et d'accidents, concernant tant les aéronefs que leurs moteurs. Les risques liés au givrage sont ainsi étudiés depuis les années 1920. Ce phénomène survient lorsque l'aéronef traverse un nuage de gouttelettes d'eau ou de cristaux de glace provoquant la formation d'une couche de givre qui peut entraver son opérabilité. Parmi les conséquences les plus fréquentes, le dépôt de givre peut provoquer une surcharge de l'aéronef, une diminution des performances aérodynamiques, le dysfonctionnement d'une sonde, ou encore un comportement non désirable des moteurs (perte de poussée, pompage, dégâts mécaniques, détérioration des abrasables, vibrations,...).

Dans l'atmosphère, l'eau se trouve dans différents états et sous différentes formes [49]. A l'état liquide, l'eau se présente sous forme de gouttelettes d'un diamètre inférieur à 0.1 mm, de bruine pour des diamètres compris entre 0.1 mm et 1.0 mm, ou de pluie pour des diamètres supérieurs au millimètre. A l'état solide l'eau se trouve sous forme de cristaux de glace avec une taille moyenne inférieure au millimètre, de cristaux de neige ayant une forme dendritique, ou encore de flocons de neige (agglomération de cristaux de neige). Enfin, la grêle est formée par l'amas et la solidification de gouttes d'eau liquides. Ces différentes caractéristiques, associées aux conditions de vol rencontrées, conduisent à différents régimes de givrage. On parle alors de "conditions" givrantes.

Les conditions givrantes les plus fréquentes sont associées à l'impact de gouttelettes d'eau liquide surfondue [116, 49]. Celles-ci peuvent exister dans un état métastable pour des températures négatives allant jusqu'à -40°C . Leur impact sur les parois de l'aéronef provoque leur solidification et initient le processus d'accrétion. La perte de portance qui en résulte, couplée à l'augmentation du poids et de la traînée, peut avoir des conséquences sur la sécurité du vol [133]. La figure 1 est un exemple d'accumulation de givre provoquée par l'impact de gouttelettes d'eau liquide surfondue sur le bord d'attaque d'une aile d'avion.



FIGURE 1. – Exemple de l'accumulation de givre provoquée par l'impact de gouttelettes d'eau liquide surfondue sur le bord d'attaque d'une aile d'avion - D'après Tytelman [150]

Malgré l'ancienneté de la découverte du phénomène de givrage en vol, certains aspects sont encore mal compris et mobilisent l'attention des industriels de l'aéronautique. C'est le cas du comportement des gouttelettes les plus grosses (diamètre supérieur à $50\ \mu\text{m}$) appelées Supercooled Large Droplet ou SLD, et ce tout particulièrement après une série d'accidents dont celui de l'ATR-

72 le 31 Octobre 1994 [98]. Un effet inhérent aux SLD est leur tendance à se disperser sur des surfaces étendues. D'autre part, l'impact de gouttes de cette taille conduit à la réémission de gouttelettes secondaires [65] qui peuvent ré-impacter sur des zones non protégées par les systèmes d'antigivrage ou de dégivrage, ce qui n'est pas observé pour des gouttelettes d'eau de plus petite taille. Les autorités de réglementation européenne et américaine (respectivement EASA et FAA) ont dernièrement étendu les exigences de certification pour inclure les conditions givrantes SLD (EASA CS-25 amdt-16, appendice O [3]). D'autres aspects sont encore à l'étude, comme les mécanismes à l'origine du détachement de blocs de glace accrétée [99], ou encore la prédiction des coefficients d'échange thermique sur une paroi gelée dont la rugosité est souvent difficile à prévoir et à caractériser [141, 131]. Enfin, les technologies de dégivrage (consistant à retirer le givre accumulé) et d'anti-givrage (consistant à empêcher la formation de givre) évoluent vers de meilleurs dispositifs consommant moins d'énergie. On peut citer par exemple le placement de systèmes électrothermiques dans le bec de séparation des flux secondaire et primaire des turboréacteurs [97].

2. Les conditions givrantes cristaux

Les conditions givrantes abordées dans cette thèse sont celles provoquées par la présence de cristaux de glace solides en haute altitude. La rencontre entre un nuage de cristaux et les parties chaudes de l'avion telles que les sondes de pression chauffées ou encore les parois du compresseur du turboréacteur peut mener à la formation de givre, menaçant l'opérabilité du moteur. La figure 2 présente un exemple de dégât mécanique provoqué par le détachement d'un bloc de glace ayant impacté et endommagé une aube du compresseur haute pression [109].



FIGURE 2. – Exemple de l'endommagement d'une aube de compresseur haute pression par l'impact d'un bloc de glace formé en conditions givrantes cristaux - D'après Oliver *et al.* [109]

Depuis les années 90, on constate une augmentation du nombre d'incidents de perte de poussée des turboréacteurs d'avions de ligne pour une altitude supérieure à 22000 pieds (6705 mètres). A cette altitude l'eau est présente sous forme de particules solides ayant une grande variété de

formes et de tailles (de la dizaine de micromètres jusqu'au centimètre). Or il était admis jusque là que les particules solides rebondissaient à l'impact sur les parois de l'aéronef ou des composants du moteur sans pouvoir provoquer d'accrétion de glace. Cependant, ces cas de perte de poussée ne pouvaient provenir de l'impact de gouttelettes d'eau surfondue car ni le fuselage ni l'entrée du moteur n'étaient affectés. En 1998, Lawson *et al.* [87] ont émis l'hypothèse d'un lien entre les conditions atmosphériques favorables à la création de hautes concentrations de cristaux et les événements de perte de poussée en se basant sur des mesures en vol. Mais c'est en 2002 que l'on identifie clairement l'ingestion de cristaux comme responsable des incidents lorsqu'un appareil équipé de sondes de détection de givre Rosemount (capable de détecter la présence de gouttelettes d'eau surfondue mais insensible aux cristaux) subit un événement de perte de poussée sans détecter de présence de gouttelettes [100]. De plus, la présence de cristaux pouvait être déduite du mal fonctionnement des sondes de températures : la lecture de la température totale de l'air ambiant (TAT) donnait anormalement 0°C, car la couche de glace accrétée sur les sondes jouait le rôle d'un isolant. Cet événement a conduit à l'étude de plus de 100 cas de perte de poussée que synthétise un rapport de Mason *et al.* [100] et qui a permis d'identifier l'accrétion de givre au cœur du compresseur basse pression comme responsable de la perte de poussée des moteurs.

Dans les années 90, le modèle de turboréacteur ALF502-R5 d'Honeywell qui équipait l'avion Bae146 de British Aerospace était sujet à des pertes de poussée lors de vols à proximité de cellules nuageuses convectives susceptibles d'être à l'origine de zones à haute concentration en cristaux de glace. Ces cellules convectives transportent l'air depuis les basses altitudes au travers de l'atmosphère. La vapeur d'eau subit ainsi un processus constant de condensation durant son ascension, ce qui peut conduire à des régions de haute concentration en cristaux de glace. L'augmentation du nombre d'incidents en service lié au givrage en condition cristaux depuis les années 90 peut être expliquée par deux arguments : premièrement il est difficile pour les pilotes de détecter ces conditions et de nombreux incidents n'ont pu être imputés aux cristaux avant la prise de conscience de la problématique ; deuxièmement le nombre de vols est en constante augmentation, avec un développement intense dans les régions Sud Américaines et de l'Asie du Sud-Est qui sont des régions d'atmosphère humide sujettes à un grand nombre de tempêtes. L'hypothèse de l'accrétion de givre au cœur du compresseur basse pression a pu être vérifiée avec deux campagnes d'essais sur l'ALF502-R5 menées au Propulsion Systems Laboratory (PSL) du centre de recherche Glenn de la NASA à Cleveland. En reproduisant les points de vol et les conditions cristaux susceptibles d'être rencontrées en haute altitude, les campagnes d'essais sont non seulement parvenues à reproduire les événements de perte de poussée et de pompage mais ont également permis d'observer et d'étudier l'accrétion de glace à l'intérieur même du moteur grâce à l'inclusion de caméras (figure 3) et de thermocouples dans les parois de la veine du flux primaire [55, 110, 152]. La base de données issue de ces campagnes a participé à l'amélioration de la compréhension du phénomène et au développement de modèles numériques [153, 16].

Même si le givrage en condition cristaux ne concerne essentiellement que les moteurs, l'accident le plus grave a été causé par le givrage d'une sonde extérieure provoquant en 2009 le crash dans l'Atlantique d'un Airbus A330 en provenance de Rio de Janeiro et en direction de Paris. Le rapport d'accident indique que le givrage des tubes de Pitot a eu pour conséquence le dérèglement du pilote automatique, la vitesse de vol n'étant plus correctement calculée [41]. Les tubes de Pitot sont généralement chauffés pour les protéger du givrage, mais cela peut aussi favoriser l'accrétion de cristaux si ceux-ci sont présents en grande concentration. Pour ce qui concerne les moteurs, comme l'indique l'étude de Mason *et al.* [100], dans la totalité des événements cristaux étudiés conduisant à une réduction de poussée, les turboréacteurs ont pu être redémarrés et ont eu un comportement nominal pour le reste du vol, et ce même dans les rares cas où le moteur était endommagé. Un exemple notable étant le vol effectué par un Boeing 757 pour la Mauritanie en 2010, lors duquel les deux moteurs ont connu de fortes vibrations provoquées par une répartition de masse non symétrique de l'accrétion de glace dans les moteurs [20]. Le pilote a pu effectuer une descente avant d'initier une déviation vers Nouakchott. Les moteurs ont retrouvé leur fonctionnement nominal après quelque temps à plus basse altitude.



FIGURE 3. – Image de l'accrétion de glace en tête des aubes EGV (Exit Guide Vane) et sur la virole extérieure à la sortie du compresseur basse pression de l'ALF502-R5 obtenue lors de la campagne d'essai au PSL - D'après Veres *et al.* [153]

3. État global des connaissances sur le givrage en conditions cristaux

La mise en évidence de la problématique de l'ingestion de cristaux de glace dans les moteurs a conduit les autorités de réglementation aéronautique (FAA, EASA) à définir de nouvelles règles de certification en 2011 (EASA CS-25 amdt-16, appendice P [3]). Démontrer la conformité des moteurs à ces nouvelles exigences est un processus technique délicat et coûteux pour les motoristes (essais partiels, essais moteurs, redesigns,...). Aussi, plusieurs projets de recherche ont eu pour objectif de développer les connaissances sur le phénomène de givrage en condition cristaux. Des groupes d'experts issus de grandes sociétés privées et de laboratoires de recherche ont été formés pour travailler sur la problématique. Ces groupes, dont l'Engine Harmonization Working Group (EHWG, de 1988 à 2007), l'Engine Icing Working Group (EIWG, depuis 2009) et l'Ice Crystal Consortium (ICC, depuis 2009), ont permis l'étude de nombreux événements associés aux cristaux [100], ainsi que le financement et l'exploitation de campagnes d'essais comme celles de l'ALF502-R5. L'ICC regroupe les principales entreprises aéronautiques mondiales (Airbus, Boeing, General Electric, Honeywell, Pratt & Whitney, Rolls Royce, Safran Aircraft Engines). Les recherches menées sont propriétés de l'ICC. Le fait que ces entreprises, dont plusieurs sont en concurrence directe, aient choisi de se regrouper pour aborder la problématique est une forte indication quant à l'ampleur et l'importance du problème.

Parmi les projets de recherche sur les conditions givrantes cristaux, on peut citer le projet européen HAIC (High Altitude Ice Crystal) [31, 42] qui s'est déroulé de 2013 à 2016 et qui avait pour objectifs de contribuer à la révision de la définition de l'enveloppe atmosphérique associée au risque de givrage en condition cristaux, de participer au développement de technologies d'instruments de détection et d'évitement des zones de haute concentration en cristaux de glace, ainsi que l'étude de la modélisation et la simulation des mécanismes physiques de l'accrétion de glace dans ces conditions. Mason *et al.* [100] ont pu montrer que les régions de haute concentration en cristaux n'étaient la plupart du temps pas détectés par les radars. Ce manque de sensibilité des radars étant attribué à la trop petite taille des cristaux de glace. Au moment de l'extension des conditions givrantes aux cristaux (appendice P), les données pour caractériser ces nouvelles conditions atmosphériques givrantes étaient limitées. Dans un premier temps l'enveloppe des conditions givrantes cristaux fut construite en se basant sur les rapports d'incidents [61]. Le projet européen HAIC a permis la réalisation de deux campagnes d'essais en vol à proximité de cellules convectives de nuages près de Darwin et de Cayenne [122, 94]. Ces campagnes ont permis de compléter la base de données existante de Boeing [21] et d'établir une enveloppe plus

précise des conditions givrantes cristaux (voir figure 4). En plus de ces campagnes d’essais, le projet HAIC a regroupé 32 acteurs de l’industrie et de la recherche [42] afin de développer des capacités de simulation expérimentale et numérique et à terme fournir de nouveaux moyens de certifications. Les souffleries européennes ont été adaptées [14, 70, 56] pour étudier l’accrétion de givre en condition cristaux [15, 9]. Le code IGLOO2D développé par l’ONERA pour modéliser l’accrétion de givre a évolué pour pouvoir simuler également les conditions givrantes cristaux [147, 148, 149, 156].

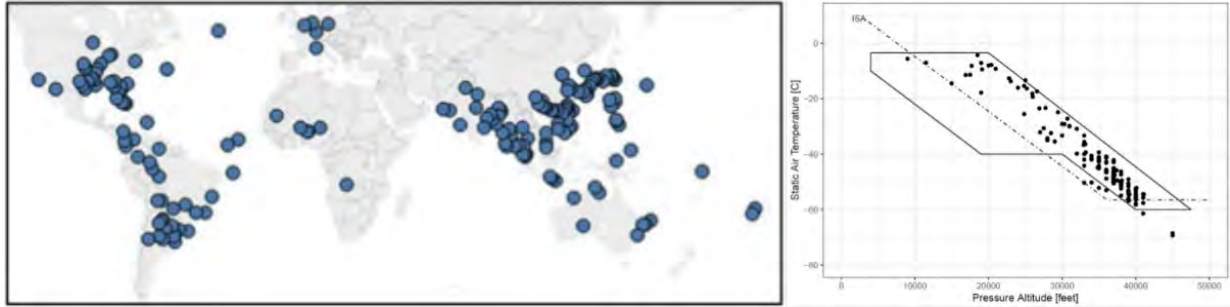


FIGURE 4. – Localisation des 174 événements cristaux qui constituent la base de données Boeing au 31 Janvier 2019 (à gauche) et enveloppe de vol correspondante (à droite) - D’après Bravin *et al.* [21]

Plusieurs autres activités de recherche ont été menées en parallèle du projet européen HAIC, pour la plupart par la NASA et le National Research Council of Canada (NRC). Le banc PSL de la NASA permet de mettre en oeuvre des essais de givrage en condition cristaux pour des moteurs entiers, comme pour l’étude de l’ALF502-R5 ou encore celle plus récente du Honeywell Uncertified Research Engine (HURE) réalisée en Janvier 2018 sur un moteur qui n’a jamais été en production et dont l’objectif est l’étude de l’évolution de l’état des cristaux lors de leur trajet dans le moteur [125]. D’autres travaux démontrent la capacité du PSL à reproduire les conditions givrantes cristaux tout en permettant le contrôle des paramètres atmosphériques et diphasiques [140, 139]. Les résultats des recherches effectuées par la NASA sont synthétisés dans un article de Flegel *et al.* [48]. Le phénomène de givrage en conditions cristaux est également étudié en essais partiels par le NRC au Research Altitude Test facility (RATfac) avec notamment l’étude d’impacts de particules de glace [151] et de leur accrétion [137, 12] en mettant en avant l’effet de la taille des particules [84, 83], l’influence du nombre de Mach, de la température de thermomètre mouillée T_{wb} [37, 35] et l’effet de l’altitude [36]. Ces études permettent le développement de modèles numériques [161, 162, 138, 12, 34]. Enfin, une configuration représentative d’une architecture moteur, appelée Rotating Rig, est en cours d’essai au banc RATFac. Cette configuration miniaturisée d’un compresseur axial permettra une étude plus réaliste des conditions de vol avec la reproduction de la montée en température et en pression, de l’effet centrifuge et de la fragmentation des cristaux lors de leur passage dans le compresseur [107]. D’autres contributions proviennent du Centro Italiano Ricerche Aerospaziali (CIRA) [76]; de l’université de Darmstadt [68, 67, 82, 126, 129]; de l’université de Braunschweig [15]; et de l’université d’Oxford en partenariat avec Rolls-Royce [25, 24, 23, 32]. L’ensemble de ces travaux de recherche est présenté dans le chapitre 1 dédié à l’état de l’art de la thèse.

Suite aux résultats obtenus lors du projet HAIC, un second projet européen, MUSIC-haic [30], a débuté en 2018 et s’achèvera en 2022. Ce projet, au budget plus modeste, se concentre sur le développement d’outils numériques 3D capables de prédire la localisation et la sévérité de l’accrétion de glace afin d’améliorer les processus de design mais également afin de servir de moyen acceptable de vérification de la conformité des moteurs lors du processus de certification. En effet, étant donné la taille des moteurs d’avions civils, et la complexité que représente la reproduction des conditions en vol (concentration des cristaux, distribution en taille, altitude, vitesse et température de vol) les essais au sol de moteurs entier sont trop complexes et pas représentatifs et les motoristes se limitent à des essais partiels. Aussi, le développement de moyens de simulation numérique est un

besoin urgent pour les industriels de l'aéronautique. Ces développements nécessitent d'améliorer encore les avancées réalisées ces dernières années, en particulier celles du projet HAIC qui ont permis l'initiation du développement d'outils numériques pour les conditions givrantes cristaux. En effet, il existe encore plusieurs lacunes qui ne permettent pas une utilisation industrielle de ces codes, notamment en ce qui concerne la maturité de certains modèles microphysiques (fragmentation et collage des cristaux, érosion et détachement de la glace,...). Des données expérimentales complémentaires sont attendues pour améliorer la formulation de ces modèles et étendre leurs domaines de validité. De plus, à quelques exceptions près, ces modèles ne sont intégrés que dans des codes 2D, ce qui est très limitant pour une utilisation industrielle. Enfin, la validation des codes a concernée jusqu'à présent essentiellement des configurations simples 2D (accrétion sur cylindre positionné dans une soufflerie givrante), et peu de tests ont été réalisés sur des configurations moteur. Le projet européen MUSIC-haic a été lancé pour répondre à ces limitations. Ce projet regroupe les principaux instituts de recherches européens qui travaillent sur le givrage (ONERA, CIRA, TsAGI, Technische Universität Darmstadt, Technische Universität Braunschweig, Airbus Central Research Entity) ainsi que des motoristes (Safran Aircraft Engines, Rolls-Royce, General Electric) et des avionneurs (Airbus et Dassault-Aviation) [155].

4. Objectif de la thèse

C'est dans ce contexte que se place cette thèse. Son objectif à terme est de pouvoir prédire la localisation et la sévérité des dépôts de glace formés dans les turboréacteurs en conditions givrantes cristaux. Pour atteindre cet objectif, on s'est appuyé sur des développements numériques au sein des codes de calcul de givrage de l'ONERA. Au commencement de la thèse, les modèles contenus dans l'outil IGLOO2D et développés durant le projet HAIC permettaient d'effectuer des calculs d'accrétion de givre en conditions cristaux sur des profils 2D. Certains de ces modèles avaient été obtenus sur une base empirique à partir d'expérimentations menées au NRC par Currie *et al.* [37]. Il fallait donc dans un premier temps confronter ces modèles à une base de données étendue afin de tester leur robustesse et identifier les points nécessitant des développements. Cette étude préliminaire a permis de définir des propositions d'améliorations et a conduit au développement de nouveaux modèles plus généraux et plus robustes. En parallèle avec le travail d'amélioration des modèles, ceux-ci ont été implémentés dans la plateforme de calcul multiphysique 3D CEDRE afin de pouvoir réaliser des simulations de moteur et démontrer la capacité de l'outil à prédire le phénomène d'accrétion de glace en condition cristaux dans un contexte industriel.

La thèse est divisée en trois parties abordant respectivement l'état de l'art en matière d'expérimentation et de modélisation du givrage en condition cristaux; le développement de modèles semi-empiriques à partir de données issues d'expériences simples; et enfin la simulation de configurations de moteurs. Ces trois parties sont sous divisées en huit chapitres. Le chapitre 1 décrit l'état de l'art; les améliorations des modèles de dépôt des cristaux et d'érosion du dépôt de givre sont présentées respectivement dans les chapitres 2 et 3; les chapitres 4 et 5 concernent la calibration et la validation de ces modèles, ainsi qu'une discussion sur leurs apports et leurs limitations; le chapitre 6 présente la suite de calcul multiphysique 3D CEDRE, utilisée dans la thèse pour les calculs moteurs; enfin, les chapitres 7 et 8 exposent l'utilisation de l'ensemble des modèles avec la simulation de l'ALF502-R5 et une étude de sensibilité de certains paramètres d'entrée sur une configuration de moteur fictive constituée d'une soufflante et d'un compresseur basse pression.

Première partie

État de l'art, expériences et simulations

Etat de l'art

Le premier chapitre présente le contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse. L'objectif de ce chapitre est de fournir une vue d'ensemble sur les études expérimentales et les méthodes de modélisation et de simulation du givrage en conditions cristaux. Ce chapitre permettra également d'identifier les premières pistes d'amélioration des modèles. La première partie décrit les phénomènes physiques inhérents au processus d'accrétion des cristaux de glace, la deuxième s'attache à présenter les expérimentations permettant de le reproduire en soufflerie, la troisième partie aborde la construction des modèles numériques utilisés pour prédire les phénomènes physiques du processus d'accrétion. Enfin la quatrième partie décrit les méthodes de simulation numérique mises en œuvre dans l'outil de givrage IGLOO2D de l'ONERA, ainsi que les résultats déjà existants de simulations des expérimentations présentées dans la deuxième partie. Cette dernière partie présente également les simulations IGLOO2D d'une base de données étendue, réalisées comme premier travail de cette thèse afin d'identifier les points d'amélioration à aborder concernant la modélisation des phénomènes mis en jeu.

Sommaire

1.1. Physique du givrage en conditions cristaux	17
1.1.1. Description globale du processus d'accrétion dans les turboréacteurs	17
1.1.1.1. Ingestion des cristaux	17
1.1.1.2. Adhésion à la paroi	18
1.1.2. Les principaux mécanismes mis en jeu	19
1.2. Résultats expérimentaux	21
1.2.1. Présentation des essais menés au NRC	21
1.2.1.1. Série 1 : Variation du taux de fusion des cristaux à bas nombre de Mach sur le <i>crowned cylinder</i>	24
1.2.1.2. Série 2 : Variation du taux de fusion des cristaux pour un nombre de Mach plus élevé sur le <i>crowned cylinder</i>	24
1.2.1.3. Série 3 : Variation du taux de fusion des cristaux à bas nombre de Mach sur le profil <i>hemispherical nose</i>	25
1.2.1.4. Série 4 : Augmentation du nombre de Mach sur le profil <i>hemispherical nose</i>	25
1.2.1.5. Série 5 : Essais à haut nombre de Mach sur le profil <i>wedge airfoil</i>	26
1.2.2. Présentation des essais menés à l'Université de Braunschweig	27
1.3. Modélisation des phénomènes physiques	29
1.3.1. Trajectographie	30
1.3.1.1. Trajectoire des particules de glace	30
1.3.1.2. Échanges de chaleur et changements de phase	31
1.3.2. Impact	35
1.3.2.1. Efficacité de collage des particules	35
1.3.2.2. Fragmentation et ré-émission de particules secondaires	37
1.3.3. Accrétion	40
1.3.3.1. Principales hypothèses	40
1.3.3.2. Étape 1 : bilan de Messinger	41
1.3.3.3. Étape 2 : Prise en compte de l'érosion	43

1.3.3.4.	Étape 3 : Prise en compte de la porosité	44
1.3.3.5.	Calcul de l'épaisseur de la couche glace	45
1.4.	Simulation numérique	46
1.4.1.	Présentation générale de l'outil de givrage IGLOO2D	46
1.4.2.	Simulation des expérimentations du NRC et de l'Université de Braunschweig	48
1.4.2.1.	Expérimentations du NRC en régime <i>glaciated</i>	49
1.4.2.2.	Expérimentation de l'Université de Braunschweig en régime <i>mixed phase</i>	52

1.1. Physique du givrage en conditions cristaux

1.1.1. Description globale du processus d'accrétion dans les turboréacteurs

Les conditions givrantes usuelles sont caractérisées par l'impact de gouttelettes d'eau surfusionnée (équilibre métastable de l'eau qui reste liquide alors que sa température est négative) sur les parois des aéronefs et des moteurs. L'impact provoque la solidification des gouttelettes et la forme ainsi que la masse du dépôt de givre varient selon les caractéristiques de l'écoulement (vitesse, température, teneur en eau liquide, ...). De plus, le givrage en conditions usuelles survient en écoulement froid, correspondant à l'environnement atmosphérique portant les gouttelettes d'eau surfondue. L'accrétion de glace obtenue dans ces conditions apparaît sur les zones exposées de l'avion, i.e. le bord d'attaque des ailes, de l'empennage et de la dérive, les sondes situées sur le fuselage, le nez de l'avion ou encore les lèvres de la nacelle, le cône ou la soufflante du moteur, voire le séparateur de flux primaire/secondaire.

Au contraire de l'accrétion de glace en conditions usuelles, la rencontre d'un nuage de cristaux de glace en haute altitude ne provoque pas la formation de givre à l'impact des particules. En effet, celles-ci sont solides et ne font que rebondir sur les parois de l'aéronef. Le phénomène de givrage en conditions cristaux nécessite la présence d'eau liquide conduisant à l'adhésion des particules, ce qui implique l'existence d'une source de chaleur. Les sondes chauffées ainsi que l'environnement chaud des moteurs peuvent mener à ces conditions givrantes. Typiquement, l'ingestion de cristaux de glace dans les turboréacteurs peut générer de l'accrétion de givre au cœur du compresseur basse pression. Un tel processus d'accrétion est schématisé figure 1.1 et ses différentes étapes sont détaillées dans les paragraphes qui suivent.

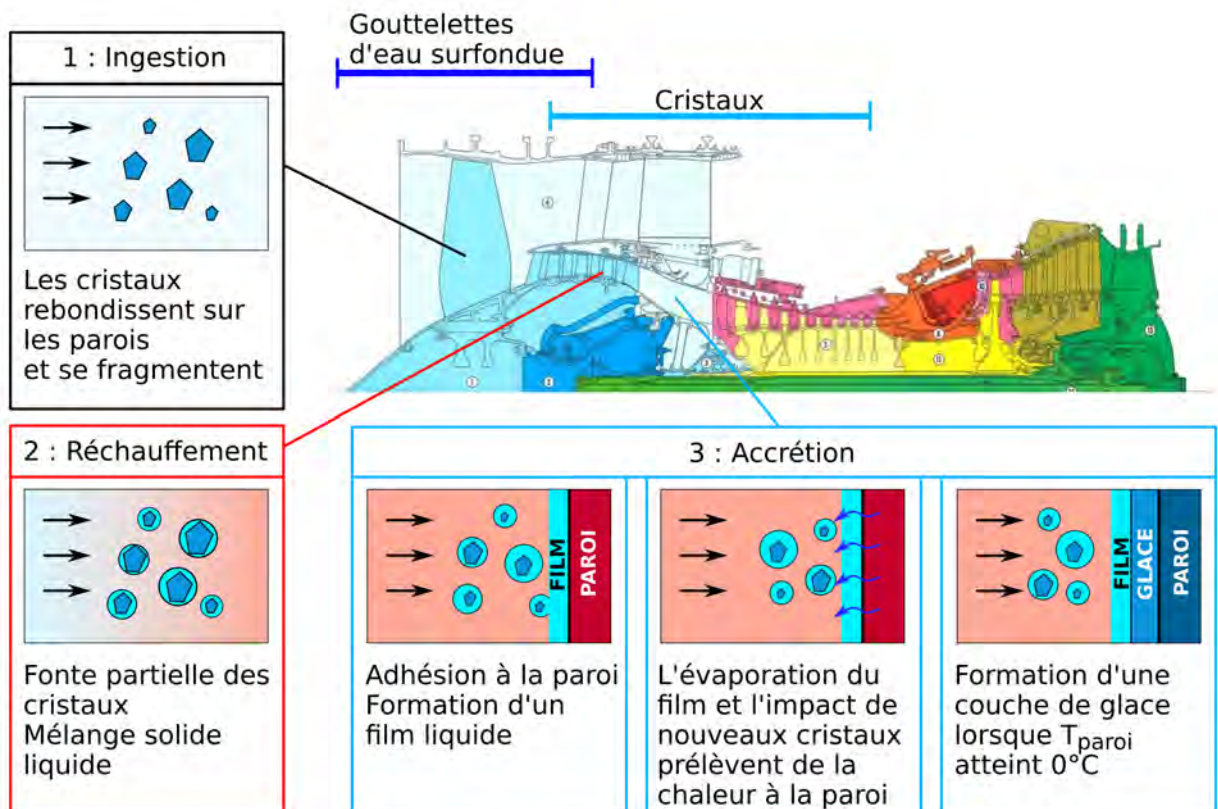


FIGURE 1.1. – Schématisation du processus de l'accrétion de glace en conditions cristaux

1.1.1.1. Ingestion des cristaux

Lorsque les cristaux sont ingérés dans le moteur, ils sont entièrement solides, ils rebondissent sur les parois sans y adhérer et se fragmentent (phase 1 de la figure 1.1). Le diamètre moyen

des particules de glace contenues dans les nuages peut varier entre 300 et 800 μm [10], mais la taille des particules peut diminuer jusqu'à atteindre une dizaine de micromètre au passage des différents étages de compresseur [45]. Ces fragments vont ensuite fondre partiellement avec le réchauffement de l'écoulement provoqué par la compression (phase 2 de la figure 1.1), ce qui leur donne une capacité à coller aux parois. Les moteurs sont caractérisés par une humidité très faible souvent inférieure à 1%, ce qui favorise grandement l'évaporation de l'eau liquide produite par la fonte des cristaux. En s'évaporant, l'eau liquide se refroidit, ce qui contrebalance l'effet de l'échange convectif avec l'air chaud, et il est possible que les particules de glace ne fondent pas alors même que la température statique de l'air ambiant est au dessus de 0°C . La température de thermomètre mouillé T_{wb} permet de prendre en compte cet effet et de décrire correctement les conditions aérothermiques de l'écoulement. Cette température est définie comme étant la température qu'atteindrait la surface d'un film d'eau liquide à l'équilibre thermique en tenant en compte à la fois de l'évaporation et des échanges de chaleur convectifs. Son expression est détaillée au chapitre 7 concernant la simulation des essais d'accrétion de givre dans le moteur ALF502R-5A d'Honeywell. Ainsi, la T_{wb} permet de déterminer la température des particules lorsque l'équilibre thermique est atteint. Une T_{wb} positive entraîne alors la fonte des cristaux, qui sont alors caractérisés par un taux de fonte η_m . Néanmoins, lorsque la T_{wb} est trop élevée, la partie solide des particules n'est plus suffisante pour entretenir une croissance de glace durable. D'après les simulations de Veres *et al.* [152, 153], une T_{wb} aux alentours de 3.5°C conduit à un régime d'accrétion optimal dans la configuration étudiée par ce dernier. D'une manière générale, si l'on prend l'exemple d'un turboréacteur double corps en condition de croisière, ce régime optimal est rencontré à la sortie du compresseur basse pression (LPC), la T_{wb} est trop élevée dans le compresseur haute pression (HPC) pour y rencontrer de l'accrétion de glace. La figure 8.10 schématise l'augmentation de la T_{wb} au passage du compresseur basse pression.

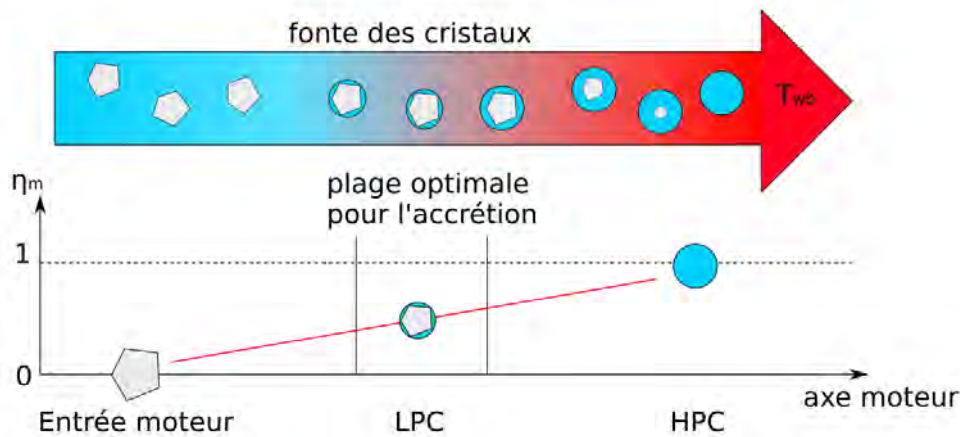


FIGURE 1.2. – Schématisation de l'augmentation de la température de thermomètre mouillée T_{wb} au passage du compresseur basse pression (LPC)

1.1.1.2. Adhésion à la paroi

La fonte des cristaux forme un mélange solide/liquide qui peut adhérer à la paroi à l'impact, tout particulièrement sur les aubes stator et sur la virole externe du compresseur basse pression, car ces parois sont statiques, impactées par de grandes concentrations de cristaux déviés par la force centrifuge, et souvent situées dans la zone de T_{wb} optimale pour l'accrétion. Le mélange solide/liquide accrété favorise la captation de nouveaux cristaux de glace et leur fonte, ainsi que l'évaporation du film liquide, prélèvent de la chaleur à la paroi (phase 3 de la figure 1.1). Ce processus peut faire descendre la température de la paroi en dessous de la température de fusion de l'eau, provoquant la formation d'une couche de glace. Le temps caractéristique de diffusion de l'eau liquide au sein d'une couche de glace poreuse est très faible par rapport au temps d'accrétion,

aussi, la couche de glace est imbibée d'eau liquide et un film liquide est très probablement présent à sa surface, facilitant encore l'adhésion des cristaux impactants. Enfin, lorsque la couche de glace est bien développée, elle peut agir comme un isolant et un transfert de chaleur par conduction au travers de la paroi des aubes peut provoquer de la fonte à l'interface avec la glace favorisant son détachement par les forces aérodynamiques.

1.1.2. Les principaux mécanismes mis en jeu

Plusieurs mécanismes font partie du processus d'accrétion et sont à prendre en compte pour la modélisation du phénomène. La figure 1.3 en présente une liste non exhaustive. Ces mécanismes sont souvent couplés entre eux, et peuvent être regroupés en trois catégories : trajectographie, impact et accrétion. Le calcul de trajectographie traite du transport des particules par l'écoulement gazeux en prenant en compte les forces aérodynamiques et les échanges thermiques avec l'écoulement. La fragmentation, l'érosion, l'état de la surface, l'adhésion et la ré-émission de particules secondaires interviennent à l'impact des particules. Enfin les transferts de masse et de chaleur, la propriétés de la glace (propriétés mécaniques, teneur en eau liquide) et le phénomène de détachement en bloc jouent un rôle dans le calcul de la forme du dépôt de glace accrétée.

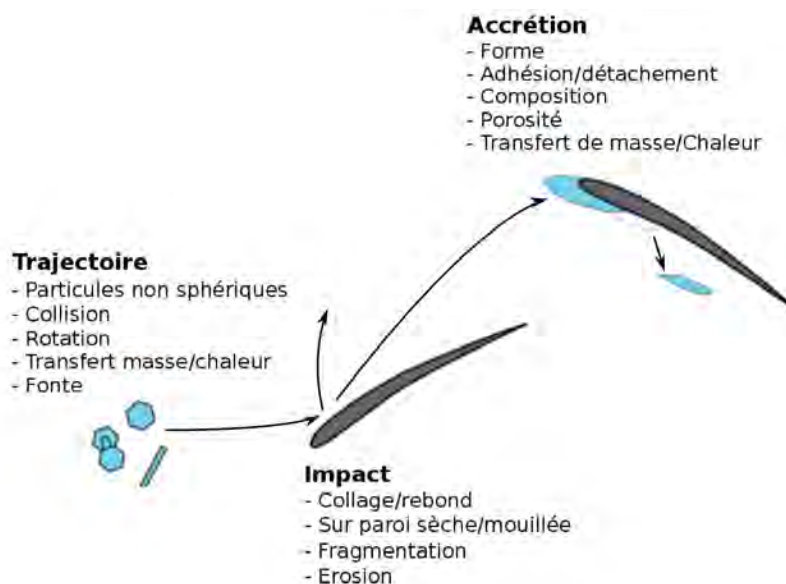


FIGURE 1.3. – Mécanismes mis en jeu - Adaptée de Kintea [81]

L'équilibre massique et thermique entre les termes sources et les termes puits issus de ces phénomènes détermine la sévérité de l'accrétion de glace. La figure 1.4 illustre ces différents termes. L'eau liquide contribue à plusieurs de ces termes et est un acteur majeur du givrage en condition cristaux. Il convient de définir les variables traduisant son influence dans le processus d'accrétion. On distingue :

- Le taux de fonte des cristaux η_m . Lorsque $\eta_m = 1$, les particules sont entièrement solides, lorsque $\eta_m = 0$ elles sont liquides, et lorsque η_m est compris entre 0 et 1 les cristaux sont partiellement fondus.
- La fraction massique d'eau liquide déposée sur la paroi ξ_l , déterminée par la quantité d'eau liquide et d'eau solide qui adhère à la paroi au moment de l'impact, avant que l'équilibre des bilans thermique et massique ne soit résolu.
- La fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l , définie par la somme de la quantité d'eau ruisselant à la surface de la glace et de l'eau capturée par la porosité de la glace divisée par la quantité d'eau totale sur la paroi (liquide et solide).
- La fraction massique de l'eau liquide capturée par la porosité de la glace α_l . Lorsque qu'il n'y a pas de présence de film ruisselant, toute l'eau liquide réside au sein de la glace et on a : $\alpha_l = f_l$.

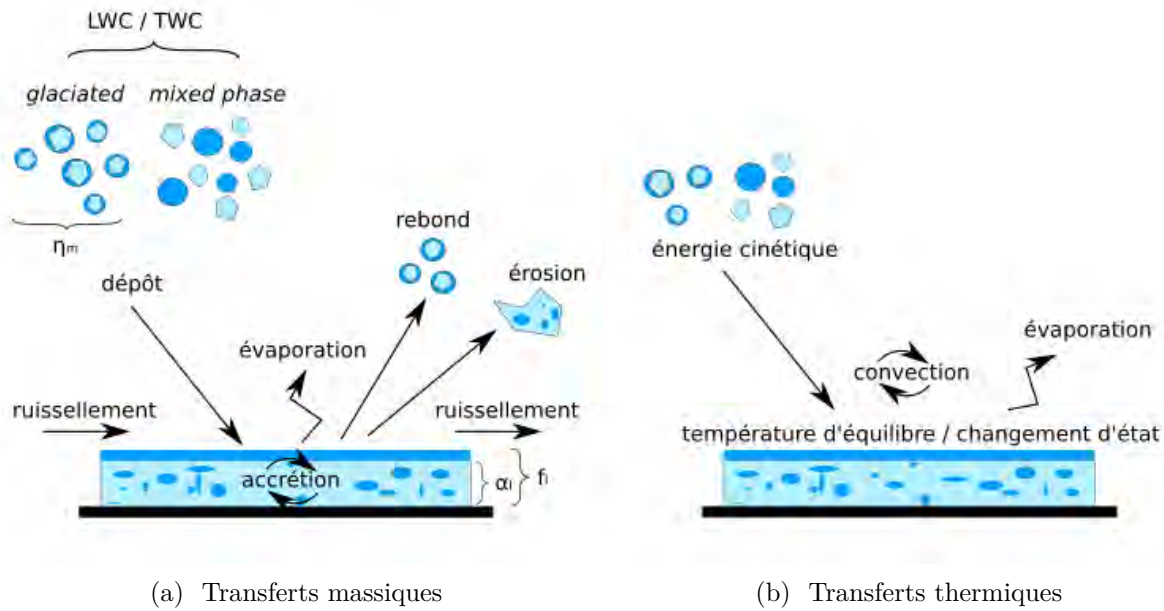


FIGURE 1.4. – Illustration des bilans massique et thermique associés au givrage en condition cristaux

La quantité d'eau liquide portée par l'écoulement d'air est caractérisée par la concentration volumique en eau liquide LWC . La concentration volumique en eau solide et en eau totale sont respectivement notée IWC et TWC . Le rapport LWC/TWC est un paramètre majeur pour l'accréation de glace car il pilote l'efficacité de collage des particules. On distingue deux principaux régimes d'accréation : le régime dit *glaciated* qui correspond à l'ingestion de cristaux solides ou partiellement fondus, et le régime dit *mixed phase* correspondant à l'ingestion simultanée de cristaux solides et de gouttelettes d'eau liquide. L'eau liquide du régime *glaciated* est essentiellement produite par la fonte des cristaux provoquée par l'échange thermique avec l'écoulement chaud des turboréacteurs. Pour le régime *mixed phase*, l'eau liquide provient également des gouttelettes ingérées avec les cristaux. Une étude de Currie *et al.* [37] montre l'existence d'un effet "plateau" entre $LWC/TWC = 10\%$ et $LWC/TWC = 20\%$ pour lequel l'accréation est la plus sévère (voir figure 1.5). La limite gauche du plateau s'explique par la présence insuffisante d'eau liquide pour permettre l'adhésion des cristaux. A la limite droite du plateau, la quantité d'eau solide n'est plus suffisante pour refroidir la paroi. De plus, la quantité d'eau liquide est trop élevée pour former une glace cohésive pouvant résister à la perte de matière provoquée par l'érosion des cristaux impactant. Une quantité élevée d'eau liquide peut aussi favoriser le détachement de la glace et le lessivage des cristaux impactant par le film liquide, qui empêche leur accréation en les entrainant dans le ruissellement.

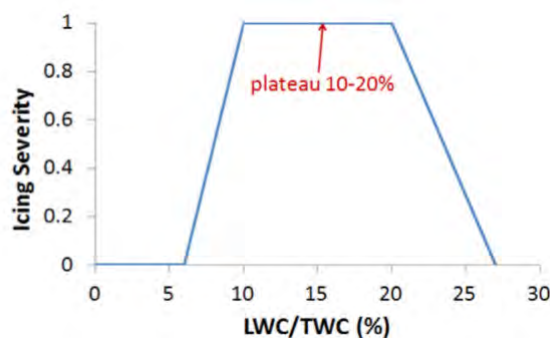


FIGURE 1.5. – Estimation de la sévérité de l'accréation en fonction du taux de fonte des cristaux de glace - D'après Trontin *et al.* [149]

Certains des mécanismes décrits ci-dessus sont propres au givrage en conditions cristaux. C'est le cas de l'érosion de la glace provoquée par l'impact des cristaux. Ce phénomène joue au premier ordre dans le processus de givrage. En effet, durant les expérimentations de Currie *et al.* [37], on observe des cas d'accrétion de glace atteignant un état stationnaire, i.e. la glace croît jusqu'à prendre une forme fixe de cône alors même que le nuage de cristaux est toujours injecté (voir figure 1.6). Cet état stationnaire semble être le résultat de l'équilibre entre le débit massique de glace accumulée sur la paroi et le débit massique de glace érodée. L'effet de l'érosion est également observé dans les travaux de Knezevici *et al.* [84, 83], dont les expérimentations reproduisent qualitativement le processus d'accrétion de givre pour deux tailles moyennes de particules différentes tout en conservant la masse totale de particules impactantes. Ces expérimentations montrent que la sévérité de l'accrétion est bien moindre dans le cas des grosses particules, celles-ci ayant un plus grand pouvoir érosif d'après les auteurs.

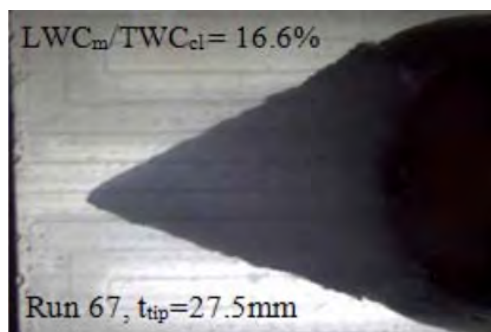


FIGURE 1.6. – Accrétion de glace en forme conique sur un profil au bord d'attaque cylindrique au banc RATFac du NRC - D'après Currie *et al.* [37]

Dans le cadre du projet européen HAIC, plusieurs modèles [148, 149, 156] permettant de simuler les conditions givrantes cristaux ont été implémentés dans les codes de calcul de l'ONERA. Ces modèles, détaillés dans la section 1.3 de ce chapitre, ont été construits à partir d'analyses de bases de données expérimentales [62, 63, 111, 53, 68, 66, 67]. Des simulations de l'ensemble du processus de givrage ont été confrontées aux expérimentations de Currie *et al.* [37] et de Baumert *et al.* [15]. Ces expérimentations serviront également pour les travaux de cette thèse et sont l'objet de la section suivante.

1.2. Résultats expérimentaux

Cette section présente les expérimentations macroscopiques, c'est à dire la reproduction de l'accrétion de glace en conditions cristaux en soufflerie givrante sur différents profils, réalisées au National Research Council (NRC) du Canada par Currie *et al.* [37, 35] en régime *glaciated*, ainsi que celles menées dans la soufflerie givrante de l'Université de Braunschweig par Baumert *et al.* [15] et régime *mixed phase*. D'autres études expérimentales macroscopiques ont été réalisées comme celles de Struk et Bartkus au Propulsion System Laboratory de la NASA entre 2017 et 2019 [139, 137, 12]. On peut également citer les expérimentations de Al-Khalil *et al.* [4] réalisées à la soufflerie Cox en 2003 en écoulement froid (régime *mixed phase*) et pour des tailles de particules élevées (de 150 μm à 200 μm) ou encore celles de Lozowski *et al.* [93] en 1979. Cependant, cette section s'attache à présenter les essais qui ont servis à constituer la base de données permettant la calibration et la validation des modèles développés au cours de cette thèse, c'est à dire les expériences de Currie *et al.* [36, 37, 35] et de Baumert *et al.* [15].

1.2.1. Présentation des essais menés au NRC

Le NRC examine le mécanisme d'accrétion de glace en conditions cristaux sur le banc du Research Altitude Test Facility (RATFac), comprenant un système de génération de cristaux et/ou de gouttelettes d'eau liquide pour l'étude des régimes *glaciated* et *mixed phase*. Le banc

permet d'obtenir un large spectre de conditions d'essais, allant de l'environnement chaud d'un compresseur à l'écoulement froid d'un vol en haute altitude pour l'étude de l'accrétion sur les sondes de l'avion. Les détails du système d'essai sont présentés dans [138]. La figure 1.7 schématise les différents éléments constituant le banc. Le système est séparé en deux parties : une partie froide permettant la production des cristaux de glace (à droite sur la figure 1.7), et une partie contenant les systèmes d'injection des cristaux ainsi que des gouttelettes d'eau liquide surfondue et la section d'essai (à gauche sur la figure 1.7). Les cristaux sont produits par un broyeur et sont entraînés par un écoulement d'air dont la température est inférieure à 0°C . Avant d'entrer dans la veine, l'écoulement d'air froid se mélange avec l'air chaud provenant du caisson haute altitude, afin d'obtenir une température de mélange $T_{t,inf}$ dans la veine. Ce mélange d'air entraîne la fonte des cristaux lorsque la température de thermomètre mouillée T_{wb} est supérieure à 0°C . Le taux de fonte des cristaux est ajustable en faisant varier la T_{wb} . Le banc RATFac permet le contrôle de la température, de la pression et de l'humidité de l'écoulement. Il est important de noter que les mesures expérimentales, des taux de fusion des cristaux notamment, ont une incertitude parfois non négligeable au vu de la complexité expérimentale que représente la mise en œuvre d'essais de givrage en conditions cristaux. Cependant, les essais réalisés au NRC permettent d'observer qualitativement l'influence de certains paramètres sur l'accrétion de glace indépendamment les uns des autres.

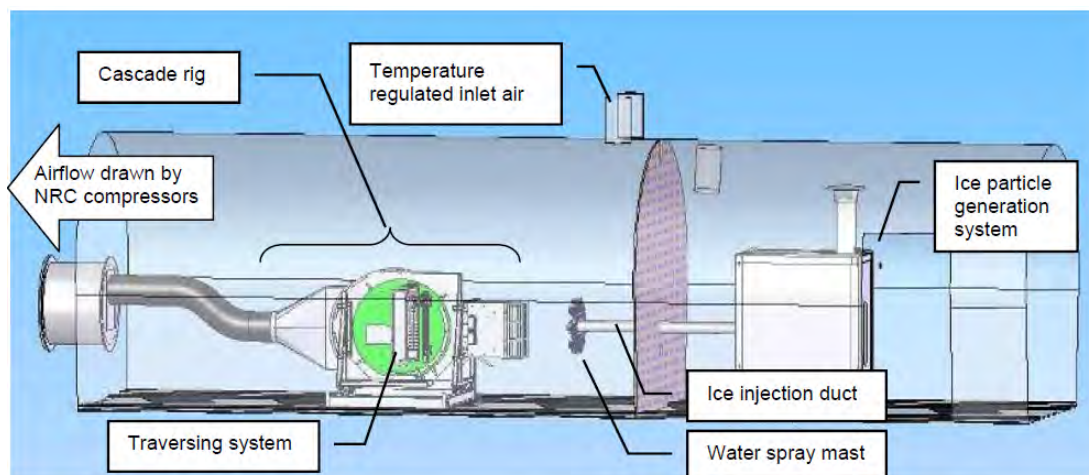
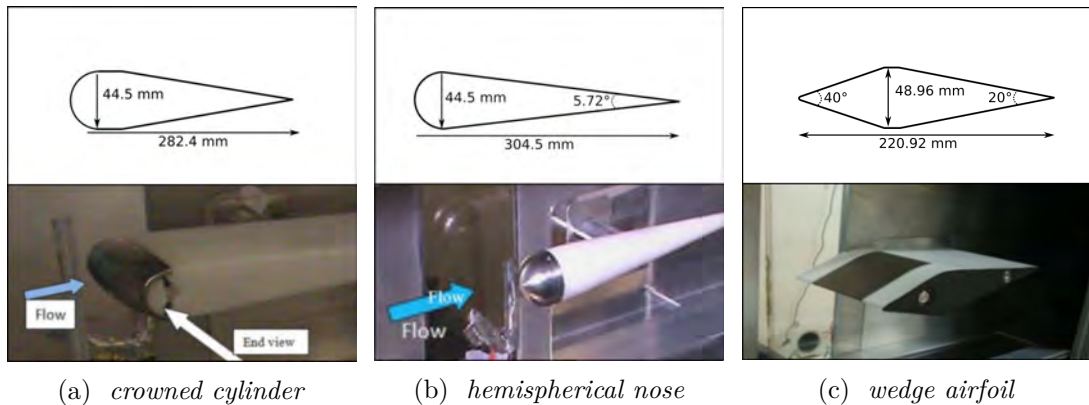


FIGURE 1.7. – Système d'essai du banc RATFac du NRC pour l'étude de l'accrétion de givre en conditions cristaux - D'après Struk *et al.* [138]

Trois profils d'essais ont été exploités : un profil en pointe appelé *wedge airfoil*, un profil aérodynamique possédant un bord d'attaque cylindrique appelé *crowned cylinder* et un profil possédant un bord d'attaque hémisphérique appelé *hemispherical nose*. La figure 1.8 présente les principales caractéristiques géométriques de ces profils, pour lesquels plusieurs essais ont été réalisés [37, 35, 36]. Les travaux présentés dans ce manuscrit s'appuient largement sur ces séries d'expérimentations pour la calibration et la validation des modèles semi-empirique proposés. Aussi, pour la simplicité de la lecture, ces séries sont numérotées et regroupent des essais opérés avec des conditions spécifiques décrites dans les paragraphes qui suivent. Cette organisation en séries permet d'étudier facilement l'influence de certains paramètres expérimentaux, par exemple la vitesse (on utilisera dans cette thèse le nombre de Mach pour traduire les effets de vitesse) augmente entre la série 1 et la série 2, tout les autres paramètres d'essais étant conservés.

Le tableau 1.1 résume les conditions d'essais de ces expérimentations et les sections suivantes en présentent les résultats. Les expérimentations du NRC présentées dans ce manuscrit sont toutes réalisées pour un régime d'accrétion *glaciated*. Aussi, le rapport de la concentration en eau liquide sur la concentration en eau totale noté LWC/TWC est égal au taux de fonte des cristaux, toute l'eau liquide provenant de la fonte des cristaux.

Série	Essai	M	MVD	TWC	LWC/TWC	RH_{inf}	$T_{t,inf}$	$P_{t,inf}$
1	R17	0.25	57	6.0	0.060	0.17	288.15	34.5
	R77	0.25	57	6.0	0.112	0.23	288.15	34.5
	R67	0.25	57	6.0	0.166	0.28	288.15	34.5
	R92	0.25	57	6.0	0.264	0.37	288.15	34.5
	R101	0.25	57	6.0	0.314	0.42	288.15	34.5
2	R233	0.40	57	6.0	0.086	0.21	288.15	34.5
	R238	0.40	57	6.0	0.140	0.26	288.15	34.5
	R243	0.40	57	6.0	0.172	0.29	288.15	34.5
	R246	0.40	57	6.0	0.214	0.33	288.15	34.5
3	R1286	0.25	57	7.6	0.070	0.18	288.15	34.5
	R1117	0.25	57	7.6	0.120	0.23	288.15	34.5
	R1139	0.25	57	7.6	0.170	0.28	288.15	34.5
	R1123	0.25	57	7.6	0.290	0.39	288.15	34.5
	R1161	0.25	57	8.7	0.050	0.01	288.15	69
	R1171	0.25	57	8.7	0.110	0.10	288.15	69
	R1176	0.25	57	8.7	0.160	0.14	288.15	69
	R1186	0.25	57	8.7	0.260	0.32	288.15	69
4	R692	0.65	28	6.0	0.140	0.35	288.15	34.5
	R699	0.48	28	6.8	0.140	0.33	288.15	34.5
	R711	0.55	28	6.2	0.150	0.35	288.15	34.5
5	R747	0.47	28	6.0	0.165	0.30	288.15	34.5
	R754	0.47	28	6.0	0.141	0.32	288.15	34.5
	R772	0.47	28	4.0	0.170	0.29	288.15	34.5
	R780	0.59	28	5.8	0.190	0.40	288.15	34.5
	R784	0.47	28	5.5	0.213	0.32	288.15	34.5
Unité	–	–	μm	g/m^3	–	–	K	kPa

 TABLE 1.1. – Conditions d'essais des expérimentations réalisées au banc RATFac du NRC par Currie *et al.* [36, 37, 35]

 FIGURE 1.8. – Profils d'essai utilisés pour les expérimentations de givrage en conditions cristaux au banc RATFac du NRC - Adaptée de Currie *et al.* [37, 35]

1.2.1.1. Série 1 : Variation du taux de fusion des cristaux à bas nombre de Mach sur le *crowned cylinder*

La première série permet de mesurer l'évolution de la sévérité de l'accrétion de la glace sur le profil *crowned cylinder* en faisant varier le taux de fusion de cristaux avec un nombre de Mach de 0.25. Cette série permet à Currie *et al.* [37] d'identifier une plage du taux de fusion pour laquelle le taux de croissance de la glace est important. En effet, le taux de croissance de la glace augmente lorsque le rapport de la concentration en eau liquide sur la concentration en eau totale LWC/TWC varie de 6% à 14%, puis reste constant jusqu'à un LWC/TWC de 23%, après lequel il décroît. Les formes de glace obtenues sont coniques et atteignent un état stationnaire (la glace ne croît plus alors que l'injection de cristaux dans la veine continue) excepté pour l'essai R67. Ces caractéristiques semblent provenir de l'équilibre entre le débit massique de cristaux captés (terme source) et les débits massiques surfaciques de glace arrachée par érosion et de lessivage des cristaux impactant empêchant leur accrétion (termes puits). La figure 1.9 présente l'évolution des formes de glace obtenues en fonction du taux de fonte des cristaux.

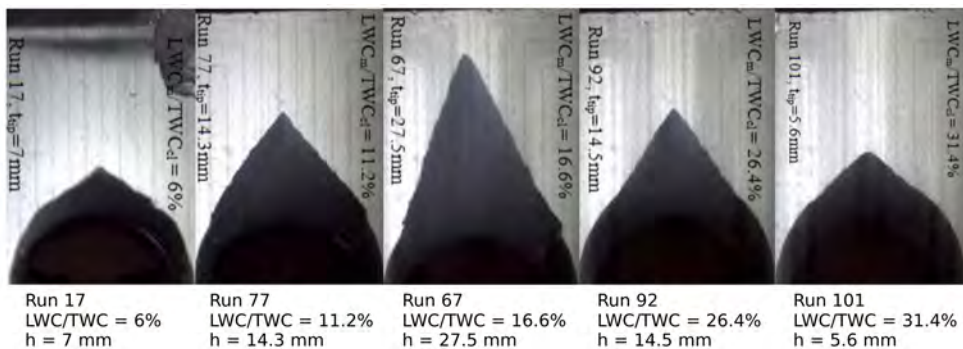


FIGURE 1.9. – Série 1 - Variation du taux de croissance de la glace avec l'augmentation du taux de fonte des cristaux pour $M = 0.25$, $MVD = 57\mu m$, $TWC = 6 g/m^3$, $T_{t,inf} = 288.15 K$ et $P_{t,inf} = 34.5 kPa$ - Adaptée de Currie *et al.* [37]

1.2.1.2. Série 2 : Variation du taux de fusion des cristaux pour un nombre de Mach plus élevé sur le *crowned cylinder*

Afin de déterminer l'influence du nombre de Mach sur le taux d'accrétion, et de faire des essais à un nombre de Mach plus représentatif des conditions moteur, la deuxième série d'expérimentations met en œuvre des conditions d'essais similaires à la première mais pour un nombre de Mach de 0.40 [37]. On observe également un plateau pour la sévérité de l'accrétion entre $LWC/TWC = 14\%$ et $LWC/TWC = 17.2\%$. Le taux d'accrétion diminue ensuite plus abruptement que pour la série 1 jusqu'à être nul pour une valeur de LWC/TWC de 21.4%. Les taux d'accrétions de la série 2 sont beaucoup plus faibles que ceux de la série 1, l'augmentation du débit massique de glace érodée causée par l'augmentation de la vitesse d'impact des particules étant la cause la plus probable. La figure 1.10 présente les formes de glace obtenues.

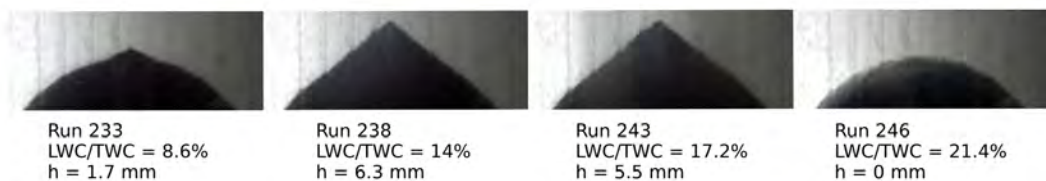


FIGURE 1.10. – Série 2 - Variation du taux de croissance de la glace avec l'augmentation du taux de fonte des cristaux pour $M = 0.40$, $MVD = 57\mu m$, $TWC = 6 g/m^3$, $T_{t,inf} = 288.15 K$ et $P_{t,inf} = 34.5 kPa$ - Adaptée de Currie *et al.* [37]

1.2.1.3. Série 3 : Variation du taux de fusion des cristaux à bas nombre de Mach sur le profil *hemispherical nose*

La troisième série d'expérimentation observe le taux d'accrétion de la glace sur le profil *hemispherical nose* pour deux pressions différentes, en faisant également évoluer le taux de fonte des cristaux. Cette série met en œuvre plusieurs paires d'essais, chaque paire étant opérée dans des conditions similaires mais à deux pressions différentes : $P_{t,inf} = 34.5 \text{ kPa}$ et $P_{t,inf} = 69 \text{ kPa}$; et chaque paire représentant un taux de fonte des cristaux différents. Les résultats montrent une fois de plus que le taux de fonte des cristaux joue un rôle majeur dans le processus d'accrétion. De plus, les observations expérimentales indiquent qu'une variation de la T_{wb} tout en conservant le rapport LWC/TWC (en ajustant la quantité d'eau liquide par injection de gouttelettes) a une influence négligeable sur le taux d'accrétion. Currie *et al.* [36] concluent que le surplus d'eau liquide produit par la fonte de la glace provoquée par l'échange de chaleur avec l'écoulement d'air est négligeable devant la quantité d'eau liquide déposée à la paroi par les particules elles mêmes. La T_{wb} a donc une influence faible sur le taux d'accrétion mis à part son effet sur le taux de fonte des cristaux. Enfin, le taux d'accrétion est fortement dépendant du TWC et de la taille des cristaux pour un taux de fonte fixé. L'influence de ces paramètres ne devrait pas être dépendante de la pression, et les résultats montrent des taux d'accrétion similaires pour chaque paire d'essais [36]. La figure 1.11 présente les résultats obtenus pour la paire d'essais R1139/R1176.

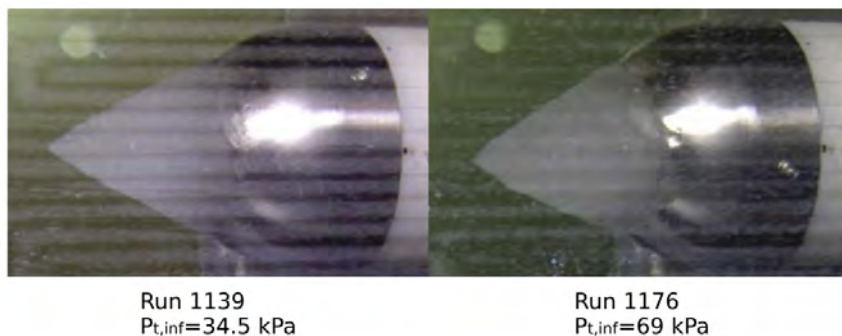


FIGURE 1.11. – Série 3, paire R1139/R1176 - Comparaison des états stationnaires obtenus à basse et haute pression pour les essais R1139 et R1176 avec un taux de fonte des cristaux similaire - Adaptée de Currie *et al.* [36]

1.2.1.4. Série 4 : Augmentation du nombre de Mach sur le profil *hemispherical nose*

La quatrième série est également réalisée avec le profil *hemispherical nose*, pour des nombres de Mach supérieurs à 0.48 et des particules plus petites avec un diamètre volumique moyen (MVD) de $28 \mu\text{m}$ [35]. La distribution en taille des particules de la série 4 (qui sera également celle de la série 5) est caractérisée respectivement par des DV_{10} , DV_{50} et DV_{90} de $19 \mu\text{m}$, $28 \mu\text{m}$ et $44 \mu\text{m}$. A titre de comparaison, la distribution en taille des particules utilisée pour les séries 1, 2 et 3 est caractérisée par des DV_{10} , DV_{50} et DV_{90} de $31 \mu\text{m}$, $57 \mu\text{m}$ et $125 \mu\text{m}$ respectivement. La série 4 comporte trois essais, les essais R699, R711 et R692, réalisés respectivement pour des nombres de Mach de 0.48, 0.55 et 0.65. Alors que l'augmentation du nombre de Mach opérée entre les séries 1 et 2 entraînait une forte diminution du taux de croissance de la glace, les résultats obtenus pour la quatrième série présentent de fort taux d'accrétion. En effet, la taille des particules a diminuée, passant d'un MVD de $57 \mu\text{m}$ pour les séries 1, 2 et 3 à $28 \mu\text{m}$ pour la série 4. Cette série met en avant l'importance de l'influence du diamètre des particules, notamment sur le phénomène d'érosion. D'autres études rejoignent cette conclusion [84, 83]. Les résultats obtenus pour les essais R699 et R692 sont présentés sur la figure 1.12. Les formes de glace n'atteignent pas d'état stationnaire et présentent une forme différente des cônes obtenus pour les séries précédentes, avec une accrétion caractérisée par une double pente d'accrétion constituée d'une base cylindrique surmontée d'une pointe conique. De plus, l'initiation de l'accrétion s'observe au point d'arrêt mais aussi en aval comme le montre l'anneau d'accrétion formé à 15s pour l'essai R692.

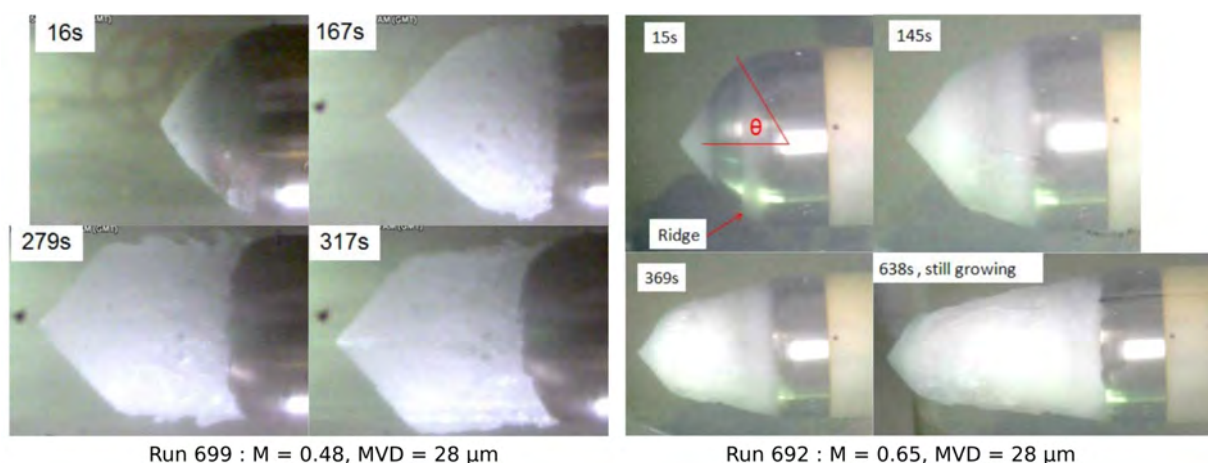


FIGURE 1.12. – Série 4, essais R699 et R692 - Visualisation des formes de glace obtenues lors des essais R699 (à gauche) et R696 (à droite) - Adaptée de Currie *et al.* [35]

1.2.1.5. Série 5 : Essais à haut nombre de Mach sur le profil *wedge airfoil*

La cinquième série d'expérimentations de Currie *et al.* [35] abordée dans cette thèse traite de l'accrétion de glace pour des nombres de Mach élevés allant de 0.45 à 0.59 en injectant des petites particules avec un MVD de $28\ \mu\text{m}$. Le profil étudié pour cette série est le *wedge airfoil*. Ce profil permet de simuler l'accrétion de glace pour un angle d'impact aigu et constant (40°). Les observations rejoignent celles de la série 4 : les résultats montrent des taux de croissance de la glace élevés et des accrétions qui n'atteignent pas d'états stationnaires avec des formes en doubles pentes. De plus, l'initiation de l'accrétion n'apparaît pas au bord d'attaque mais en aval, la glace croît à partir de ce point jusqu'à rejoindre le bord d'attaque. L'évolution de l'accrétion au cours du temps de l'essai R754 est présentée figure 1.13. Cette série conforte le résultat obtenu à la série 4 : on peut obtenir un taux de croissance de la glace important pour un nombre de Mach élevé lorsque l'on diminue la taille des particules.

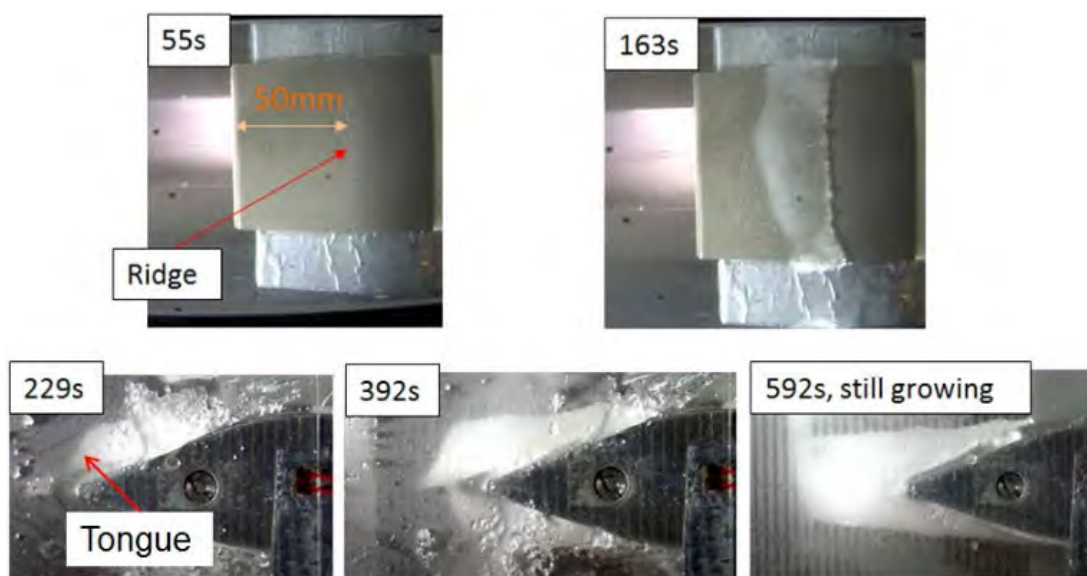


FIGURE 1.13. – Série 5, essai R754 - Evolution de l'accrétion de la glace au cours de l'essai - D'après Currie *et al.* [35]

1.2.2. Présentation des essais menés à l'Université de Braunschweig

La soufflerie givrante de l'Université de Braunschweig, appelée IWT, a été adaptée à la problématique du givrage en conditions cristaux en la dotant d'une capacité de production de cristaux et d'injection d'un mélange solide-liquide permettant le processus d'accrétion en régime *mixed phase*. Les descriptions du design, de la mise en service de la soufflerie et du système de production des cristaux sont détaillées dans [10, 14, 13]. La figure 1.14 présente les principaux systèmes de la soufflerie. C'est une soufflerie en circuit fermé adaptée pour des écoulement à faible vitesse (jusqu'à 40m/s), avec une section d'essai de $500 \times 500\text{ mm}$.



FIGURE 1.14. – Illustration de la soufflerie givrante de l'Université de Braunschweig (à gauche) avec son système de production des cristaux (à droite) - Adaptée de Baumert *et al.* [15]

La température peut varier de -20°C à 30°C grâce à un système de réfrigération extérieure. Un système permet d'injecter des gouttelettes d'eau liquide et/ou des cristaux solides. Les particules de glace sont produites par un système externe appelé IGS. Ce système est composé d'une chambre froide, dans laquelle les particules sont produites au moyen d'un caisson à brouillard simulant la croissance naturelle des cristaux, ceux-ci étant stockés avant l'expérience car leur débit de production n'est pas assez élevé. Lors de l'essai, les particules sont pesées et tamisées pour créer le débit massique de cristaux désiré, puis elles sont injectées dans l'écoulement au moyen d'un système pneumatique. Des informations détaillées concernant le système de production des particules IGS sont données par Baumert *et al.* dans [14]. Le système IGS permet de contrôler la concentration en cristaux *IWC* sur une plage allant de 3 g/m^3 à 20 g/m^3 , valeurs que l'on s'attend à retrouver dans les compresseurs de turboréacteur. Les expérimentations de l'Université de Braunschweig présentées dans ce manuscrit sont toutes réalisées pour un régime d'accrétion de type *mixed phase*.

Le système d'injection permet de tester une grande variété de conditions *mixed phase*. Les essais réalisés sont regroupés ici en deux séries, l'une utilisant un profil cylindrique et l'autre un NACA0012. Pour ces deux séries, que nous appellerons dans ce manuscrit série 6 pour le profil NACA0012, et série 7 pour le profil cylindrique, trois températures statiques sont sélectionnées : -15°C , -5°C et 0°C . Pour chacune de ces températures, le rapport entre la quantité d'eau liquide et la quantité d'eau solide injecté LWC/TWC varie entre 0.12 et 0.5 dans la mesure de la capacité de la soufflerie. La figure 1.15 présente la matrice d'essais ainsi obtenue (la sévérité de l'accrétion est tracée en fonction de LWC/TWC que Baumert *et al.* notent m_r).

Le tableau 1.2 résume les conditions d'essais des séries 6 et 7. Les observations expérimentales montrent la même tendance pour ces deux séries : lorsque le rapport LWC/TWC diminue, le taux d'accrétion diminue également. Cette observation rejoint l'observation de Currie *et al.* [37] pour le régime *glaciated* qui souligne l'importance de l'influence de l'eau liquide sur le collage des particules. La différence étant que l'eau liquide ne provient pas ici de la fonte des cristaux lors de leur transport dans l'écoulement, mais de l'ingestion de gouttelettes d'eau liquide.

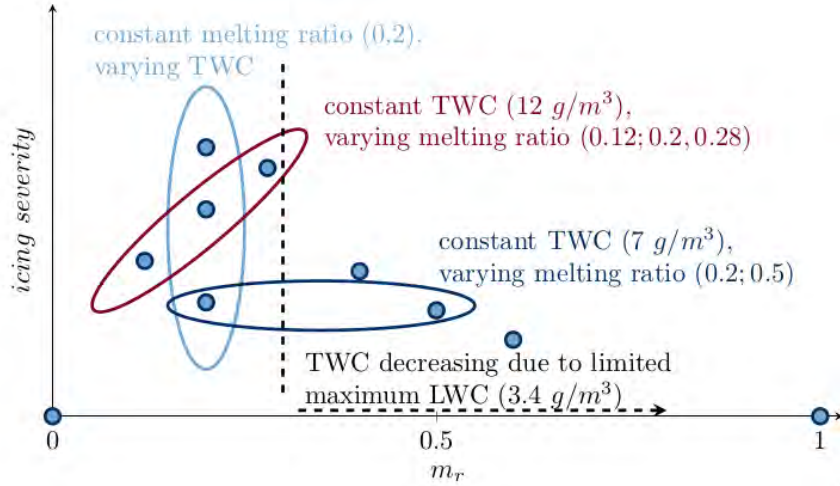


FIGURE 1.15. – Matrice d'essais des expérimentations de givrage cristaux en conditions *mixed phase* réalisés dans la soufflerie de l'Université de Braunschweig - D'après Baumert *et al.* [15]

Série	Essai	TWC	LWC/TWC	$T_{s,inf}$
6	R157	12	0.12	273.15
	R160	12	0.28	273.15
	R154	6.8	0.47	273.15
	R172	12	0.12	268.15
	R162	12	0.28	268.15
	R164	6.8	0.47	268.15
	R174	12	0.12	258.15
	R175	12	0.28	258.15
7	R112	12	0.12	273.15
	R114	12	0.28	273.15
	R116	6.8	0.47	273.15
	R105	12	0.12	268.15
	R98	12	0.28	268.15
	R100	6.8	0.47	268.15
	R122	12	0.12	258.15
	R121	12	0.28	258.15
Unité	–	g/m^3	–	K

TABLE 1.2. – Conditions d'essais des expérimentations réalisées à l'Université de Braunschweig par Baumert *et al.* [15] - Tous les essais sont opérés pour un nombre de Mach de 0.12, à pression atmosphérique, pour un MVD des cristaux et des gouttelettes de $80 \mu m$ et avec un air saturé en humidité

On observe en outre une diminution du taux d'accrétion lorsque la température statique passe de $0^\circ C$ à $-15^\circ C$. Ceci indique que c'est l'eau liquide présente sur la paroi qui permet l'adhésion des cristaux plutôt que la présence des gouttelettes dans l'écoulement. En effet, lorsque la température diminue, une plus grande quantité d'eau liquide déposée à la paroi se solidifie et moins d'eau liquide est disponible pour l'adhésion des cristaux, ce qui se traduit par une diminution de l'efficacité de collage des particules de glace. Cette dernière observation révèle une différence avec le régime *glaciated* pour lequel l'eau liquide est apportée directement par les cristaux, ce qui leur

permet d'adhérer à la paroi sans tenir compte de son état. La figure 1.16 présente les résultats obtenus pour la série 6 mettant en œuvre le profil NACA0012.

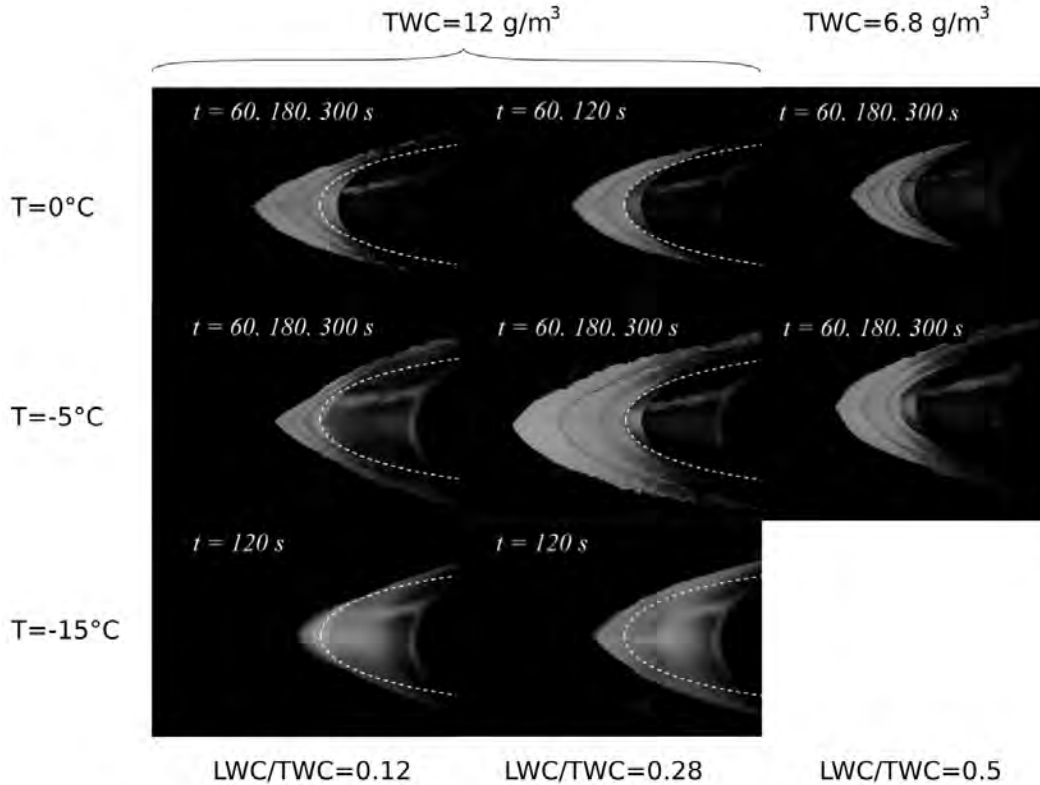


FIGURE 1.16. – Série 6 - Variation du taux de croissance de la glace avec la diminution de la température (de haut en bas) et du rapport LWC/TWC (de droite à gauche) pour différents temps d'accrétion - Adaptée de Baumert [13]

1.3. Modélisation des phénomènes physiques

Plusieurs modèles sont disponibles dans la littérature pour la simulation du givrage en condition cristaux comme ceux développés par le CIRA [19, 159], par Bucknkell *et al.* [23] ou encore par Kintea *et al.* [82]. Cette section décrit les modèles qui ont été développés par l'ONERA dans le cadre du projet HAIC car ce sont les modèles utilisés pour les simulations de cette thèse.

Les codes de calcul de givrage de l'ONERA ont été construits dans un premier temps pour des simulations de gouttelettes d'eau surfondues. Des modifications majeures ont été faites, notamment dans le cadre du projet européen HAIC, pour adapter les codes aux conditions cristaux :

- L'accrétion de glace en conditions cristaux survient en écoulement chaud et il est primordial de prendre en compte la fonte des cristaux, l'évaporation/sublimation et les échanges de chaleur avec l'air tout le long de leur trajectoire. Une étude expérimentale de Hauk *et al.* [67] a permis la construction d'un modèle de fonte des cristaux.
- Les cristaux de glace ne sont pas sphériques, leur forme peut influencer les échanges thermiques et massiques ainsi que l'expression de la force de trainée exercée par l'air.
- Les particules de glace peuvent rebondir sur les parois, se fragmenter et/ou adhérer aux parois sèches ou mouillées. Le modèle d'impact doit prendre en compte l'influence de la température de la paroi, des paramètres matériaux de la glace et de la fraction massique de liquide de la particule.
- La fragmentation des particules entraîne la ré-émission de particules secondaires qui peuvent ré-impacter la paroi.
- L'impact des cristaux sur la couche de glace provoque l'érosion de celle-ci. Plusieurs études expérimentales montrent que ce phénomène agit au premier ordre sur la forme et la taille

de l'accrétion [84, 83, 37].

- La teneur en eau liquide de la couche de glace peut avoir une influence sur l'efficacité de collage des cristaux, il est donc important de pouvoir déterminer la composition de la couche de glace.
- La présence des cristaux de glace doit également être prise en compte dans les bilans massique et thermique pour le calcul du taux d'accrétion local.

Les sections qui suivent présentent ces modèles.

1.3.1. Trajectographie

Le projet HAIC a permis le développement d'un modèle pour la trajectoire des cristaux de glace prenant en compte à la fois les aspects dynamiques et thermiques. Ce modèle est présenté dans [67, 156, 148], et son développement repose sur l'étude de la fonte des cristaux de glace [67] et de leur trajectoire dans un turboréacteur générique [108].

1.3.1.1. Trajectoire des particules de glace

Les particules de glace rencontrées dans la haute atmosphère ont des formes et des tailles très variées, avec des diamètres allant de moins de $100\ \mu\text{m}$ à plus de $800\ \mu\text{m}$ et des formes complexes et irrégulières. La figure 1.17 montre cette grande variété de taille et de forme.

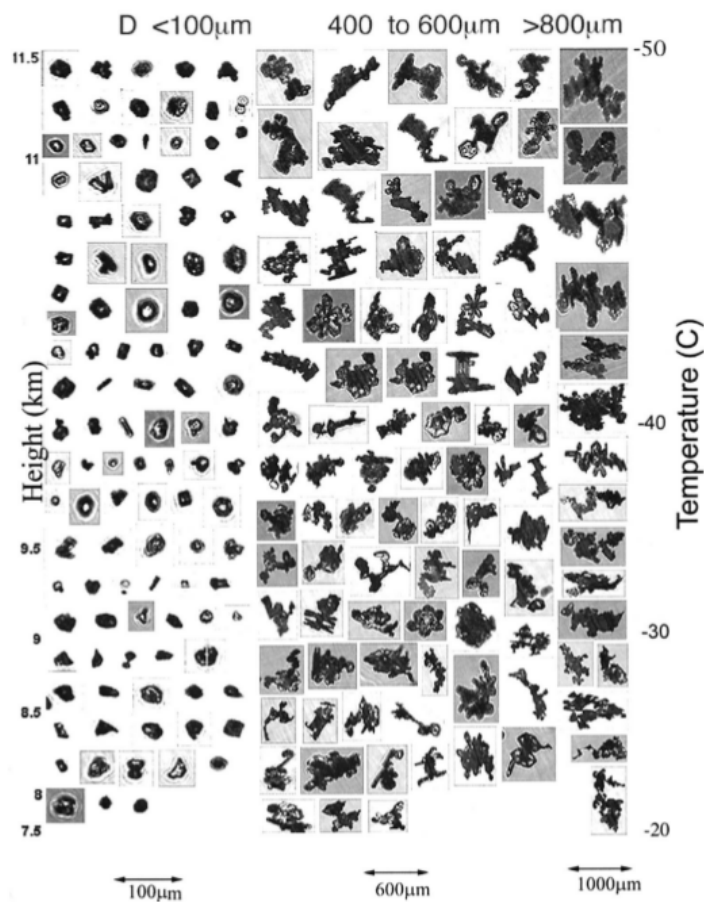


FIGURE 1.17. – Variation de la taille et de la forme des particules de glace en fonction de l'altitude et de la température - D'après Heymsfield *et al.* [71]

Celle-ci est prise en compte dans le modèle en introduisant trois paramètres géométriques, permettant de décrire l'influence de la forme et de la taille des particules de manière globale pour

des fins de modélisation. En notant V_p le volume de la particule, A la surface totale de la particule et A_\perp la surface de la particule projetée dans le sens de l'écoulement relatif, on définit :

- Le diamètre volumique équivalent de la particule d_p qui représente le diamètre de la sphère ayant le même volume que la particule non sphérique : $d_p = 2r_p = \left(\frac{6V_p}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}}$.
- La sphéricité de la particule ϕ , importante pour le calcul de la force de trainée et des échanges thermiques. Elle est définie comme le rapport entre la surface d'une sphère de diamètre équivalent d_p et la surface réelle A de l'enveloppe convexe de la particule : $\phi = \frac{\pi d_p^2}{A}$. Elle est toujours comprise entre 0 et 1.
- On définit également la sphéricité orthogonale de la particule ϕ_\perp . Elle se calcule avec la surface apparente de la particule A_\perp dans un plan perpendiculaire à l'écoulement : $\phi_\perp = \frac{\pi d_p^2}{4A_\perp}$.

La force de trainée de la particule s'écrit :

$$F_D = -\frac{1}{2}\rho_a C_D A_\perp (v_p - v_a)^2 \quad (1.1)$$

Avec ρ_a la densité de l'air, v_p et v_a les vitesses de la particule et de l'air, et C_D le coefficient de trainée. En posant : $C_d = \frac{C_D}{\phi_\perp}$, on a :

$$F_D = -\frac{1}{8}\rho_a C_d \pi d_p^2 (v_p - v_a)^2 \quad (1.2)$$

De nombreuses expressions de C_d peuvent être trouvées dans la littérature en fonction de ϕ , ϕ_\perp et Re_p , le nombre de Reynolds basé sur le diamètre équivalent volumique de la particule d_p . Durant le projet HAIC, les résultats donnés par les modèles de Haider et Levenspiel [64], Ganser [53] et Hölser et Sommerfeld [73] ont été comparés avec les données expérimentales de trajectoires de particules non sphériques dans un écoulement non uniforme autour d'un cylindre [159]. Les résultats sont très bons pour les trois modèles utilisés, et la base de données disponible ne permet pas de les départager.

Par ailleurs, la densité de la particule de glace est beaucoup plus élevée que la densité de l'air, il est donc possible de ne considérer que l'effet de la force de trainée F_D sur la trajectoire de la particule, en négligeant la force de Basset, du gradient de pression et de la portance. Avec l'expression de C_d prenant en compte l'influence de la forme des particules, le calcul de la trajectoire des cristaux est décrit par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{v}_p \\ m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{F}_D + m_p \vec{g} \end{cases} \quad (1.3)$$

1.3.1.2. Échanges de chaleur et changements de phase

L'accrétion des cristaux de glace dans les turboréacteurs apparaît dans des zones d'écoulement chaud, et le taux de collage des particules dépend de la quantité d'eau liquide mis en jeu. Il est donc important de pouvoir calculer précisément les échanges thermiques entre les particules de glace et leur environnement, qui peuvent conduire à la fonte et à l'évaporation/sublimation des particules. Ces dernières décennies, peu d'études ont été menées pour améliorer la compréhension du phénomène de fonte d'une particule de glace en écoulement chaud. Parmi ces études, peu d'entre elles concernent la fonte de particules non sphériques similaires aux particules rencontrées en haute altitude. Rasmussen *et al.* [119, 121, 120] ont étudié des particules de glace sphériques, et Matsuo et Sasyo [101, 102], Fukuta et al.[51] ou Mitra *et al.* [105] ont étudié la fonte de flocons de neige, et ont développé un modèle théorique de transfert de chaleur pour des particules dendritiques constituées d'agglomérats de cristaux de neige. Les résultats s'accordent bien avec les données expérimentales, mais les formes considérées ne sont pas similaires à celles que l'on retrouve à proximité des cellules nuageuses convectives. Durant le projet HAIC, Hauk *et al.* [67]

ont proposé un modèle pour l'échange thermique entre l'écoulement et les particules de glace sphériques et non sphériques. Ce modèle, ainsi que la comparaison des résultats obtenus avec les données expérimentales, est présenté dans les paragraphes qui suivent.

Échange de chaleur

Si l'on ne tient pas compte des changements de phases, le bilan d'enthalpie appliqué à la particule s'écrit [156, 148] :

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = A h_t (T_a - T_p) \quad (1.4)$$

Où m_p est la masse de la particule, C_p sa capacité calorifique spécifique, T_p sa température (supposée quasiment constante), T_a la température de l'air ambiant, A la surface de la particule et h_t le coefficient de transfert convectif. En utilisant le diamètre équivalent volumique de la particule, l'équation devient par définition de ϕ :

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = \pi \frac{d_p^2}{\phi} h_t (T_a - T_p) \quad (1.5)$$

Enfin, par définition, h_t est lié au nombre de Nusselt de la particule par :

$$Nu_p = \frac{h_t d_p}{k_a} \quad (1.6)$$

Où k_a est la conductivité thermique de l'air. On peut ainsi calculer h_t en utilisant une corrélation empirique pour Nu_p . Dans le cas d'une particule sphérique, une corrélation classique pour le nombre de Nusselt est celle de Frössling [50] :

$$Nu_p = 2 + 0.55 \sqrt{Re_p Pr^{1/3}} \quad (1.7)$$

Comme proposé par Villedieu *et al.* [156], cette expression peut être étendue au cas d'une particule non sphérique en utilisant une analogie de Reynolds entre le coefficient de frottement et le coefficient de transfert thermique (valable en théorie pour $Pr = 1$) :

$$Nu_p = 2\sqrt{\phi} + 0.55 \sqrt{Re_p Pr^{1/3}} \phi^{1/4} \quad (1.8)$$

La validation de ce modèle est effectuée par Villedieu *et al.* [156] avec les données disponibles dans la littérature, notamment celles de Richter *et al.* [124] pour des ellipsoïdes de révolution et des cuboïdes, et celles de Comer [29] pour des sphéroïde et $Pr = 0.7$.

Changement de phase

La modélisation de la fonte des particules de glace est également présentée dans [156, 67]. Elle est divisée en trois étapes successives schématisées par la figure 1.18.

- Première étape : la particule est solide. Elle est chauffée et sa température augmente depuis sa température initiale négative jusqu'à la température de fusion de l'eau. Le phénomène de sublimation entraîne une perte de masse et ralentit le phénomène de chauffage. La température de la particule est supposée uniforme. Sa densité ainsi que sa sphéricité sont constantes.
- Deuxième étape : la particule fond à température constante $T_p = 0^\circ C$ jusqu'à ce que toute l'eau solide devienne liquide. L'évaporation et (ou la condensation) provoque un transfert de masse avec l'environnement. La particule est composée d'un noyau solide entouré d'un film liquide d'épaisseur uniforme. La sphéricité de la particule augmente progressivement suivant la relation :

$$\phi = (1 - \eta_m) \phi_0 + \eta_m \quad (1.9)$$

Où ϕ_0 est la sphéricité de la particule avant sa fonte et η_m le taux de fonte des cristaux. Le film d'eau liquide est supposé au repos par rapport à la particule et son détachement du

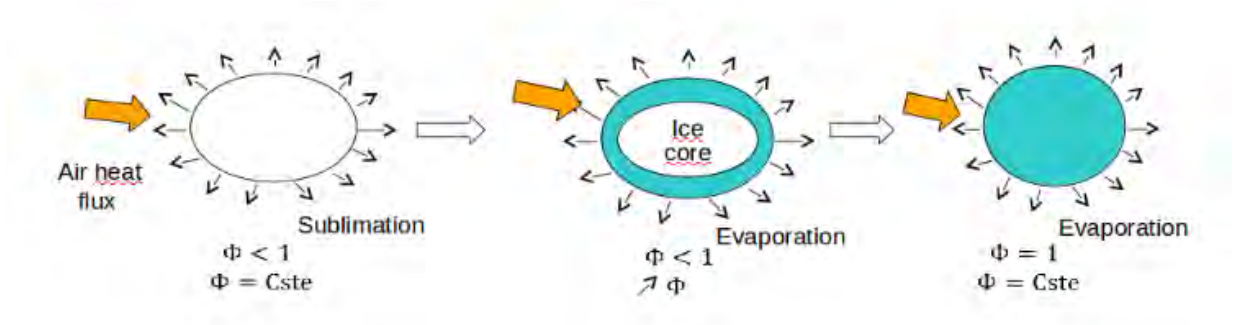


FIGURE 1.18. – Modélisation des changements de phases de la particule - A gauche : particule entièrement solide ; au milieu : noyau solide entouré d'un film liquide ; à droite : particule entièrement liquide - D'après Trontin [145]

noyau solide n'est pas permis. La densité ρ de la particule de glace partiellement fondue est donnée par :

$$\frac{1}{\rho} = (1 - \eta_m) \frac{1}{\rho_S} + \eta_m \frac{1}{\rho_L} \quad (1.10)$$

Où ρ_S et ρ_L sont les densités de l'eau solide et de l'eau liquide respectivement.

- Troisième étape : la particule est une gouttelette d'eau pure, elle est chauffée et sa température augmente. L'évaporation (ou la condensation) provoque un transfert de masse avec l'environnement. La température de la particule liquide est supposée uniforme. Sa densité est constante et sa sphéricité également avec une valeur de 1 (particule sphérique).

Les équations sous-jacentes à chaque phase sont présentées dans [67].

Pour la phase 1, les équations de conservation de masse et de l'énergie donnent :

$$\frac{dm_p}{dt} = -\dot{m}_{sub} \quad (1.11)$$

$$m_p C_{p,S} \frac{dT_p}{dt} = \pi d_p \frac{Nu_p}{\phi} k_a (T_a - T_p) - \dot{m}_{sub} (L_f(T_p) + L_v(T_p)) \quad (1.12)$$

Où L_f est la chaleur latente de fusion de la glace et L_v la chaleur latente de vaporisation de la glace. Le débit massique de sublimation \dot{m}_{sub} est déterminé par :

$$\dot{m}_{sub} = \pi d_p \frac{Sh_p}{\phi} \rho_a D_{v,a} (Y_{g,v}(T_p, P_a) - Y_{g,v}^\infty) \quad (1.13)$$

Où $Y_{g,v}$ est la fraction massique de vapeur d'eau à la surface de la particule et $Y_{g,v}^\infty$ est la fraction massique de vapeur d'eau à l'infini. ρ_a est la densité de l'air, P_a la pression de l'air, $D_{v,a}$ le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air et Sh_p le nombre de Sherwood de la particule. En utilisant l'analogie entre les transferts thermique et massique :

$$Sh_p = 2\sqrt{\phi} + 0.55\sqrt{Re_p S_c^{1/3} \phi^{1/4}} \quad (1.14)$$

Avec $S_c = \frac{\nu_a}{D_{v,a}}$ le nombre de Schmidt et ν_a la viscosité cinématique de l'air.

Pour la phase 2, les équations s'écrivent :

$$\pi d_p \frac{Nu_p}{\phi} k_a (T_a - T_f) = \dot{m}_{ev} L_v(T_f) + \dot{m}_f L_f(T_f) \quad (1.15)$$

Où \dot{m}_{ev} et \dot{m}_f sont les débits massiques surfaciques d'évaporation et de fusion de l'eau respectivement. Le noyau solide de la particule fond et la conservation de la masse du noyau solide de la particule $m_{p,S}$ donne :

$$\frac{dm_{p,S}}{dt} = -\dot{m}_f \quad (1.16)$$

Le film liquide ainsi formé va également s'évaporer, et l'évolution de la masse totale de la particule s'écrit :

$$\frac{dm_p}{dt} = -\dot{m}_{ev} = \pi d_p \frac{Sh_p}{\phi} \rho_a D_{v,a} \left(Y_{g,v}(T_f, P_a) - Y_{g,v}^\infty \right) \quad (1.17)$$

Enfin, lors de la phase 3 la particule est entièrement liquide. On a alors :

$$m_p C_{p,L} \frac{dT_p}{dt} = \pi d_p Nu_p k_a (T_a - T_p) - \dot{m}_{ev} L_v(T_p) \quad (1.18)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = -\dot{m}_{ev} \quad (1.19)$$

$$\dot{m}_{ev} = \pi d_p Sh_p \rho_a D_{v,a} \left(Y_{g,v}(T_p, P_a) - Y_{g,v}^\infty \right) \quad (1.20)$$

Comparaison avec les données expérimentales

Hauk *et al.* [67] ont conduit des travaux expérimentaux pour étudier la fonte de particules de glace. Le protocole expérimental consiste à faire léviter une particule de glace avec un lévitateur acoustique et à enregistrer l'évolution de la particule soumise à un écoulement dont l'état thermodynamique est contrôlé. Ces travaux ont permis de mesurer le temps caractéristique de la fonte des particules pour 13 conditions aérothermiques différentes, avec des particules sphériques et non sphériques. La température initiale de la particule de glace, la pression ambiante et la vitesse de l'écoulement varient peu du fait des contraintes expérimentales. Cependant, les variations de la température de l'écoulement d'air et de son humidité relative permettent l'étude de la fonte des particules pour une température de thermomètre mouillée T_{wb} comprise entre 6 et 20°C et la taille maximale des particules non sphériques étudiées est comprise entre 730 et 3490 μm . Hauk *et al.* [67] ont utilisé le modèle de transfert de chaleur et de changement de phase décrit précédemment pour calculer le temps de fonte théorique des particules et le comparer avec les observations expérimentales. Les résultats montrent un bon accord entre les valeurs calculées et mesurées (voir figure 1.19). Cependant, dans certains cas, les temps de fonte expérimentaux de particules non sphériques sont plus courts que ceux donnés par le calcul. Ces écarts sont expliqués par la dépendance vis à vis de la sphéricité de la particule étudiée et à l'incertitude sur la mesure de la sphéricité, qui est au mieux approchée par la mesure de la sphéricité orthogonale.

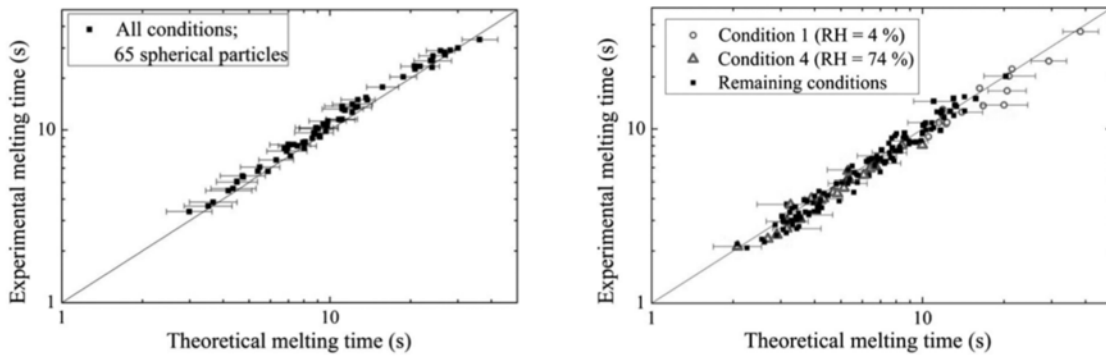


FIGURE 1.19. – Comparaison entre les temps de fonte théoriques et expérimentaux des particules de glace - A gauche : particules sphériques ($\phi = 1$); à droite : particules non sphériques ($\phi = \phi_\perp$) - D'après de Hauk *et al.* [67]

1.3.2. Impact

Cette section présente les modèles d'impact des cristaux de glace développés dans le cadre du projet européen HAIC [19, 156, 148, 82, 81] à partir des données expérimentales de Hauk [68, 66] et celles de la littérature [123, 111, 63, 62, 154, 72]. Il est très difficile de construire un modèle d'impact qui prenne en compte l'interaction d'une particule de glace avec une paroi solide en présence ou non d'un film d'eau liquide. Aussi, plusieurs paramètres ajustables sont introduits dans les modèles proposés pour compenser le manque de connaissances fines des phénomènes présents lors de l'impact. De plus, malgré les expériences de Hauk qui viennent compléter les données issues de la littérature, la vitesse d'impact des particules reste limitée ($v_{imp} \leq 75m/s$). Les modèles développés dans le cadre du projet HAIC pour l'impact des cristaux de glace décrivent les deux phénomènes suivants :

1. Le collage des particules : lorsque celles-ci impactent la paroi, elles peuvent y adhérer entièrement ou partiellement. Un modèle est nécessaire pour calculer la fraction massique de la particule qui adhère à la paroi après impact.
2. La fragmentation et ré-émission de particules secondaires : des modèles sont nécessaires pour déterminer le régime d'impact et calculer le diamètre des particules réémises, leur taux de fonte, leur vitesse, etc.

1.3.2.1. Efficacité de collage des particules

Le débit massique surfacique d'eau liquide déposée à la paroi $\dot{m}_{dep,L}$, provenant de l'éventuelle présence de gouttelettes d'eau liquide et de la partie fondue des cristaux de glace, et le débit massique surfacique d'eau solide déposée à la paroi $\dot{m}_{dep,S}$ sont calculés par le système suivant :

$$\begin{cases} \dot{m}_{dep,L} = \dot{m}_{imp,d} + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cl} = \dot{m}_{imp,d} + \varepsilon_S \eta_m \dot{m}_{imp,c} \\ \dot{m}_{dep,S} = \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cs} = \varepsilon_S (1 - \eta_m) \dot{m}_{imp,c} \end{cases} \quad (1.21)$$

Où $\dot{m}_{imp,d}$ est le débit massique surfacique d'eau liquide impactant provenant des gouttelettes d'eau liquide, en notant $\dot{m}_{imp,c}$ le débit massique surfacique de cristaux impactant (pouvant être partiellement fondus), $\dot{m}_{imp,cl} = \eta_m \dot{m}_{imp,c}$ est le débit massique surfacique d'eau liquide impactant provenant de la fonte des cristaux, $\dot{m}_{imp,cs} = (1 - \eta_m) \dot{m}_{imp,c}$ est le débit massique surfacique d'eau solide impactant. Enfin, ε_S est l'efficacité de collage des cristaux. En l'absence d'eau liquide, les cristaux de glace rebondissent sur la paroi sans y adhérer. Deux scénarios, correspondant aux régimes d'accrétions *glaciated* et *mixed phase* déjà introduit dans la partie 1.2, sont alors possibles.

Régime *glaciated*

Ce régime de givrage est reproduit par les expérimentations de Currie *et al.* [37, 35] au banc RATFac du NRC présentée section 1.2.1. Pour ce régime, Trontin *et al.* [149] proposent le modèle suivant pour l'efficacité de collage des cristaux :

$$\varepsilon_S = F(\eta_m) \quad (1.22)$$

Ce modèle fait l'hypothèse simplificatrice d'une efficacité de collage des cristaux dépendant uniquement de la quantité d'eau liquide apportée par les cristaux. Aussi, le seul paramètre pris en compte dans le modèle est le taux de fonte des cristaux η_m . Cependant, on peut s'attendre à ce qu'un modèle plus abouti prenne en compte l'angle d'impact, la vitesse de la particule et son diamètre. La fonction F est construite en respectant certaines conditions :

1. Lorsque les cristaux sont entièrement solides, ils rebondissent sur les parois sans y adhérer : $F(0) = 0$.
2. Lorsque les cristaux sont entièrement fondus, les particules sont considérées comme des gouttelettes d'eau liquide qui adhèrent totalement à la paroi (pas de phénomène de *splashing* des gouttes) : $F(1) = 1$.

3. Les expériences de Currie *et al.* [37] sur le *crowned cylinder* montrent que l'efficacité de collage au voisinage du point d'arrêt est une fonction linéaire du taux de fonte des cristaux η_m lorsque celui est faible. Aussi, $F(\eta_m) \simeq K_c \eta_m$ pour de faibles η_m , avec K_c une constante ajustable.
4. La fonction F est supposée être une fonction monotone croissante qui tend vers 1 lorsque η_m tend vers 1.

Compte tenu de ces conditions, la fonction polynomiale suivante est proposée [149] :

$$F(\eta_m) = (K_c - 2)\eta_m^3 + (3 - 2K_c)\eta_m^2 + K_c\eta_m \quad (1.23)$$

Le paramètre K_c est déterminé par les expériences de Currie *et al.* [37]. Ces expériences donnent une mesure du taux d'accrétion sans dissocier le phénomène de collage des cristaux du phénomène d'érosion de la glace par leur impact. Cependant, Trontin *et al.* [149] font l'hypothèse que l'érosion est principalement pilotée par la vitesse tangentielle des cristaux à l'impact et elle est donc supposée négligeable au voisinage du point d'arrêt où les impacts sont quasi-normaux à la paroi. Ils calibrent donc le paramètre K_c en se référant au taux d'accrétion mesuré par Currie *et al.* au voisinage du point d'arrêt. La valeur de K_c permettant de tracer la courbe présentée figure 1.20 est alors :

$$K_c = 2.5 \quad (1.24)$$

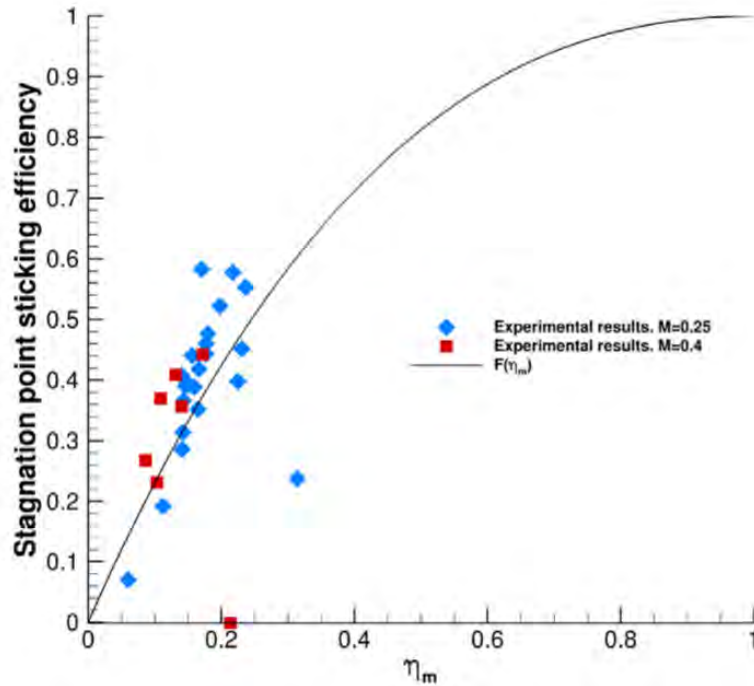


FIGURE 1.20. – Mesure des taux d'accrétion au point d'arrêt du profil *crowned cylinder* pour un nombre de Mach de 0.25 et de 0.4 [37] et modélisation du taux de collage des particules pour $K_c = 2.5$ - D'après Trontin *et al.* [149]

Régime *mixed phase*

Les expérimentations de Baumert *et al.* [15] reproduisent le processus d'accrétion de glace en conditions *mixed phase* en faisant impacter des cristaux entièrement solides et des gouttelettes d'eau liquide surfondue sur un profil cylindrique et sur un profil NACA0012 pour des températures allant de 0 à -15°C (voir section 1.2.2). Baumert *et al.* [15] proposent le modèle suivant pour l'efficacité de collage des cristaux en régime *mixed phase* :

$$\varepsilon_S = F(LWR_S) \quad (1.25)$$

Avec F la fonction définie dans 1.23 et LWR_S le ratio de la quantité d'eau liquide impliquée dans le processus de collage sur la quantité d'eau totale. Dans un premier temps, LWR_S était supposée être une fonction de l'épaisseur du film liquide à la paroi h_l . Cependant, il est difficile de mesurer précisément cette épaisseur qui est de l'ordre de la dizaine de micron et l'estimation de h_l avait une forte influence sur la forme de glace finale. Pour éviter cet inconvénient, Trontin *et al.* [148] ont proposé de définir LWR_S comme une fonction du ratio LWC/TWC . Cette définition ne convient cependant pas aux cas d'accrétion en température négative. En effet, les expériences montrent qu'en conservant le rapport LWC/TWC constant, la sévérité de l'accrétion diminue fortement avec la température [15], du fait de la solidification de l'eau liquide à la paroi qui empêche l'adhésion des cristaux solides. Un nouveau paramètre a donc été proposé : la fraction massique d'eau liquide présente à la paroi f_l . Ce paramètre quantifie la présence d'eau liquide à la paroi, ce que l'on suppose être, en régime *mixed phase*, l'origine du collage des cristaux de glace. Néanmoins la prise en compte de f_l impose une contrainte de calcul supplémentaire : f_l est calculée par la résolution de l'équilibre thermique et massique à la paroi effectuée par le solveur d'accrétion (voir section 1.3.3), ce qui nécessite de connaître la valeur des débits massiques surfaciques d'eau solide et liquide déposés, qui sont eux mêmes déterminés par l'efficacité de collage et donc par la valeur de f_l . La figure 1.21 présente le processus itératif nécessaire pour déterminer la valeur de f_l et du débit massique surfacique $\dot{m}_{dep,S}$. Finalement, l'efficacité de collage en régime *mixed phase* est définie par :

$$\varepsilon_S = F(K_d \cdot f_l) \quad (1.26)$$

Avec $K_d = 0.3$ une constante calibrée dans [15].

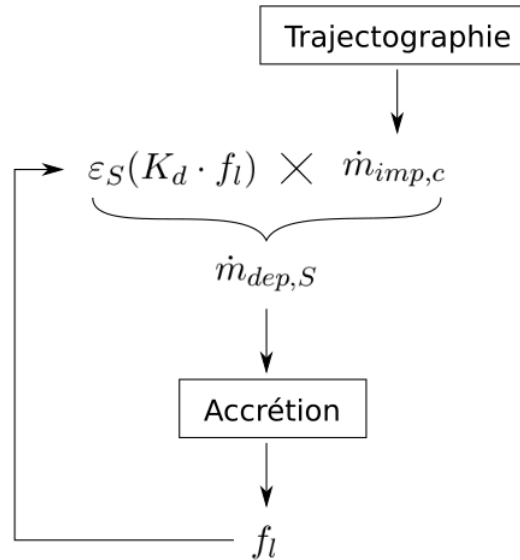


FIGURE 1.21. – Algorithme de calcul de la fraction massique d'eau liquide présente à la paroi f_l

1.3.2.2. Fragmentation et ré-émission de particules secondaires

Plusieurs scénarios sont possibles lorsqu'une particule impacte une paroi :

- Elle peut coller entièrement à la paroi.
- Elle peut rebondir sans adhérer à la paroi. Dans ce cas la vitesse de la particule est modifiée mais pas sa taille ni sa forme.

- Enfin elle peut se fragmenter de manière plus ou moins critique. Certains des fragments peuvent alors être ré-émis dans l'écoulement et d'autres peuvent adhérer à la paroi.

Dans les deux derniers cas, des modèles ont été construits [19, 156, 148] pour déterminer le régime d'impact et les caractéristiques des particules secondaires. Pour leur construction, ces modèles ont bénéficié des données de la littérature [111, 62, 63, 123, 72] et des expérimentations de Hauk *et al.* [68, 66]. Dans le cas de l'impact d'une particule de glace sur une paroi solide, le nombre \mathcal{L} introduit par Vidaurre et Hallett [154] permet de caractériser le niveau de fragmentation de la particule :

$$\mathcal{L} = \frac{\frac{\pi \rho_p d_p^3 v_{pn}^2}{12}}{\pi e_\sigma d_p^2} = \frac{1}{12} \frac{\rho_p d_p v_{pn}^2}{e_\sigma} \quad (1.27)$$

\mathcal{L} est le rapport entre l'énergie cinétique normale à l'impact de la particule et l'énergie de surface en considérant que la particule est sphérique. e_σ est l'énergie par unité de surface liée à la création de fissures au sein de la particule. L'expression suivante pour e_σ est proposée dans [156] :

$$e_\sigma(T) = e_{\sigma 0} \exp\left(\frac{Q_S}{RT} - \frac{Q_S}{RT_0}\right) \quad (1.28)$$

Où Q_S est l'énergie d'activation pour la formation des fissures. D'après Vidaurre et Hallett [154], $e_\sigma(T_0) = e_{\sigma 0} = 0.12 \text{ J m}^{-2}$ pour $T_0 = 253 \text{ K}$, et d'après Higa *et al.* [72], $Q_S = 4.82 \cdot 10^4 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$. Les résultats expérimentaux [68, 66, 154, 62] montrent que la transition entre un régime de rebond de la particule (faibles valeurs de \mathcal{L}) et un régime de fragmentation (fortes valeurs de \mathcal{L}) est complexe et ne correspond pas à une valeur bien connue de \mathcal{L} . Pour des valeurs intermédiaires de \mathcal{L} , l'impact provoque la formation de fissures internes, dissipant une partie de l'énergie cinétique de la particule. Le régime d'impact est modélisé de manière simple selon les critères suivants :

- Le cas $\mathcal{L} \lesssim \mathcal{L}_{c1}$ correspond au régime d'impact de rebond quasi-élastique sans fissuration de la particule (coefficient de restitution de l'énergie cinétique égal à 1).
- Le cas $\mathcal{L}_{c1} \lesssim \mathcal{L} \lesssim \mathcal{L}_{c2}$ correspond au régime d'impact de rebond inélastique avec déformation plastique de la particule, fissuration interne et perte d'énergie cinétique (coefficient de restitution plus petit que 1).
- Le cas $\mathcal{L} \gtrsim \mathcal{L}_{c2}$ correspond au régime d'impact fortement inélastique avec une fragmentation majeur de la particule et une importante perte d'énergie cinétique (coefficient de restitution beaucoup plus petit que 1).

Les valeurs des paramètres \mathcal{L}_{c1} et \mathcal{L}_{c2} sont déterminées par les expériences de Hauk *et al.* [68, 66] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{c1} &\simeq 0.5 \\ \mathcal{L}_{c2} &\simeq 90 \end{aligned} \quad (1.29)$$

Ces valeurs devraient être modifiées si la paroi est recouverte d'un film d'eau liquide. Cet effet n'est pas pris en compte dans les modèles par manque de données expérimentales. De plus, on s'attend à ce que l'épaisseur du film liquide soit beaucoup plus petite ($< 10 \mu\text{m}$) que le diamètre des particules de glace pour les applications considérées, ce qui limite son influence.

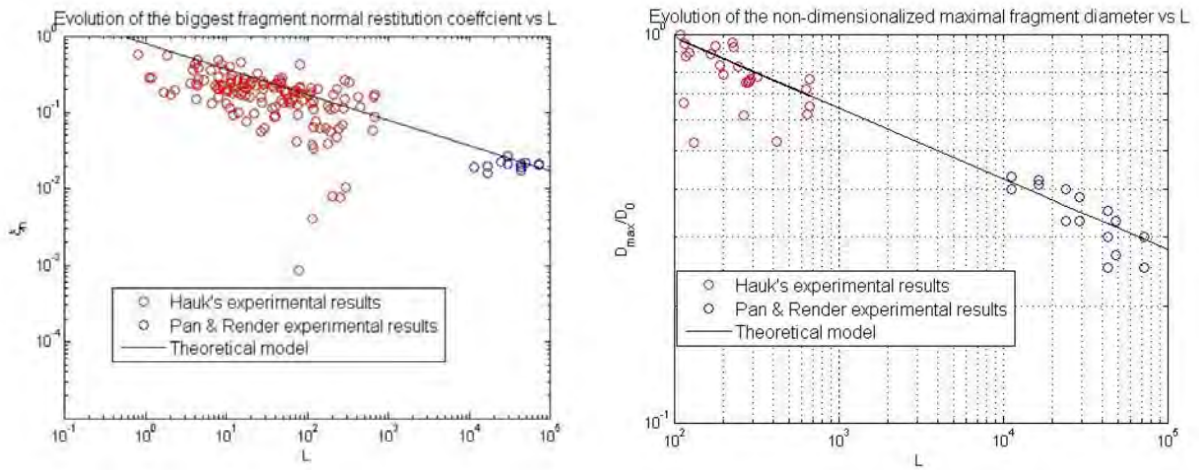
Lorsque $\mathcal{L} \leq \mathcal{L}_{c2}$, le modèle d'efficacité de collage détermine la fraction massique déposée à la paroi (équations 1.22 ou 1.26 selon le régime *glaciated* ou *mixed phase*) et une particule numérique (correspondant à plusieurs particules physiques) secondaire est ré-émise avec les caractéristiques suivantes :

- Débit massique ré-émis : $\dot{m}'_p = (1 - \varepsilon_S) \dot{m}_p$

- Diamètre : $d'_p = d_p$
- Fractions massiques d'eau liquide et solide : $\eta_m = \frac{m_{p,L}}{m_{p,S}} = \frac{m'_{p,L}}{m'_{p,S}}$
- Densité du noyau solide : $\rho'_S = \rho_S$
- Sphéricité : $\phi' = \phi$
- Vitesse de la particule ré-émise : $\vec{v}'_p = \xi_t^B [\vec{v}_p - (\vec{v}_p \cdot \vec{n}) \vec{n}] - \xi_n^B (\vec{v}_p \cdot \vec{n}) \vec{n}$

Avec respectivement ξ_t^B et ξ_n^B les coefficients de restitution tangential et normal de l'énergie cinétique. Les expérimentations mettant en œuvre uniquement des impacts normaux, on suppose donc que $\xi_t^B = 1$ ce qui est en accord avec l'étude sur l'impact de grêlons de Guegan *et al.* [63]. Pour ξ_n^B , les expérimentations de Hawk [68] et de Pan et Render [111, 123] permettent d'écrire le modèle suivant (voir figure 1.22a) :

$$\begin{cases} \xi_n^B = 1 & \text{si } \mathcal{L} \leq \mathcal{L}_{c1} \\ \xi_n^B = \left(\frac{\mathcal{L}_{c1}}{\mathcal{L}}\right)^{1/3} & \text{si } \mathcal{L}_{c1} \leq \mathcal{L} \leq \mathcal{L}_{c2} \end{cases} \quad (1.30)$$



- (a) Evolution du coefficient de restitution normal $\xi_n^B = \xi_{nn}^F$ en fonction du paramètre \mathcal{L} - Comparaison entre le modèle ONERA (ligne pleine), les résultats expérimentaux de Hawk *et al.* [68] (cercles rouges) et ceux de Pan & Render [123, 111] (cercles bleus)- D'après Trontin [145]
- (b) Evolution du diamètre du plus gros fragment en fonction du paramètre \mathcal{L} - Comparaison entre le modèle ONERA (ligne pleine), les résultats expérimentaux de Hawk *et al.* [68] (cercles rouges) et ceux de Pan & Render [123, 111] (cercles bleus)- D'après Trontin [145]

FIGURE 1.22. – Propriétés des particules secondaires ré-émises - Comparaison entre le modèle [156, 148] et les observations expérimentales [68, 123, 111]

Lorsque $\mathcal{L} > \mathcal{L}_{c2}$, la particule subit une fragmentation majeure. Une partie des fragments peut adhérer à la paroi et une particule numérique représentant les fragments qui n'ont pas adhéré à la paroi est ré-émise avec les caractéristiques suivantes :

- Débit massique ré-émis : $\dot{m}'_p = (1 - \varepsilon_S) \dot{m}_p$
- Diamètre : $d'_p = \nu d_{max}$, avec ν un nombre aléatoire choisit entre 0 et 1, et d_{max} le diamètre du plus gros fragment par (en accord avec les observations expérimentales [68, 123, 111]) : $\frac{d_{max}}{d_p} = \left(\frac{\mathcal{L}_{c2}}{\mathcal{L}}\right)^{2/11}$
- Fractions massiques d'eau liquide et solide : $\eta_m = \frac{m_{p,L}}{m_{p,S}} = \frac{m'_{p,L}}{m'_{p,S}}$
- Densité du noyau solide : $\rho'_S = \rho_S$
- Sphéricité : ϕ' choisi aléatoirement entre [0.7, 0.9]
- Vitesse de la particule ré-émise : $\vec{v}'_p = \xi_t^F [\vec{v}_p - (\vec{v}_p \cdot \vec{n}) \vec{n}] - (\vec{v}_p \cdot \vec{n}) (\xi_{nt}^F \vec{t} + \xi_{nn}^F \vec{n})$

Où \vec{t} est un vecteur unitaire tangent à la paroi et \vec{n} le vecteur unitaire normale à la paroi. ξ_t^F est le coefficient de restitution tangentiel, ξ_{nt}^F et ξ_{nn}^F sont les coefficients de restitution normaux, ξ_{nt}^F étant la fraction de la composante normale de l'énergie cinétique qui est transmise à la composante tangentielle lors de l'impact. Le modèle suivant permet de calculer les coefficients de restitution :

$$\begin{cases} \xi_t^F = 1 \\ \xi_{nt}^F = 0.4 \left(1 - \sqrt{\frac{\mathcal{L}_{c2}}{\mathcal{L}}} \right) \\ \xi_{nn}^F = \left(\frac{\mathcal{L}_{c1}}{\mathcal{L}} \right)^{1/3} \end{cases} \quad (1.31)$$

La figure 1.22a présente une comparaison entre le modèle pour ξ_{nn}^F (qui est égale à ξ_n^B) et les données expérimentales de Hauk *et al.* [68] et de Pan & Render [123, 111]. La figure 1.22b compare quant à elle les diamètres des particules secondaires ré-émises. Le modèle et les mesures expérimentales montrent un bon accord sur une grande plage de variations du nombre \mathcal{L} .

L'Université de Darmstadt a également développé un modèle d'impact dans le cadre du projet européen HAIC [19]. Ce modèle se base sur le calcul des contraintes au sein de la particule pour caractériser le seuil de fragmentation [126]. Dans le modèle décrit précédemment, l'éventuelle présence d'un film d'eau liquide n'est pas prise en compte. L'impact d'une sphère sur un film liquide est étudié dans [81, 82]. La modélisation numérique et les données expérimentales montrent un bon accord. Cependant dans les conditions testées, le rapport entre l'épaisseur du film liquide et la taille des particules est bien plus élevé que ce que l'on peut retrouver pour les conditions givrantes cristaux.

1.3.3. Accrétion

Lors de l'adhésion à la paroi des cristaux et éventuellement des gouttelettes d'eau liquide, une partie peut fondre et ruisseler et/ou s'évaporer, et une partie peut geler ou rester solide. Le calcul d'accrétion permet de déterminer les débits et flux de ces quantités en se servant des équations de conservation de la masse et de l'enthalpie. Cette approche a été introduite dans les années 50 par Messinger [104]. On effectue ainsi sur chaque surface de contrôle de la paroi un bilan de masse et un bilan thermique à l'équilibre, desquels on déduit notamment le taux de masse accrété permettant ainsi de déterminer la forme du dépôt de glace au bout d'un temps donné. La figure 1.23 schématise les différents flux massiques mis en jeu.

1.3.3.1. Principales hypothèses

Les bilans massique et thermique de Messinger sont modifiées pour prendre en compte l'impact des cristaux de glace avec les hypothèses suivantes :

- H1 : l'eau liquide peut s'accumuler au sein de la couche de glace supposée poreuse. On note que l'hypothèse de l'eau liquide qui ne reste pas piégée dans la couche de glace peut être justifiée lors d'impacts de gouttelettes d'eau liquide surfondue qui forment une couche de glace par la solidification des gouttelettes. Cependant, dans le cas d'impacts de cristaux partiellement fondus, Currie *et al.* [36, 37] montrent que de l'eau liquide semble être capturée dans le processus de formation de la glace et "emprisonnée" entre les cristaux.
- H2 : les cristaux de glace restent à l'endroit où ils impactent la paroi. Ils ne peuvent pas être entraînés par le ruissellement de l'eau liquide.
- H3 : la conduction thermique à l'intérieur de la couche de glace n'est pas prise en compte, la température est supposée uniforme et égale à 0°C.

La couche de glace est divisée en surfaces de contrôles élémentaires et un algorithme *multi step* est utilisé (décrit dans la section 1.4.1) pour déterminer l'évolution de l'épaisseur de la glace et

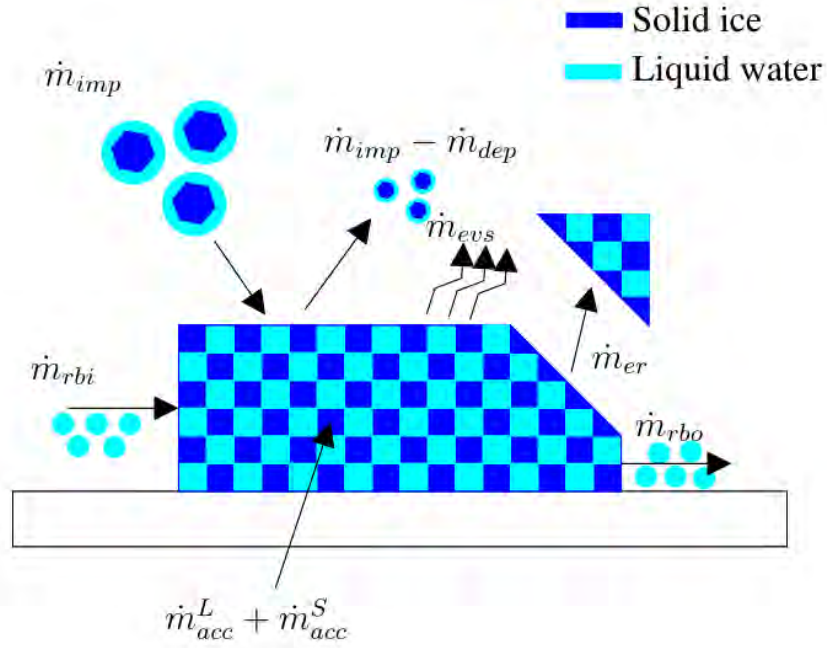


FIGURE 1.23. – Bilan massique du modèle de Messinger en conditions cristallines - \dot{m}_{imp} , \dot{m}_{dep} , \dot{m}_{er} , \dot{m}_{ev} , \dot{m}_{rbi} , \dot{m}_{rbo} , $\dot{m}_{acc,S}$, $\dot{m}_{acc,L}$ sont respectivement les débits massiques surfaciques impactant, déposé, érodé, évaporé, ruisselant vers la surface de contrôle, ruisselant hors de la surface de contrôle, accumulé sous forme solide et accumulé sous forme liquide - D'après Trontin *et al.* [149]

sa rétro action sur l'écoulement durant le processus d'accrétion. La durée totale d'accrétion Δt est divisée en N pas de temps. Pour chaque pas de temps et pour chaque surface de contrôle, l'algorithme suivant est appliqué :

- Étape 1 : Résolution des bilans massique et thermique afin de calculer la température T de l'eau solide et/ou liquide sur la paroi pour déterminer le régime d'accrétion de la nouvelle couche de glace correspondant au pas de temps courant, ainsi que la première estimation du débit massique surfacique d'eau solide accumulée $\dot{m}_{acc,S}^*$ et du débit massique surfacique d'eau liquide accumulée $\dot{m}_{acc,L}^{**}$ disponible dans la surface de contrôle.
- Étape 2 : $\dot{m}_{acc,S}^*$ et $\dot{m}_{acc,L}^{**}$ sont ensuite obtenus en retranchant aux débits calculés à l'étape précédente le débit massique surfacique de glace érodée \dot{m}_{er} . On suppose que la composition de la glace érodée est la même que la composition de la couche de glace courante, ainsi l'équilibre des bilans de la première étape n'est pas modifié. On obtient à cette étape la valeur finale du débit massique surfacique d'eau solide accumulée $\dot{m}_{acc,S}$.
- Étape 3 : La dernière étape consiste à calculer la valeur du débit massique surfacique d'eau ruisselante \dot{m}_{rbo} . Pour cela on sépare $\dot{m}_{acc,L}^{**}$ en deux termes, un premier qui correspond au débit massique surfacique d'eau liquide $\dot{m}_{acc,L}$ qui reste capturée par la porosité de la couche de glace, le second étant \dot{m}_{rbo} .

1.3.3.2. Étape 1 : bilan de Messinger

Le bilan de Messinger se décompose en un bilan de masse et un bilan thermique. Les inconnues à résoudre sont les débits massiques surfaciques d'eau solide $\dot{m}_{acc,S}^*$ et liquide $\dot{m}_{acc,L}^{**}$ accumulés ainsi que la température T de l'eau liquide et/ou solide sur la paroi. La résolution du bilan de Messinger nécessite donc une condition supplémentaire nous permettant d'éliminer l'une des inconnues. Seul quatre régimes sont possibles pour chaque surface de contrôle : soit la surface de contrôle reste vide, soit elle contient seulement de l'eau solide (condition de glace sèche ou *rime*),

soit elle est composée d'eau solide et liquide (condition de glace mouillée ou *glaze*), soit elle ne contient que de l'eau liquide sous forme d'un film ruisselant. On peut alors résoudre le bilan de Messinger en écrivant une condition supplémentaire suivant le régime dans lequel se trouve la surface de contrôle.

Régime *rime*

En régime *rime* la surface de contrôle ne contient que de l'eau solide, on a donc la condition suivante sur le débit massique surfacique d'eau liquide accumulée : $\dot{m}_{acc,L}^{**} = 0$, $\dot{m}_{acc,S}^* > 0$ et $T < T_f$. Toute l'eau liquide présente va geler et il n'y a donc pas d'eau ruisselant en dehors de cette surface de contrôle. Le bilan de masse s'écrit alors :

$$\dot{m}_{acc,S}^* = \dot{m}_{rbi} + \dot{m}_{imp,d} + \varepsilon_S (\dot{m}_{imp,cs} + \dot{m}_{imp,cl}) - \dot{m}_{sub} \quad (1.32)$$

Où \dot{m}_{rbi} est le débit massique surfacique d'eau ruisselante entrant dans la surface de contrôle, $\dot{m}_{imp,d}$ le débit massique surfacique de gouttelettes impactantes, $\dot{m}_{imp,cs}$ et $\dot{m}_{imp,cl}$ les débits massiques surfaciques d'eau solide et liquide apportés par l'impact des cristaux (cristaux partiellement fondus), et \dot{m}_{sub} le débit massique surfacique d'eau sublimée. ε_S est l'efficacité de collage des cristaux calculée par le modèle d'impact. En notant respectivement $C_{p,i}$ et $C_{p,l}$ les capacités calorifiques de l'eau solide et de l'eau liquide, L_f et L_s les chaleurs latentes de fusion et de sublimation de l'eau, et enfin T_r la température de récupération, le bilan thermique s'écrit :

$$\begin{aligned} h_t (T_r - T) = & \dot{m}_{rbi} (C_{p,l}(T_{rbi} - T_f) + L_f - C_{p,i}(T - T_f)) \\ & + \dot{m}_{imp,d} \left(C_{p,l}(T_{imp,d} - T_f) + L_f - C_{p,i}(T - T_f) + \frac{1}{2}v_{imp,d}^2 \right) \\ & + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cs} \left(C_{p,i}(T_{imp,cs} - T) + \frac{1}{2}v_{imp,cs}^2 \right) \\ & + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cl} \left(C_{p,l}(T_{imp,cl} - T_f) + L_f - C_{p,i}(T - T_f) + \frac{1}{2}v_{imp,cl}^2 \right) \\ & - \dot{m}_{sub}L_s \end{aligned} \quad (1.33)$$

Régime *glaze*

Dans le cas du régime *glaze*, un mélange d'eau liquide et d'eau solide est présent à la paroi. Donc $\dot{m}_{acc,L}^{**} > 0$, $\dot{m}_{acc,S}^* > 0$ et $T = T_f$. Pour ce régime, les bilans de masse des parties liquide et solide de la couche de glace sont :

$$\begin{aligned} \dot{m}_{acc,L}^{**} &= \dot{m}_{rbi} + \dot{m}_{imp,d} + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cl} - \dot{m}_{ev} - \dot{m}_{sol} \\ \dot{m}_{acc,S}^* &= \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cs} + \dot{m}_{sol} - \dot{m}_{sub} \end{aligned} \quad (1.34)$$

Où \dot{m}_{ev} est le débit massique surfacique d'eau évaporée et \dot{m}_{sol} le débit massique surfacique d'eau solidifiée. Le bilan thermique s'écrit :

$$\begin{aligned} h_t (T_r - T_f) = & \dot{m}_{rbi} (C_{p,l}(T_{rbi} - T_f) + (1 - f_l)L_f) \\ & + \dot{m}_{imp,d} \left(C_{p,l}(T_{imp,d} - T_f) + (1 - f_l)L_f + \frac{1}{2}v_{imp,d}^2 \right) \\ & + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cs} \left(C_{p,i}(T_{imp,cs} - T) + f_l L_f + \frac{1}{2}v_{imp,cs}^2 \right) \\ & + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cl} \left(C_{p,l}(T_{imp,cl} - T_f) + (1 - f_l)L_f + \frac{1}{2}v_{imp,cl}^2 \right) \\ & - \dot{m}_{sub}L_s - \dot{m}_{ev}L_v - \dot{m}_{sol}L_f \end{aligned} \quad (1.35)$$

f_l est la fraction massique d'eau liquide présente sur la surface de contrôle. Lorsque $f_l = 1$, la

surface de contrôle est dans un régime d'eau ruisselante, et lorsque $f_l = 0$ elle est dans un régime *rime*. En régime *glaze*, $0 < f_l < 1$, et f_l se définit comme :

$$f_l = \frac{\dot{m}_{acc,L}^{**}}{\dot{m}_{acc,L}^{**} + \dot{m}_{acc,S}^*} \quad (1.36)$$

Régime d'eau ruisselante

Le régime d'eau ruisselante est caractérisé par l'absence d'eau solide, on a donc : $\dot{m}_{acc,L}^{**} > 0$, $\dot{m}_{acc,S}^* = 0$ et $T > T_f$. Le bilan de masse s'écrit alors :

$$\dot{m}_{acc,L}^{**} = \dot{m}_{rbi} + \dot{m}_{imp,d} + \varepsilon_S (\dot{m}_{imp,cs} + \dot{m}_{imp,cl}) - \dot{m}_{ev} \quad (1.37)$$

Et le bilan thermique :

$$\begin{aligned} h_t (T_r - T) &= \dot{m}_{rbi} C_{p,l}(T_{rbi} - T) \\ &+ \dot{m}_{imp,d} \left(C_{p,l}(T_{imp,d} - T) + \frac{1}{2} v_{imp,d}^2 \right) \\ &+ \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cs} \left(C_{p,i}(T_{imp,cs} - T_f) + L_f - C_{p,l}(T - T_f) + \frac{1}{2} v_{imp,cs}^2 \right) \\ &+ \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cl} \left(C_{p,l}(T_{imp,cl} - T) + \frac{1}{2} v_{imp,cl}^2 \right) \\ &- \dot{m}_{ev} L_v \end{aligned} \quad (1.38)$$

Algorithme de résolution

Afin de déterminer l'état de la surface de contrôle et quantifier les valeurs des débits massiques surfaciques, l'algorithme de résolution suivant est proposé :

1. On suppose dans un premier temps que la surface de contrôle est dans un régime d'accrétion *rime* et on calcul T à partir du bilan thermique. Si $T < T_f$ alors l'hypothèse du régime *rime* est validée et l'algorithme s'arrête avec $\dot{m}_{acc,L}^{**} = 0$ et $\dot{m}_{acc,S}^*$ donné par le bilan de masse. Si $T \geq T_f$, on procède à l'étape suivante.
2. On suppose maintenant que le régime est celui d'un film d'eau ruisselant. On obtient T avec la résolution du bilan thermique, $\dot{m}_{acc,S}^* = 0$ et $\dot{m}_{acc,L}^{**}$ est donné par le bilan de masse. Si $T \leq T_f$, l'algorithme procède à l'étape suivante.
3. Enfin, on considère que l'on est dans le cas du régime *glaze*, et l'on calcul \dot{m}_f à partir du bilan thermique. Si le débit massique surfacique d'eau solide accumulée est calculé positif ($\dot{m}_{acc,S}^* = \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cs} + \dot{m}_f - \dot{m}_{sub} > 0$) alors on a bien présence d'eau liquide et d'eau solide à la paroi et l'hypothèse du régime *glaze* est vérifiée. $\dot{m}_{acc,L}^{**}$ est donné par le bilan massique et $T = T_f$.

L'étape suivante consiste à calculer une nouvelle estimation du débit massique surfacique d'eau liquide et le débit massique surfacique d'eau solide accumulée final en prenant en compte le phénomène d'érosion.

1.3.3.3. Étape 2 : Prise en compte de l'érosion

Notons \dot{m}_{er} le débit massique surfacique d'érosion causé par l'impact des cristaux sur la couche de glace (composée d'un mélange d'eau solide et liquide). Les débits massiques surfaciques d'eau solide et liquide accumulée sont corrigées en soustrayant \dot{m}_{er} aux valeurs calculées à l'étape 1. Afin de conserver l'équilibre du bilan de Messinger, on fait l'hypothèse que la composition de la glace érodée est identique à la composition de la couche de glace accrétée (ce qui veut dire en particulier que la matière enlevée par érosion comprend en général une part d'eau liquide). Ainsi :

$$\begin{aligned}\dot{m}_{acc,L}^* &= \dot{m}_{acc,L}^{**} - \frac{\dot{m}_{acc,L}^{**}}{\dot{m}_{acc,L}^{**} + \dot{m}_{acc,S}^*} \dot{m}_{er} = \dot{m}_{acc,L}^{**} - f_l \dot{m}_{er} \\ \dot{m}_{acc,S} &= \dot{m}_{acc,S}^* - \frac{\dot{m}_{acc,S}^*}{\dot{m}_{acc,L}^{**} + \dot{m}_{acc,S}^*} \dot{m}_{er} = \dot{m}_{acc,S}^* - (1 - f_l) \dot{m}_{er}\end{aligned}\quad (1.39)$$

De plus, le débit massique surfacique de glace érodée ne peut pas excéder le débit massique surfacique de glace accrétée. Un modèle d'érosion à été développé par l'ONERA au cour du projet européen HAIC [156, 149]. Ce modèle définit le débit massique surfacique d'érosion \dot{m}_{er} en fonction du débit massique surfacique de cristaux impactant $\dot{m}_{imp,c}$:

$$\dot{m}_{er} = \eta_{er} \dot{m}_{imp,c} \quad (1.40)$$

Où η_{er} est le taux d'érosion, donné par l'expression suivante :

$$\eta_{er} = E \underbrace{\left(\frac{v_t}{v_0}\right)^2}_{(1)} \underbrace{\left(\frac{\alpha_{l0}}{\alpha_{l0} - \min(\alpha_l, \alpha_{l0})}\right)}_{(2)} \underbrace{\left(1 + (l_0 \kappa)^2\right)}_{(3)} \quad (1.41)$$

v_t désigne la vitesse tangentielle des cristaux à l'impact, α_l la fraction massique d'eau liquide qui reste piégée dans la couche de glace et κ la courbure locale de la surface. E , v_0 , α_{l0} et l_0 sont des constantes empiriques qui sont déterminées à partir de la série expérimentale d'accrétion de glace en conditions cristaux menée au NRC par Currie *et al.* [37, 149] notée 1 dans la section 1.2.1. Les termes numérotés de 1 à 3 de l'expression 1.41 sont définis comme suit :

- (1) Les formes coniques des accrétions de glace obtenues expérimentalement [37, 36] semblent indiquer que l'érosion dépend essentiellement de la vitesse tangentielle des cristaux impactant.
- (2) Lorsque la quantité d'eau liquide accumulée dans la couche de glace atteint une valeur critique α_{l0} , la composition de la glace ne permet plus d'assurer sa cohésion et son adhérence à la paroi.
- (3) Le troisième terme traduit l'effet de lissage du phénomène d'érosion. Plus la courbure locale est élevée et plus le taux d'érosion augmente.

La fraction massique α_l est définie par :

$$\alpha_l = \frac{\dot{m}_{acc,L}}{\dot{m}_{acc,L} + \dot{m}_{acc,S}} \quad (1.42)$$

α_l est calculée dans l'étape suivante et son calcul nécessite de connaître la valeur du débit massique surfacique érodé \dot{m}_{er} . Afin de calculer une première valeur de \dot{m}_{er} , on initialise la valeur de α_l en posant : $\alpha_l = \xi_l$, ξ_l étant la fraction massique d'eau liquide déposée à la paroi (équivalente au taux de fonte des cristaux en régime glacié) :

$$\xi_l = \frac{\dot{m}_{dep,L}}{\dot{m}_{dep,L} + \dot{m}_{dep,S}} \quad (1.43)$$

Un processus itératif entre les calculs des débits massiques surfaciques de glace érodée, d'eau liquide ruisselante, et d'eau liquide accumulée dans la couche de glace après avoir pris en compte la porosité permet de converger la valeur finale de α_l (voir figure 1.24).

1.3.3.4. Étape 3 : Prise en compte de la porosité

Cette dernière étape nous donnera la valeur finale du débit massique surfacique d'eau liquide accumulée $\dot{m}_{acc,L}$, ainsi que la valeur du débit massique surfacique d'eau ruisselant sortant de la surface de contrôle \dot{m}_{rbo} . Selon le régime d'accrétion, nous avons :

- Pour un régime *rime*, par définition, $\dot{m}_{acc,L} = 0$ et $\dot{m}_{rbo} = 0$.
- Pour un régime de film ruisselant, $\dot{m}_{acc,L} = 0$ et $\dot{m}_{rbo} = \dot{m}_{acc,L}^*$.
- Pour un régime *glaze*, $\dot{m}_{acc,L}^*$ est partagé entre $\dot{m}_{acc,L}$ et \dot{m}_{rbo} .

Pour ce dernier régime, on détermine $\dot{m}_{acc,L}$ à partir de la saturation en eau liquide de la couche de glace. En conditions *glaze*, on estime que pour une unité de volume de glace, le volume non occupé par l'eau solide est occupé par l'eau liquide, c'est à dire que l'on néglige le volume occupé par l'air. On détermine la quantité d'eau liquide piégée dans la couche de glace avec la relation suivante :

$$\frac{\dot{m}_{acc,L}}{\rho_L} = H(\xi_l)G(\alpha_{l,max})\frac{\dot{m}_{acc,S}}{\rho_S} \quad (1.44)$$

Où H est le taux de remplissage du milieu poreux et G la fonction de saturation maximale. Le taux de remplissage H est une fonction de la fraction massique d'eau liquide déposée à la paroi ξ_l :

$$H(\xi_l) = 1 - \xi_l^2 = 1 - \left(\frac{\dot{m}_{imp,d} + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cl}}{\dot{m}_{imp,d} + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cl} + \varepsilon_S \dot{m}_{imp,cs}} \right)^2 \quad (1.45)$$

Lorsque l'on est en conditions d'impact de gouttelettes d'eau liquide surfondue : $\xi_l = 1$, et l'on retrouve bien l'hypothèse $\dot{m}_{acc,L} = 0$ inhérente au givrage en conditions usuelles. Lorsque l'on est en conditions d'impact de cristaux en régime *glaciated*, on a $\xi_l = \eta_m$. La fonction de saturation maximale G traduit le fait que plus la couche de glace est poreuse, plus elle va pouvoir accueillir d'eau liquide :

$$G(\alpha_{l,max}) = \frac{\alpha_{l,max}}{1 - \alpha_{l,max}} \quad (1.46)$$

Où $\alpha_{l,max}$ est la fraction massique maximale d'eau liquide qui peut être capturée. On autorise une saturation maximale de la glace en eau liquide de : $\alpha_{l,max} = 0.5$. Au-delà de cette valeur, déterminée de manière arbitraire, la glace ne peut maintenir sa cohésion. Étant donné que $\rho_S \simeq \rho_L$, le modèle d'eau ruisselante donne donc :

$$\begin{cases} \dot{m}_{acc,L} = \min \left(H(\xi_l)G(\alpha_{l,max})\dot{m}_{acc,S} ; \dot{m}_{acc,L}^* \right) \\ \dot{m}_{rbo} = \dot{m}_{acc,L}^* - \dot{m}_{acc,L} \end{cases} \quad (1.47)$$

On remarque que par construction $\dot{m}_{acc,L}$ ne peut excéder la valeur du débit massique surfacique d'eau liquide présente à la paroi $\dot{m}_{acc,L}^*$ donnée par le bilan de Messinger et corrigée par l'érosion. Enfin, la porosité de la glace Φ , définie comme le rapport entre le volume de glace non occupé par de l'eau solide avec le volume de glace total, est donc équivalente à la fraction massique d'eau liquide capturée dans la couche de glace (car on néglige le volume occupé par l'air) et s'écrit :

$$\Phi = \frac{\dot{m}_{acc,L}}{\dot{m}_{acc,L} + \dot{m}_{acc,S}} = \alpha_l \quad (1.48)$$

1.3.3.5. Calcul de l'épaisseur de la couche glace

La figure 1.24 présente l'algorithme itératif permettant de converger vers les valeurs finales de $\dot{m}_{acc,S}$ et $\dot{m}_{acc,L}$.

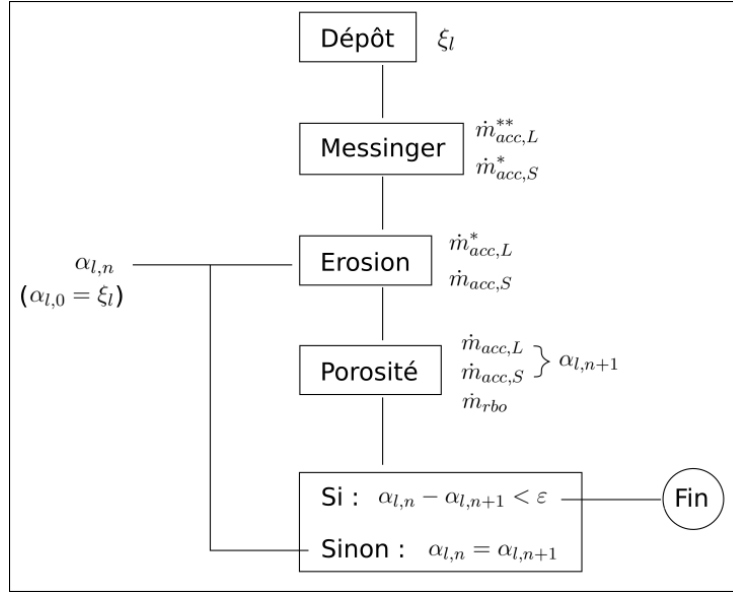


FIGURE 1.24. – Algorithme pour la résolution du modèle de type Messenger adapté aux conditions cristaux

La glace est composée d'un mélange d'eau solide liquide et son épaisseur supplémentaire h_{ice} pour une durée d'accrétion Δt donnée est donc :

$$h_{ice} = \frac{\dot{m}_{acc,L} \Delta t}{\rho_L} + \frac{\dot{m}_{acc,S} \Delta t}{\rho_S} \quad (1.49)$$

1.4. Simulation numérique

La première partie de cette section est dédiée à la description du code de calcul IGLOO2D de l'ONERA qui effectue des calculs en 2D et qui sera utilisé au cours de la thèse pour le développement et la calibration des modèles. Néanmoins, la méthodologie présentée pour les calculs IGLOO2D peut s'étendre à la majorité des codes de calcul de givrage. La seconde partie abordera les simulations des expériences présentées à la section 1.2 avec le code de calcul IGLOO2D.

1.4.1. Présentation générale de l'outil de givrage IGLOO2D

L'outil IGLOO2D comporte les modèles cristaux développés durant le projet HAIC permettant la simulation du givrage en conditions cristaux sur des géométries 2D [147, 146, 148, 149, 156]. Une simulation numérique de givrage implique plusieurs étapes de calcul. L'outil IGLOO2D se décompose donc en solveurs formant une chaîne de calcul :

- Le mailleur MESH2D permet de générer automatiquement des maillages structurés, non structurés et hybrides autour d'un ou plusieurs profils qui peuvent éventuellement être ouverts. MESH2D permet également d'effectuer des calculs périodiques permettant par exemple de simuler un étage d'aubes.
- Le solveur AERO2D calcul le champ aérodynamique (pression, vitesse et température de l'air, coefficient de transfert de chaleur, température de récupération, fraction massique de vapeur locale,...). Les données du champ gazeux sont obtenues par la résolution des équations de Navier-Stokes, ou par le couplage entre la résolution des équations d'Euler (non visqueux) et la résolution des équations de Prandtl pour la couche limite.
- Le solveur TRAJ2D est dédié au calcul du transport des particules (cristaux et gouttelettes). Deux approches basées respectivement sur les méthodes Lagrangienne (TRAJL2D) et Eulerienne (TRAJE2D) sont disponibles. Les modèles d'impact, d'échange de chaleur, de changement de phase et d'efficacité de collage des particules présentés section 1.3.1 et 1.3.2 sont inclus dans le solveur lagrangien TRAJL2D.

- Le solveur ACCRET2D calcule l'accrétion de glace à partir des données de sortie des autres solveurs en utilisant le modèle de Messinger [104] révisé pour les cristaux de glace présenté dans la section 1.3.3.

La méthode *multi step* est utilisée pour les calculs de givrage. Le temps total d'accrétion Δt est alors divisé en N itérations, l'épaisseur de glace finale calculée pour la durée d'accrétion Δt est donnée par :

$$h_{ice} = \sum_{i=1}^N h_{ice}^i \quad (1.50)$$

Où h_{ice}^i est l'épaisseur supplémentaire de glace calculée pour l'intervalle de temps $[t^i; t^{(i+1)}]$, t^i étant défini par :

$$t^i = \frac{i-1}{N} \Delta t \quad (1.51)$$

Au début de chaque nouvelle itération i , la forme de givre obtenue à l'itération précédente (ou le profil sec pour la première itération) est maillée afin de permettre un nouveau calcul du champ aérodynamique et du champ diphasique. Les simulations présentées dans les prochains paragraphes de cette thèse utilisent un maillage structuré avec une topologie en C (voir figure 1.26).

Par défaut, le champ aérodynamique est obtenu par le solveur AERO2D à partir de la résolution des équations non visqueuses couplées à une résolution des équations de couche limite de Prandtl par une méthode intégrale simplifiée afin d'obtenir les coefficients de transfert thermique et de frottement locaux. Cette approche est moins coûteuse qu'une résolution des équations de Naviers-Stokes qui nécessite un maillage raffiné de la couche limite. Par ailleurs, la rugosité de la couche de glace influence le coefficient de frottement à la paroi et le coefficient de transfert thermique. Cette influence est modélisée par une méthode de "hauteur de grain de sable équivalent" [128, 8].

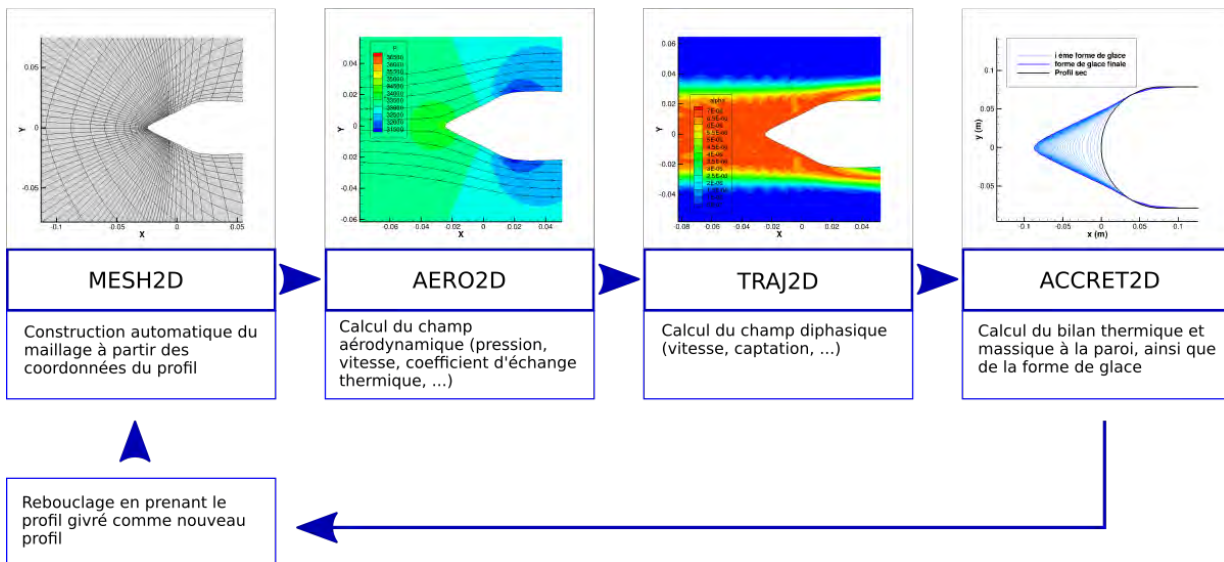
La trajectoire des particules est ensuite calculée en utilisant le solveur Lagrangien TRAJL2D. Les particules sont injectées de manière monodisperse, avec un diamètre pris égal au diamètre volumique moyen MVD du nuage de particules. Lors de l'impact sur la paroi, les particules peuvent se fragmenter, adhérer et/ou rebondir (voir section 1.3.1). Lorsque des particules secondaires sont ré-émises après l'impact, on considère pour nos calculs qu'elles sont emportées par l'écoulement sans ré-impacter la paroi. Enfin, les particules sont injectées en équilibre thermique et dynamique avec l'écoulement.

Puis l'épaisseur de glace pour l'intervalle de temps $[t^i; t^{(i+1)}]$ est calculée avec le solveur ACCRET2D par une méthode de Messinger revisitée pour les conditions cristaux (voir section 1.3.3), en prenant en compte la porosité de la couche de glace ainsi que le phénomène d'érosion.

La forme de glace de l'itération i est remaillée automatiquement pour l'itération $i+1$. Ainsi, les nœuds du profil givré $i+1$ sont obtenus en déplaçant les nœuds du profil i dans la direction définie par la moyenne des normales des cellules adjacentes et pour une distance égale à la moyenne des épaisseurs de glace calculées dans ces cellules adjacentes.

Un nouveau cycle de calcul est ensuite réalisé jusqu'à atteindre la durée d'accrétion totale. Cette méthode de chaînage permet de prendre en compte l'influence de l'évolution de la forme de glace sur les champs aérodynamique et diphasique. La figure 1.25 résume le fonctionnement de l'outil IGLOO2D utilisant la méthode de chaînage *multi step* et présente un exemple de résultat.

Une étude de la convergence numérique et spatiale a été réalisée par Trontin *et al.* [149] pour l'essai R67 des expérimentations de Currie et al [37]. Plusieurs paramétrisations du maillage ont été testées : avec 64, 128 et 256 nœuds autour du profil, avec et sans raffiner les nœuds au point d'arrêt. L'étude de la convergence du calcul avec le nombre d'itérations N de la méthode *multi step* a également été effectuée avec N allant de 10 à 200. Les résultats montrent qu'un profil décrit par 128 nœuds avec un raffinement au point d'arrêt permet d'obtenir des formes de glace précises à partir de 100 itérations. Une étude similaire réalisée par Baumert *et al.* [13] montre que


 FIGURE 1.25. – Schématisation du chaînage des solveurs d'IGLOO2D pour la méthode *multi step*

les simulations des expérimentations de l'Université de Braunschweig convergent pour des profils à 128 noeuds à partir de $N = 10$. Les simulations présentées dans les paragraphes qui suivent utilisent un maillage structuré avec une topologie en C construit à partir de 128 noeuds décrivant les profils étudiés avec $N = 100$ dans le cas des expérimentations du NRC et $N = 10$ pour les expérimentations de l'Université de Braunschweig.

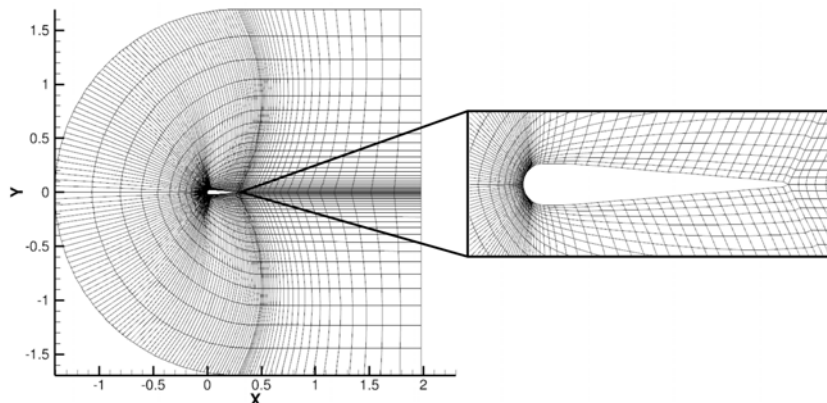


FIGURE 1.26. – Visualisation du maillage structuré avec une topologie en C

1.4.2. Simulation des expérimentations du NRC et de l'Université de Braunschweig

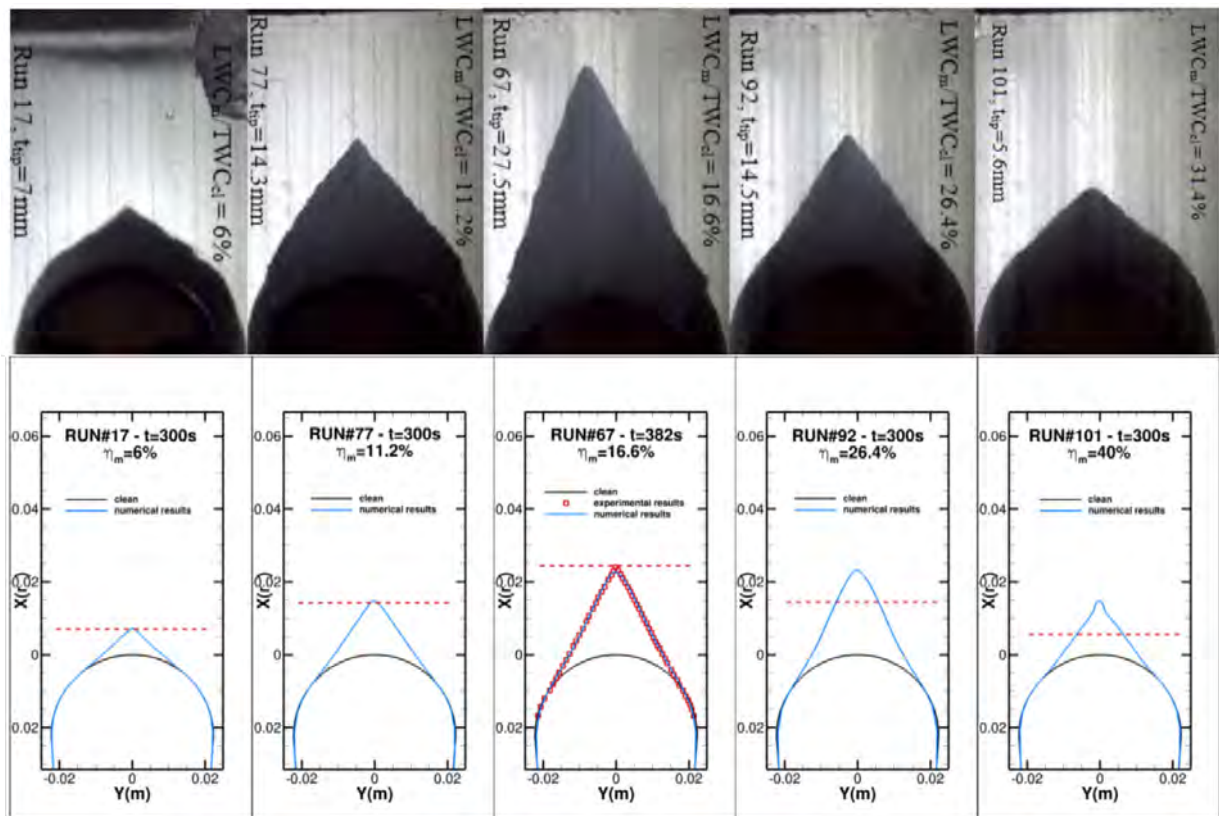
Comme nous l'avons vu, les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'accrétion de glace en conditions cristaux sont complexes et pas entièrement compris. La calibration et la validation des modèles présentés dans la section 1.3 reposent sur des données expérimentales macroscopiques d'accrétion de glace en conditions cristaux. Pour le régime *glaciated*, les expériences réalisées au banc RATFac du NRC par Currie *et al.* [37] sont utilisées, et pour le régime *mixed phase*, celles de Baumert menées dans la soufflerie givrante de l'Université de Braunschweig [15, 14]. Cette section résume les résultats des simulations des séries nommées 1 et 2 dans ce manuscrit (voir section 1.2) effectuées avec le code IGLOO2D par Trontin *et al.* [149] et des séries 6 et 7 par Baumert *et al.* [15]. De plus, les simulations de nouvelles expérimentations menées au NRC par Currie *et al.* [35], correspondant aux séries 4 et 5, seront également présentées. Ces dernières représentent le premier travail de simulation effectué au cours de cette thèse. Les expérimentations des séries 4 et 5 se distinguent par la diminution de la taille des particules avec un nombre de

1.4. Simulation numérique

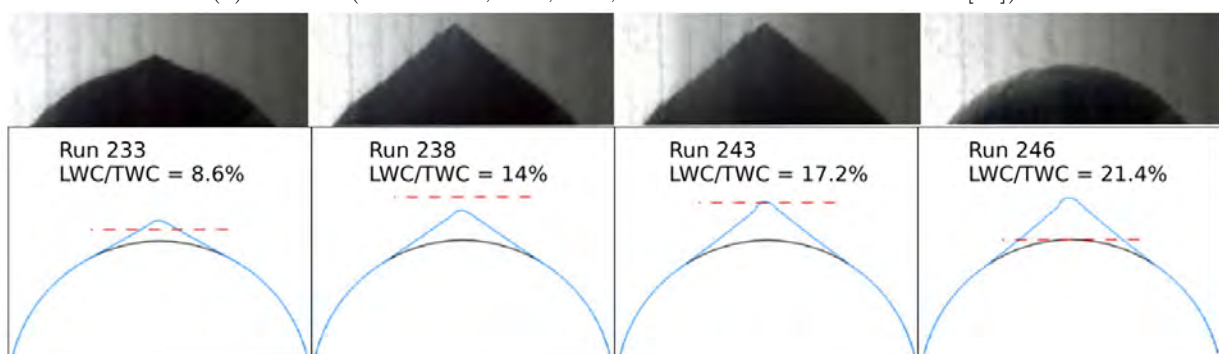
Mach élevé. D'une manière générale, l'étude de la base de données constituées des séries 1 à 7 a permis l'identification des points à améliorer concernant la modélisation des phénomènes mis en jeu.

1.4.2.1. Expérimentations du NRC en régime *glaciated*

Série 1 et 2



(a) Série 1 (Essais R17, R77, R67, R92 et R101 de Currie *et al.* [37])



(b) Série 2 (Essais R233, R238, R243, R246 de Currie *et al.* [37])

FIGURE 1.27. – Visualisation des formes de glace expérimentales et numériques des série 1 (a) ($M = 0.25$) et 2 (b) ($M = 0.40$) - Les épaisseurs de glace expérimentales mesurées au point d'arrêt sont représentées par des pointillés - Adaptée de Currie *et al.* [37] et de Trontin *et al.* [149]

La figure 1.27 présente les résultats des simulations des essais des série 1 et 2 effectuées par Trontin *et al.* [149] et le tableau 1.3 compare les épaisseurs de glace numériques et expérimentales mesurées au point d'arrêt. L'évolution de la sévérité de l'accrétion de la glace est correctement

capturée, et les formes de glace (pentes du cône et épaisseurs de la glace) sont représentatives des observations expérimentales. Les états stationnaires des formes de glace sont également correctement prédits par les simulations, excepté pour l'essai R67 où le calcul donne également un état stationnaire alors que celui-ci n'est pas observé lors de l'expérimentation. De plus, les simulations IGLOO2D surestiment l'épaisseur de la glace lorsque le taux de fusion des cristaux est supérieur à 16%, correspondant à la limite droite de l'effet "plateau" décrit par Currie *et al.* [37] (voir section 1.1.2). Des études supplémentaires sont ainsi nécessaires pour préciser l'influence de l'augmentation de la quantité d'eau liquide sur les phénomènes responsables de pertes de matière comme l'érosion, le lessivage des cristaux et le détachement en bloc de la glace (ces deux derniers n'étant pas pris en compte dans l'outil IGLOO2D). Le détachement de la glace n'est cependant pas observé lors des expérimentations. De plus, sur la plage de taux de fonte des cristaux étudiée, les débits massiques surfaciques d'eau liquide ruisselante calculés par les simulations sont nuls et toute l'eau liquide est capturée au sein de la couche de glace. La non-adhésion des cristaux par lessivage du film d'eau liquide ne semble donc pas être ici le phénomène prépondérant. La prise en compte de la présence d'eau liquide dans le modèle d'érosion devrait donc être à l'origine de la surestimation des hauteurs de glace pour des forts taux de fonte des cristaux. En effet, l'augmentation en eau liquide de la composition de la glace fragilise sa structure et entraîne l'augmentation de la quantité de matière arrachée par l'impact des cristaux. Ensuite, concernant l'effet du nombre de Mach, son augmentation entre les séries 1 et 2 est correctement reproduite par les simulations, ce qui semble valider la dépendance au carré de la vitesse du modèle d'érosion (équation 1.41).

Série	Essai	LWC/TWC	h_{exp}	h_{num}
1	R17	6.0	7.0	8.0
	R77	11.2	14.3	16.3
	R67	16.6	27.5	24.7
	R92	26.4	14.5	28.5
	R101	31.4	5.6	24.2
2	R233	8.6	1.7	3.6
	R238	14.0	6.3	6.9
	R243	17.2	5.5	7.6
	R246	21.4	0.0	7.9
Unité	–	%	mm	mm

TABLE 1.3. – Épaisseurs de glace numériques et expérimentales des séries 1 ($M = 0.25$) et 2 ($M = 0.40$) mesurées au point d'arrêt en fonction du taux de fonte des cristaux

Série 4 et 5

Les séries 4 et 5 des expérimentations du NRC regroupent des essais opérés avec une taille de particules plus petite, pour un nombre de Mach supérieur à 0.47, avec deux nouvelles géométries : le profil *hemispherical nose* pour la série 4 et le profil *wedge airfoil* pour la série 5. Mis à part le *MVD* des cristaux et le nombre de Mach, les paramètres aérodynamiques sont les mêmes que pour les séries 1 et 2 (voir le tableau 1.1). La simulation de ces deux séries est une première contribution originale de la thèse, permettant de confronter les modèles construits et calibrés autour des expérimentations des séries 1 et 2 à une base de données étendues et de tester leur robustesse.

Les résultats des simulations des essais de ces deux séries d'expérimentations présentent tous une forte sous-estimation des taux de croissance de la glace comme le montre la figure 4.13 pour l'essai R699. Ces résultats qui ne correspondent pas aux observations expérimentales, s'expliquent par une forte surestimation du débit massique surfacique de glace érodée calculé par le modèle d'érosion. Sur la configuration *wedge airfoil*, dont le profil aérodynamique favorise le phénomène d'érosion qui dépend fortement de la vitesse tangentielle des cristaux selon le modèle, le débit

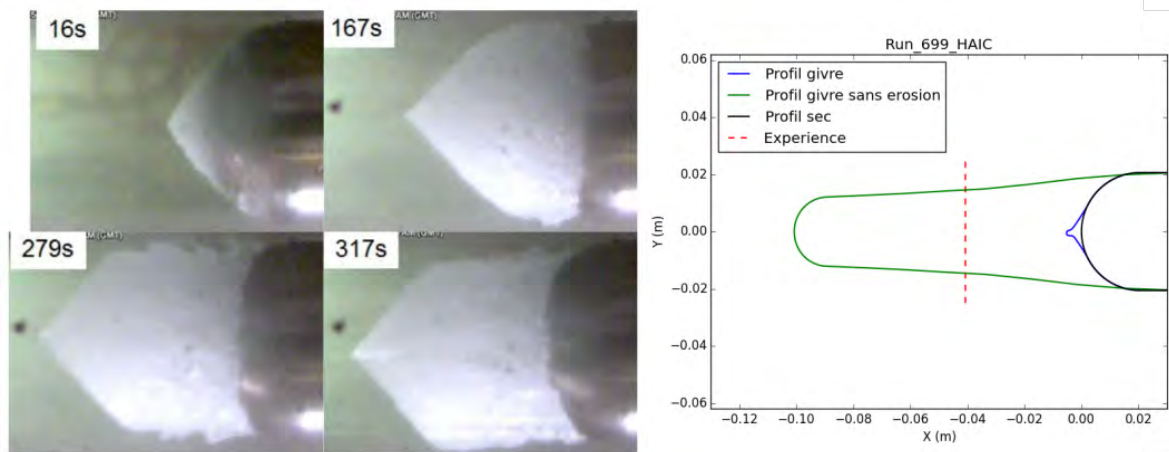


FIGURE 1.28. – Forme de glace expérimentale et numérique de l’essai R699 des expérimentations de Currie *et al.* [35] - Simulation en prenant en compte le phénomène d’érosion (courbe bleue) et sans le prendre en compte (courbe verte), l’épaisseur de glace expérimentale mesurée à 382s d’accrétion est représentée par les pointillés rouges

massique surfacique de glace érodée calculé est égal au débit massique surfacique de glace déposée sur la paroi dès le premier pas de temps et aucune accrétion de glace n’est donc prédite (voir la figure 1.29). Lorsque l’on désactive le modèle d’érosion, la simulation de l’essai R699 présenté figure 4.13 montre que le potentiel d’accrétion est bien supérieur à l’observation expérimentale. Le modèle d’érosion a été calibré pour des particules de diamètre volumique moyen de $57 \mu m$ et ne prend pas en compte l’influence du diamètre des particules. Or, on peut effectivement s’attendre à ce que le pouvoir érosif de petites particules ne soit pas aussi important que celui de particules plus grosses, ce qui expliquerait l’observation de taux d’accrétion conséquent pour un MVD de $28 \mu m$, alors que le nombre de Mach est élevé.

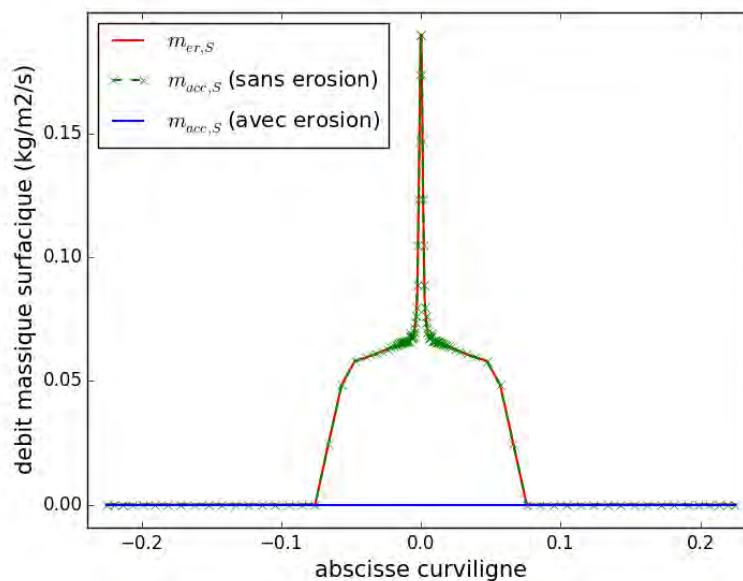


FIGURE 1.29. – Calcul IGLOO2D de l’essai R754 - Débit massique surfacique d’eau solide érodée $\dot{m}_{er,S}$ (en rouge), d’eau solide accumulée $\dot{m}_{acc,S}$ en prenant en compte l’érosion (en bleu) et sans la prendre en compte (en pointillés vert)

1.4.2.2. Expérimentation de l'Université de Braunschweig en régime *mixed phase*

Série 6 et 7

Les séries 6 et 7 correspondent aux expérimentations réalisées par Baumert *et al.* [15] dans la soufflerie de l'Université de Braunschweig pour un régime d'accrétion *mixed phase*. L'unique différence entre ces deux séries provient du type de profil étudié : un profil NACA0012 pour la série 6 et un profil cylindrique pour la série 7. Baumert *et al.* [15] ont utilisé l'outil IGLOO2D pour simuler ces expérimentations. Les résultats des simulations de la série 6 sont présentés figure 4.6 et les conclusions sont similaires pour la série 7.

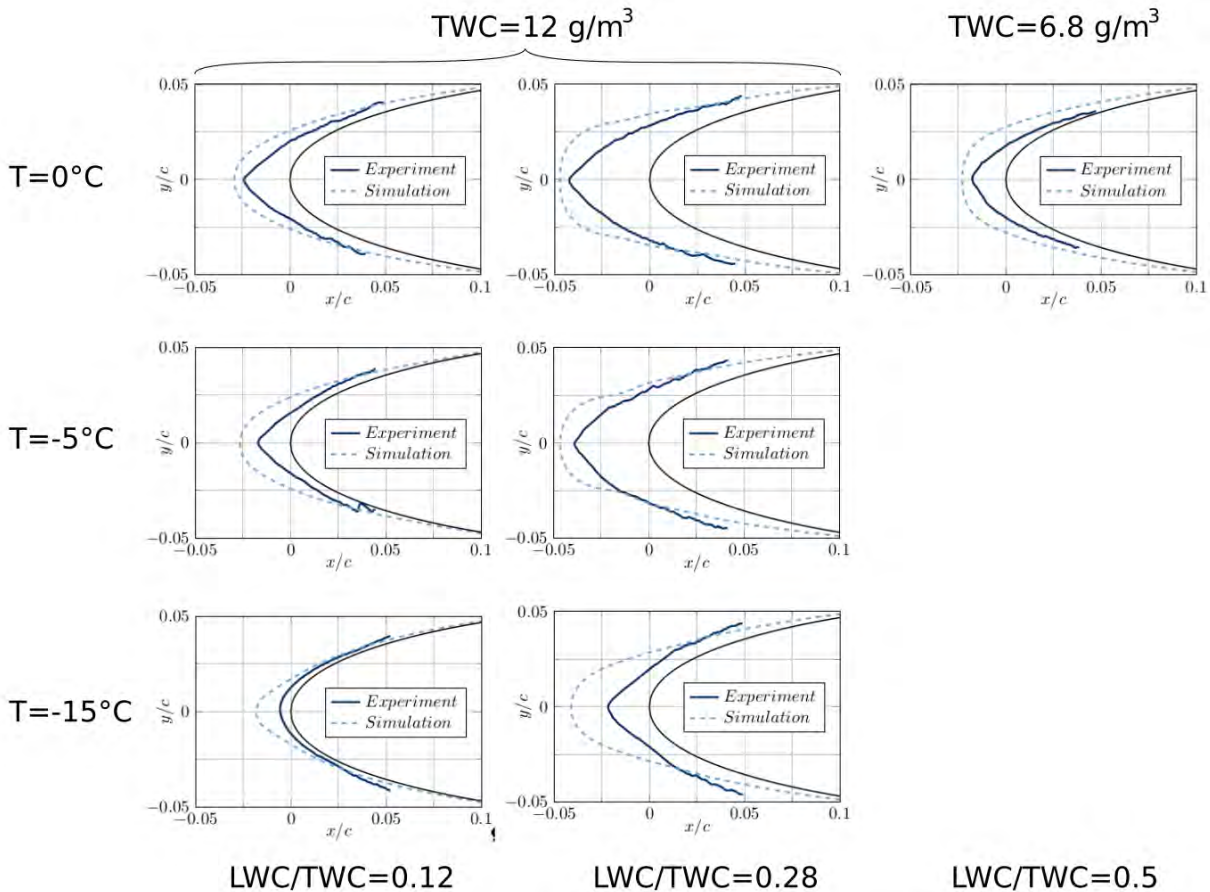


FIGURE 1.30. – Visualisation des formes de glace expérimentales (courbe pleine) et numériques (courbe en pointillés) de la série 6 pour une durée d'accrétion de 120s - Adaptée de Baumert *et al.* [15]

Les simulations surestiment globalement les taux d'accrétions, et d'autant plus que la température diminue. D'après Baumert [13], les valeurs des débits massiques surfaciques d'érosion sont ici négligeables. En effet, les expérimentations sont réalisées pour un faible nombre de Mach ($M = 0.12$) et l'énergie cinétique des particules n'est pas assez élevée pour que le phénomène d'érosion joue un rôle. Nous verrons dans le début du chapitre 2 (voir section 2.1.2) que cette observation peut être nuancée car l'érosion dépend également du débit massique surfacique de cristaux impactant. Cependant, celle-ci reste négligeable pour la majorité des essais des séries 6 et 7 et ne semble pas être la cause de la surestimation des taux d'accrétions. Par ailleurs, l'efficacité de collage des particules est calculée avec la même fonction F que pour le régime *glaciated* (voir section 1.3.2). Or, le mécanisme d'adhésion des particules pourrait être différent car l'eau liquide ne provient pas des cristaux eux mêmes mais plutôt de l'eau présente à la paroi, ce qui pourrait expliquer les écarts entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux. Cet effet est pris en compte par l'utilisation de deux variables différentes pour la quantité d'eau liquide :

le taux de fonte des cristaux η_m pour le régime *glaciated* et la fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l pour le régime *mixed phase*. Cependant, plutôt que la tendance générale, c'est la variation de l'efficacité de collage en fonction de la quantité d'eau liquide qui semble être différente pour les deux régimes et l'utilisation de la même fonction F ne permet pas de reproduire cet effet. Néanmoins, de même que pour le régime *glaciated*, les simulations prédisent correctement l'augmentation du taux d'accrétion avec l'augmentation du rapport LWC/TWC pour une température donnée. Il faut noter que pour obtenir $LWC/TWC = 0.5$, les contraintes techniques expérimentales impliquent d'avoir un TWC plus faible (6.8 g/m^3 au lieu de 12 g/m^3), ce qui entraîne une diminution globale du taux de croissance de la glace même si la quantité de cristaux qui adhèrent à la paroi est plus élevée en proportion du fait du fort rapport LWC/TWC .

Bilan

Le chapitre 1 a permis de découvrir les phénomènes mis en jeu lors du processus de givrage en conditions cristaux, ainsi que la base de données constituée des essais *glaciated* réalisés au NRC [36, 37, 35] et *mixed phase* à l'université de Braunschweig [15], de présenter les modèles existants de trajectographie, d'impact et d'accrétion des cristaux et des simulations numériques d'expériences d'accrétions réalisées pour l'essentiel à l'ONERA [156, 148, 147, 149]. La première contribution de cette thèse a été de simuler de nouvelles expérimentations de Currie *et al.* [35] afin de tester la robustesse des modèles développés dans le cadre du projet européen HAIC. Plusieurs points nécessitant des investigations ont été soulevés, dont les principaux sont les suivants :

- La décroissance de la sévérité de l'accrétion de la glace correspondant à la limite droite de l'effet "plateau" sur le taux de fusion des particules n'est pas correctement capturée par les modèles, aussi bien pour des nombres de Mach faibles que des nombres de Mach élevés. L'influence de l'eau liquide capturée par la porosité de la glace nécessite une modélisation plus précise. En outre, le phénomène de lessivage des cristaux par le film d'eau liquide et de détachement en bloc de la glace ne sont pas pris en compte dans les simulations avec l'outil IGLOO2D.
- Le débit de glace érodée est fortement surestimé lorsque l'on diminue le diamètre des particules. Plusieurs travaux expérimentaux étudient l'influence de la taille des particules sur le débit de glace érodée [84, 83, 36] et montrent son influence majeure. Elle n'est cependant pas prise en compte dans le modèle d'érosion développé au cours du projet HAIC.
- L'initiation de l'accrétion n'est pas correctement reproduite dans le cas des séries 4 et 5. Pour l'essai R699 de la série 4, deux zones sont visibles dans les premiers instants de l'accrétion (au bord d'attaque et en aval du bord d'attaque), tandis que pour l'essai R754 de la série 5, l'initiation se fait en aval du bord d'attaque. Les modèles ne parviennent pas à reproduire cet effet qui est observé pour ces cas à haut nombre de Mach ($M > 0.47$) et petit diamètre des particules ($MVD = 28 \mu m$).
- Dans le modèle issu du projet HAIC, l'efficacité de collage des particules dépend uniquement de la quantité d'eau liquide mise en jeu dans le processus d'accrétion. D'autres paramètres pourraient avoir une influence non négligeable comme la vitesse et l'angle d'impact, ou encore la taille des particules et/ou des fragments produits par l'impact. De plus, la fonction décrivant l'efficacité de collage est la même pour les régimes *glaciated* et *mixed phase*, avec toutefois deux variables différentes pour décrire la quantité d'eau liquide : le taux de fusion des cristaux pour le régime *glaciated* et la fraction massique d'eau liquide présente à la paroi pour le régime *mixed phase*. Or, les résultats des simulations des expérimentations de Baumert *et al.* [15] suggèrent que la variation de l'efficacité de collage des cristaux avec la quantité d'eau liquide est différente pour les deux régimes. Il serait intéressant de construire un modèle permettant d'unifier les deux régimes en prenant en compte à la fois la quantité d'eau liquide apportée par les cristaux partiellement fondus et celle présente à la paroi.

Ces différents points seront abordés dans la deuxième partie de ce manuscrit dédié à l'amélioration des modèles existants à partir de données issues des expérimentations présentées section 1.2. L'objectif est de construire des modèles semi-empiriques à partir d'analyses physiques permettant d'améliorer la robustesse de ceux développés au cours du projet européen HAIC par l'ONERA et présentés section 1.3.

Deuxième partie

Développement de modèles semi-empiriques à partir de données issues d'expériences académiques

Modèle de dépôt

On a présenté dans la section 1.3.2.1 du chapitre 1 le modèle d'efficacité de collage des particules développé au cours du projet européen HAIC par Trontin *et al.* [149]. Il distingue deux régimes d'accrétion en présence de cristaux : les conditions dites *glaciated*, avec la seule présence de cristaux, et les conditions dites *mixed phase*, avec la présence combinée de cristaux et de particules d'eau liquide. C'est un modèle empirique calibré à l'aide de deux séries d'essais : les essais de la série notée 1 dans ce manuscrit des expérimentations de Currie *et al.* [37] pour le régime *glaciated*, et les expériences de Baumert *et al.* [15], qui correspondent aux séries 6 et 7, pour le régime *mixed phase*. Le modèle fait l'hypothèse que l'efficacité de collage des particules dépend essentiellement de la fraction d'eau liquide impliquée (présente dans l'écoulement ou sur la paroi) et néglige ainsi d'autres paramètres tels que la vitesse ou la taille des particules. De plus, ce modèle utilise des évaluations distinctes de la fraction d'eau liquide selon le régime d'accrétion considéré.

L'objectif de ce chapitre est de développer un modèle de dépôt des cristaux permettant une description unifiée de ces deux régimes d'accrétion. Dans un premier temps, un modèle empirique est construit à partir des modèles existants pour les deux régimes, en maintenant l'hypothèse fondamentale de Trontin *et al.* [149] selon laquelle l'efficacité de collage des particules dépend essentiellement de la fraction massique d'eau liquide impliquée. Dans un second temps, une perspective de modélisation plus complète basée sur une description plus fine de l'impact est proposée. Cette modélisation fait notamment intervenir l'interaction capillaire entre les particules et le film d'eau liquide présent sur la surface au moment de l'impact.

Sommaire

2.1. Développement d'un modèle de prédiction du collage des cristaux unifiant les régimes <i>glaciated</i> et <i>mixed phase</i>	58
2.1.1. Rappel du modèle développé au cours du projet HAIC	58
2.1.2. Le régime <i>mixed phase</i>	58
2.1.3. Formulation du modèle unifié de collage	62
2.2. Perspective d'utilisation d'un modèle tenant compte des effets capillaires pour la captation des particules	64
2.2.1. Interactions entre les particules et l'eau liquide	64
2.2.2. Critère de captation des particules	67

2.1. Développement d'un modèle de prédiction du collage des cristaux unifiant les régimes *glaciated* et *mixed phase*

2.1.1. Rappel du modèle développé au cours du projet HAIC

En régime dit *glaciated*, l'accrétion de glace résulte de l'impact de cristaux partiellement fondus. Pour ces conditions, les observations expérimentales de Currie *et al.* [37] mettent en évidence la dépendance de la sévérité de l'accrétion au taux de fonte des cristaux. Celle-ci augmente avec le taux de fusion des cristaux jusqu'à atteindre un plateau avant de décroître lorsque le taux de fusion augmente encore (voir figure 1.5). Cette évolution est notamment caractérisée par la compétition de deux phénomènes. D'un côté, la captation des cristaux, favorisée par la présence d'eau liquide, agit comme un terme source pour l'accrétion. De l'autre, une trop forte teneur en eau liquide entraîne la perte de matière via l'érosion ou le lessivage des cristaux. Les mêmes conclusions peuvent être tirées des essais de Baumert *et al.* [15] en régime dit *mixed phase*, pour lequel l'accrétion est obtenue par l'impact de gouttelettes d'eau liquide et de cristaux entièrement solides. La captation des cristaux impactants est modélisée par l'efficacité de collage ε_S , et le débit massique de cristaux qui adhèrent à la paroi est donné par :

$$\dot{m}_{dep} = \varepsilon_S \dot{m}_{imp} \quad (2.1)$$

En faisant l'hypothèse d'une efficacité de collage ε_S dépendant essentiellement de la présence d'eau liquide, Trontin *et al.* [149] proposent la fonction suivante selon les critères détaillées dans la section 1.3.2.1 :

$$\varepsilon_S(x) = F(x) = (K_c - 2)x^3 + (3 - 2K_c)x^2 + K_c x \quad (2.2)$$

où $K_c = 2.5$ est une constante empirique calibrée à l'aide de mesures du taux de croissance de la glace au voisinage du point d'arrêt pour les essais de Currie *et al.* [37]. En effet, dans le cadre des hypothèses de la modélisation du phénomène d'érosion de Trontin *et al.* [149], l'érosion de la glace provoquée par l'impact des particules au voisinage du point d'arrêt est supposée négligeable car seule la contribution tangentielle de la vitesse des particules est prise en compte. Ainsi, la variation du taux de croissance de la glace au point d'arrêt est directement pilotée par la captation des particules, ce qui permet la calibration de l'équation 2.2.

La fonction F (équation 2.2) est à l'origine construite pour le calcul de l'efficacité de collage en régime *glaciated*, mais elle est également utilisée pour simuler des conditions de type *mixed phase*. La variable x correspond à la fraction d'eau liquide impliquée dans le processus d'accrétion. En régime *glaciated*, elle est définie par le taux de fonte des cristaux η_m : $x = \eta_m$. En régime *mixed phase*, elle est reliée à la quantité d'eau liquide présente sur la paroi f_l , pondérée par une constante $K_d = 0.3$ calibrée à partir des essais de Baumert *et al.* [15] : $x = K_d f_l$. La fraction massique f_l est calculée en prenant en compte la quantité d'eau liquide capturée au sein de la couche de glace, ainsi que l'eau liquide ruisselant sous forme de film à la surface de la glace :

$$f_l = \frac{\dot{m}_{acc,L} + \dot{m}_{rbo}}{\dot{m}_{acc,L} + \dot{m}_{acc,S} + \dot{m}_{rbo}} \quad (2.3)$$

Le modèle de l'efficacité de collage des particules décrit ci-dessus suppose que le mécanisme de captation des cristaux pour le régime *mixed phase* est le même que pour le régime *glaciated*, et utilise la même fonction F pour les deux régimes.

2.1.2. Le régime *mixed phase*

Les simulations des séries d'essais d'accrétion en régime *mixed phase* 6 et 7 avec l'outil IGLOO2D présentées section 1.4.2.2 ne reproduisent pas correctement les épaisseurs de glace mesurées expérimentalement. L'écart entre les simulations et les mesures expérimentales s'accroît lorsque la température des essais diminue. Celle-ci influence notamment la fraction massique f_l par les

changements d'état de l'eau liquide. Aussi, l'écart entre les simulations et les mesures expérimentales semble provenir du taux de collage des particules, celui-ci étant fortement dépendant de la fraction massique f_i en régime *mixed phase*. De plus, Baumert [13] remarque qu'au vu du faible nombre de Mach de ces essais, i.e. $M = 0.12$, les taux d'érosion semblent négligeables du fait de la faible énergie cinétique des particules à l'impact.

La figure 2.1 présente les débits massiques surfaciques de glace déposée et érodée calculés par IGLOO2D pour les essais R157 et R164, ainsi que les formes des dépôts de givre simulés en activant ou non le modèle d'érosion de Trontin *et al.* [149]. Ces deux essais sont représentatifs de l'évolution du débit de glace érodée en fonction des conditions d'essais. En effet, afin d'obtenir un rapport LWC/TWC faible, le débit massique de cristaux solide injecté est augmenté par rapport au débit massique de gouttelettes. Ainsi, le débit de glace érodée augmente, ce dernier étant directement proportionnel au débit de cristaux impactant. Ce scénario correspond à l'essai R157 pour lequel $IWC = 10.6 \text{ g/m}^3$ et $LWC = 1.45 \text{ g/m}^3$. Le débit de glace érodée calculé par IGLOO2D devient alors non négligeable, voir figure 2.1. À l'inverse, l'essai R164 vise à obtenir un plus grand rapport LWC/TWC et est réalisé pour $IWC = 3.8 \text{ g/m}^3$ et $LWC = 3.4 \text{ g/m}^3$. Pour de tels débits de cristaux, l'érosion est négligeable.

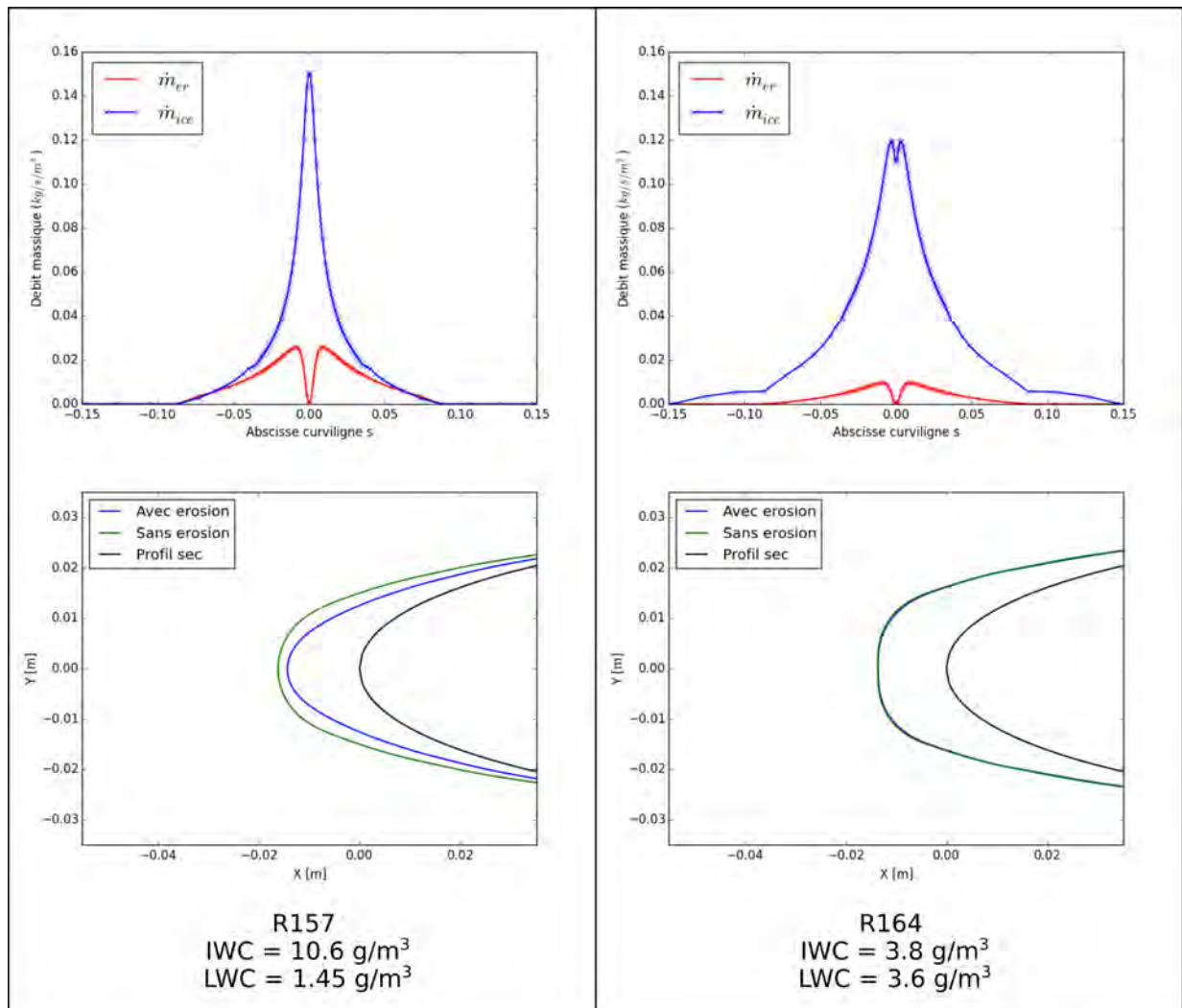


FIGURE 2.1. – Débits massiques de glace accrétée $\dot{m}_{ice} = \dot{m}_{acc,S} + \dot{m}_{acc,L}$ et de glace érodée \dot{m}_{er} calculés par l'outil IGLOO2D (en haut) et formes de glace simulées en activant ou non le modèle d'érosion de *et al.* [149] (en bas) pour les essais R157 (à gauche) et R164 (à droite) de la série 6

Le tableau 2.1 présente les concentrations volumiques en particules solide IWC et liquide LWC , ainsi que le rapport LWC/TWC obtenu pour les essais de la série 6. Mis à part pour les essais

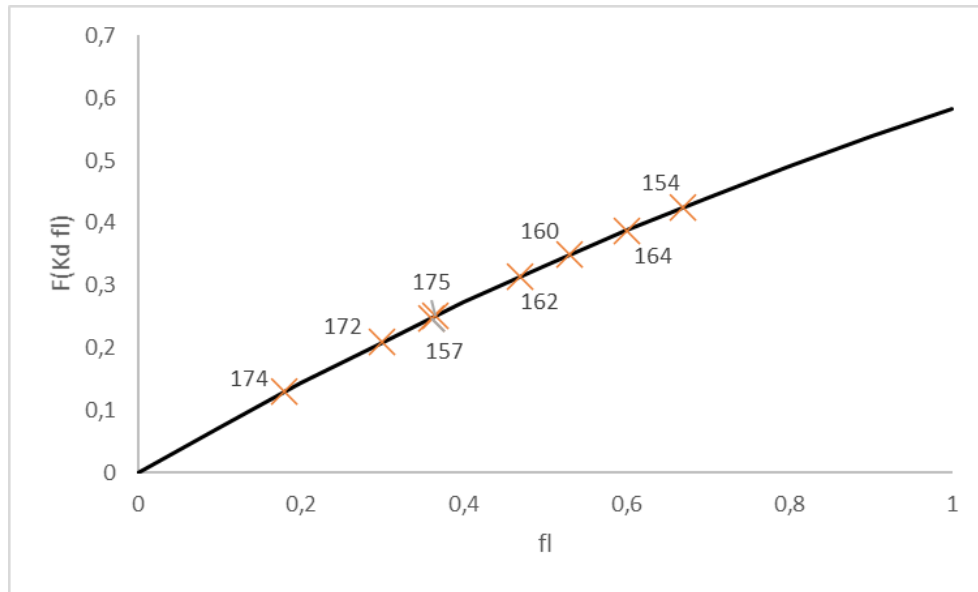
R157, R172 et R174 ayant un rapport LWC/TWC de 0.12, les concentrations en particules solides et liquides de la majorité des essais permet de minimiser l'effet de l'érosion. Ainsi, l'influence globale de la variation de la quantité d'eau liquide sur l'efficacité de collage des particules peut être directement observée. Cela permet un calibrage simple des constantes du modèle d'efficacité de collage des particules en régime *mixed phase*. Toutefois, des séries d'expériences réalisées à IWC constant et à LWC variable (ce qui implique cependant des montages expérimentaux plus complexes) permettraient d'analyser plus aisément les résultats puisque ne faisant pas varier le débit de cristaux impactant. Finalement, les résultats des expériences de Baumert *et al.* [15] montrent que la captation des particules en régime *mixed phase* suit la même tendance qu'en régime *glaciated*, avec une augmentation de l'efficacité de collage avec la quantité d'eau liquide, mais avec une dépendance à la quantité d'eau liquide différente. L'utilisation de la fonction F , construite pour le régime *glaciated* [15], ne semble donc pas optimale pour le régime *mixed phase*.

<i>Essai</i>	<i>LWC</i>	<i>IWC</i>	<i>LWC/TWC</i>
R154	3.40	3.80	0.47
R157	1.45	10.6	0.12
R160	3.40	8.70	0.28
R162	3.40	8.70	0.28
R164	3.40	3.80	0.47
R172	1.45	10.6	0.12
R174	1.45	10.6	0.12
R175	3.40	8.70	0.28
<i>Unité</i>	g/m^3	g/m^3	–

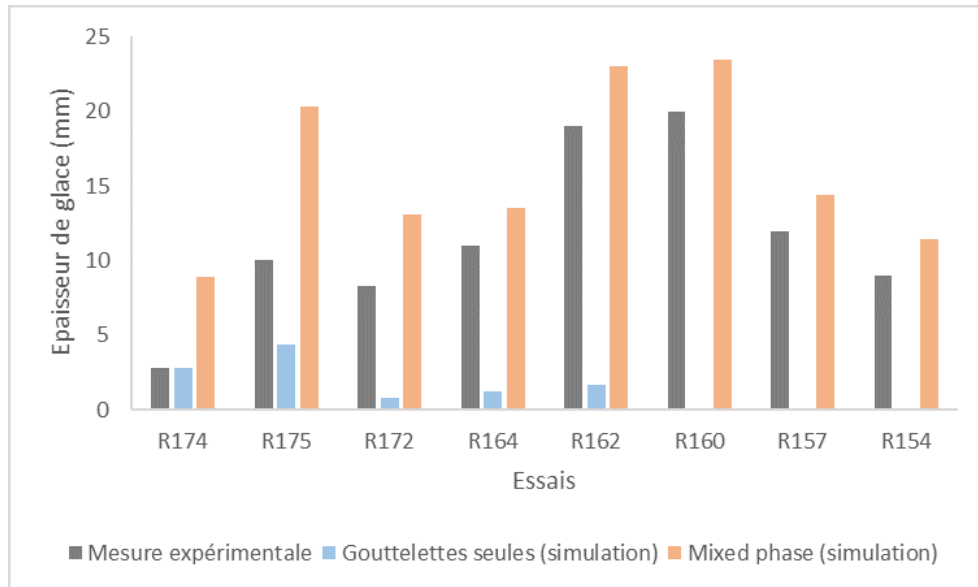
TABLE 2.1. – Concentration volumique en particules solides IWC , liquide LWC et rapport LWC/TWC des essais de la série 6 réalisées par Baumert *et al.* [15]

La figure 2.2a présente l'évolution de ε_S en fonction de f_l en régime *mixed phase*. Les valeurs de ε_S calculées au point d'arrêt du profil NACA0012 des essais de la série 6 sont représentées par des croix. L'histogramme de la figure 2.2b compare les épaisseurs de glace mesurées expérimentalement et simulées en injectant le mélange de cristaux et de gouttelettes d'eau liquide et en injectant uniquement les gouttelettes. La température négative des essais R174 et R175 ($-15^\circ C$) et des essais R172, R164 et R162 ($-5^\circ C$) provoque la solidification de l'eau liquide présente sur la paroi. Les débits d'accrétion obtenus sans injection de cristaux de glace pour les essais les plus froids sont non négligeables. Ainsi, la simulation de l'impact de gouttelettes seules conduit à l'épaisseur de glace mesurée expérimentalement pour l'essai R174. On peut en déduire que pour une température de $-15^\circ C$, les cristaux de glace n'adhèrent pas ou très peu à la paroi. Or le débit massique d'eau liquide déposée en paroi pour ces essais est élevé et toute l'eau liquide ne se solidifie pas au niveau de l'impact. En prenant l'exemple de l'essai R174, 40% de l'eau liquide déposée au point d'arrêt ne change pas d'état. Il en résulte une fraction massique d'eau liquide de 0.4 lorsqu'on simule l'essai R174 sans injecter de cristaux de glace. Ainsi, la quantité de cristaux déposés sur la paroi devrait théoriquement être négligeable lorsque la fraction massique f_l est de 0.4. En prenant l'exemple de l'essai R175, la moitié du débit massique de glace accrétée provient du débit massique de solidification de l'eau liquide. Ainsi, la contribution des cristaux est également surestimée par la simulation. Enfin, pour les essais à température nulle, les épaisseurs de glace simulées sont plus cohérentes avec les données expérimentales. En conclusion, pour des valeurs de fraction d'eau liquide f_l allant jusqu'à 0.5, les cristaux semblent expérimentalement ne presque pas adhérer à la paroi. Ensuite, leur efficacité de collage augmente brusquement pour atteindre les valeurs prédites par la fonction F pour les essais à $0^\circ C$.

Si l'on s'intéresse désormais à l'accrétion de glace sur l'ensemble du profil, les formes de glace prédites par IGLOO2D sont plus arrondies que ce que l'on observe expérimentalement, tout particulièrement pour les cas à $0^\circ C$ (voir figure 4.6 de la section 1.4.2.2). En effet, le débit de



(a) Efficacité de collage en fonction de la fraction massique d'eau liquide pour le régime *mixed phase*. Les valeurs de ε_S calculées au point d'arrêt pour chaque essai de la série 6 sont représentées par des croix



(b) Épaisseurs de glace mesurées au point d'arrêt pour un temps d'accrétion de 120s pour les essais de la série 6 (en gris), simulations numériques correspondantes (en orange) et comparaison avec des simulations pour les mêmes conditions d'essais mais sans injection de cristaux (en bleu)

FIGURE 2.2. – Illustration de la surestimation du taux de collage des particules en régime *mixed phase* avec le modèle de Trontin *et al.* [149]

solidification de l'eau liquide évolue en fonction de l'abscisse curviligne. Pour les cas à température nulle, la fraction massique f_l a tendance à augmenter le long de l'abscisse curviligne du profil, car le surplus d'eau liquide forme un film ruisselant. La figure 2.3 présente l'évolution de f_l en fonction de l'abscisse curviligne pour les essais R160, R162 et R175, respectivement réalisés avec une température de l'écoulement de 0°C , -5°C et -15°C avec $LWC/TWC = 0.28$. La surestimation du débit de glace accrétée calculé par IGLOO2D conduisant à ces formes arrondies suggère une augmentation moins forte de l'efficacité de collage des particules avec l'augmentation de f_l lorsque le film d'eau liquide s'établit, i.e. lorsque $f_l > 0.5$.

Afin de mieux prendre en compte cette évolution de l'efficacité de collage des particules en régime *mixed phase*, une nouvelle fonction empirique F_{mp} est proposée :

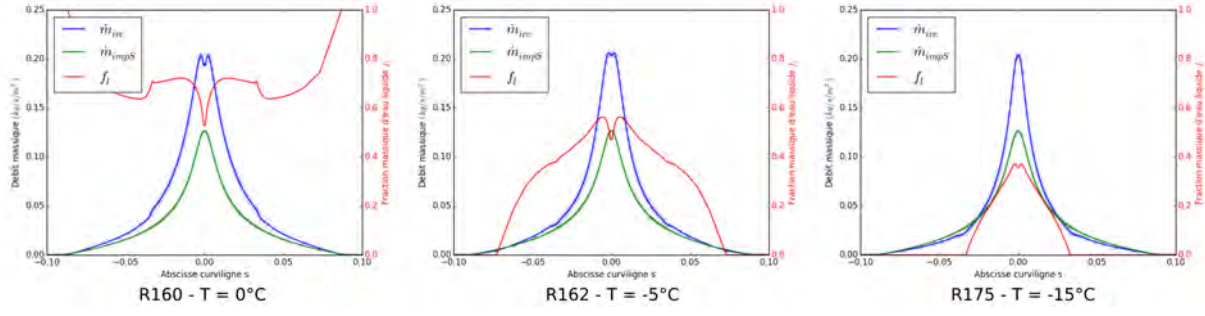


FIGURE 2.3. – Évolution de la fraction massique f_l et des débits massiques d'accrétion \dot{m}_{ice} et de cristaux impactant $\dot{m}_{imp,S}$ en fonction de l'abscisse curviligne s du profil NACA0012 pour les essais 160, 162 et 175, respectivement réalisés avec une température de l'écoulement de 0°C , -5°C et -5°C et avec $LWC/TWC = 0.28$.

$$F_{mp}(f_l) = A \times \arctan(B \times f_l^C) \quad (2.4)$$

Où A , B , C sont des constantes calibrées à partir de la série d'expérimentation 6, en respectant le critère $0 \leq F_{mp}(f_l) \leq 1$. Cette calibration étant liée à des considérations de convergence numérique, sa description est repoussée au chapitre 4 dédiée à la calibration des modèles développés au cours de cette thèse.

Cette section se conclue avec une remarque générale : la solidification de l'eau liquide n'est pas le seul phénomène responsable de la diminution de la quantité d'eau liquide sur la paroi. Le phénomène de *splashing* lié à l'impact des gouttelettes ou à celle des cristaux sur le film liquide n'est pas pris en compte dans nos calculs et pourrait être complémentaire avec la solidification de l'eau liquide, voire constituer un scénario alternatif pour le taux de collage des particules. En effet, la fraction massique d'eau liquide f_l calculée par IGLOO2D pourrait alors être surestimée, ce qui expliquerait que l'on modélise un faible taux de collage des particules alors que la quantité d'eau liquide calculée reste relativement élevée (jusqu'à $f_l = 0.5$).

2.1.3. Formulation du modèle unifié de collage

Deux fonctions distinctes, F (que l'on renommera F_{gl} dans la suite du manuscrit) et F_{mp} , décrivent désormais l'efficacité de collage des cristaux, respectivement en régime *glaciated* et en régime *mixed phase*. Alors que la captation des particules de glace en régime *glaciated* est caractérisée par le taux de fonte des cristaux, c'est la fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l qui permet le calcul de la masse déposée à la paroi en régime *mixed phase*. Cependant, un modèle tenant compte à la fois de l'état de la paroi et de l'état des particules dans l'écoulement semble plus pertinent et physiquement plus cohérent. En régime *glaciated*, chaque particule est constituée d'un noyau d'eau solide entouré d'un film liquide et le taux de fonte des cristaux est un critère suffisant pour modéliser leur captation. L'utilisation du seul taux de fonte permet notamment d'éviter les complexités liées au couplage entre le calcul de l'état de la paroi et le calcul de la masse de particules déposées. Cependant, si l'eau liquide présente sur la paroi permet l'adhérence de cristaux entièrement solides en régime *mixed phase*, elle devrait également être prise en compte pour déterminer l'efficacité de collage de cristaux partiellement fondus. En outre, bien qu'aucun essai mettant en œuvre ces conditions n'ait été réalisé à ce jour, une accrétion de glace liée à l'impact combiné de gouttelettes d'eau liquides et de cristaux partiellement fondus (régime *glaciated* et *mixed phase* confondus) semble tout à fait possible. Ainsi, cette section propose une nouvelle écriture de l'efficacité de collage des particules selon les critères suivant :

- Lorsque les cristaux sont entièrement solides et la paroi sèche (ce qui désigne une couche de glace entièrement solide ou une paroi sans glace ni ruissellement), ils rebondissent sans adhérer et $\varepsilon_S = 0$.

- Lorsque les cristaux sont partiellement fondus et la paroi sèche, ε_S dégénère vers le résultat donné par la fonction F_{gl} en régime *glaciated*.
- Lorsque les cristaux sont entièrement solides avec présence d'eau liquide sur la paroi, ε_S dégénère vers le résultat donné par la fonction F_{mp} du régime *mixed phase*.
- Lorsque les cristaux sont entièrement fondus, ils sont considérés comme des gouttelettes d'eau liquides qui adhèrent toutes à la paroi et $\varepsilon_S = 1$.

La fonction suivante est alors proposée par construction mathématique :

$$\varepsilon_S(\eta_m, f_l) = \frac{F_{gl}(\eta_m) + F_{mp}(f_l)}{1 + \sqrt{F_{gl}(\eta_m)F_{mp}(f_l)}} \quad (2.5)$$

En régime *mixed phase*, les cristaux sont entièrement solides et $F_{gl}(\eta_m) = 0$. On a alors $\varepsilon_S(\eta_m, f_l) = F_{mp}(f_l)$. En régime *glaciated* les cristaux sont partiellement fondus et la couche de glace sur laquelle ils impactent est formée d'un mélange solide/liquide. La fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l est donc non nulle. Cependant, la contribution de la fonction F_{mp} à l'efficacité de collage pour des valeurs de f_l inférieures à 0.4 reste négligeable devant celle de F_{gl} . Or, les expérimentations de Currie et al : [37, 35] en régime *glaciated* sont réalisées pour des taux de fonte des cristaux allant au maximum jusqu'à 31.4%, et un f_l correspondant inférieur à 0.35. Ainsi, pour les simulations des séries expérimentales de 1 à 5, $\varepsilon_S \simeq F_{gl}(\eta_m)$. Enfin, F_{gl} et F_{mp} sont des fonctions à valeurs comprises entre 0 et 1, et ε_S l'est également, voir figure 2.4.

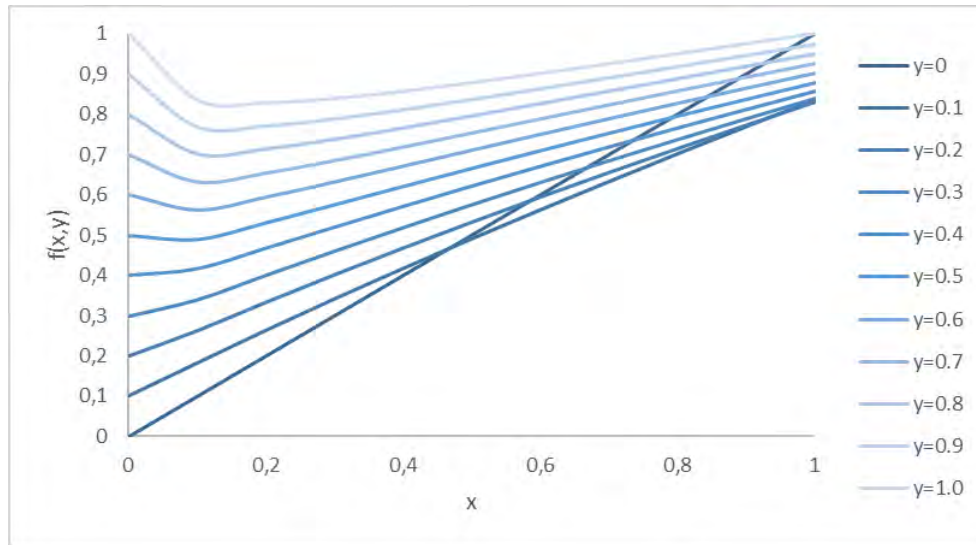


FIGURE 2.4. – Variation de la fonction $f(x, y) = (x + y)/(1 + \sqrt{xy})$

Il est important de remarquer que lorsque x varie de 0 à 0.10 pour $y > 0.5$, la fonction $f(x, y) = (x + y)/(1 + \sqrt{xy})$ est décroissante. Cette configuration pourrait survenir lorsque des cristaux très peu fondus impactent une paroi sur laquelle ruisselle beaucoup d'eau liquide. Dans ce cas de figure, le calcul de ε_S donnerait une valeur plus élevée pour des cristaux entièrement solides avec $F_{gl}(\eta_m) = 0$ que pour des cristaux partiellement fondus avec $F_{gl}(\eta_m) = 0.1$. De la même manière, lorsque y varie de 0 à 0.1, $f(x, y = 0.1)$ est supérieure à $f(x, y = 0)$ pour x allant de 0 à 0.5, et inversement pour $x > 0.5$. Ainsi, une meilleure adhésion de particules partiellement fondus serait prédite avec $F_{gl}(\eta_m) = 0.1$ par rapport à des particules entièrement solides lorsque $F_{mp} < 0.5$, et inversement lorsque $F_{mp} > 0.5$. Cependant, ces configurations impliquent un état quasiment entièrement fondu des cristaux, ou une très grande quantité d'eau liquide ruisselante en paroi, suggérant un environnement trop chaud pour obtenir de l'accrétion de glace de manière durable. Ainsi, ces comportements ne sont pas considérés comme gênant pour la modélisation de l'accrétion dans un environnement moteur.

2.2. Perspective d'utilisation d'un modèle tenant compte des effets capillaires pour la captation des particules

La présence d'eau liquide est responsable de la captation des cristaux lors de leur impact sur la paroi, et la sévérité de l'accrétion dépend de la quantité d'eau liquide. Le modèle empirique proposé dans la partie précédente permet de retrouver les résultats des expériences réalisées au NRC et à l'Université de Braunschweig grâce à deux fonctions empiriques bien choisies. Le seul paramètre alors pris en compte pour déterminer le taux de collage des cristaux est la quantité d'eau liquide représentée par le taux de fonte des cristaux η_m et par la fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l . Cependant, d'autres paramètres liés à l'impact tels que l'angle, la vitesse des particules ainsi que leur diamètre influencent également l'efficacité de collage. Afin de construire un modèle plus général, il est donc important de comprendre l'interaction entre l'eau liquide et les particules de glace impactantes. Cette section présente une courte revue de la littérature à ce sujet et propose ensuite un modèle physiquement plus riche pour prédire l'efficacité de collage des particules. Malheureusement, bien que des tests préliminaires aient été réalisées, ce modèle n'a pas pu être implémenté dans les codes de calcul de l'ONERA au cours de cette thèse et il n'est exposé ici qu'en tant que perspective de développement.

2.2.1. Interactions entre les particules et l'eau liquide

On distingue dans la littérature deux conditions de collision différentes : les collisions qui surviennent pour un corps totalement immergé dans un liquide, et celles impliquant un film liquide mince entre les corps solides. Pour ces secondes, plusieurs travaux étudient le comportement en rebond de particules impactant une paroi recouverte d'un film liquide mince. De manière générale, ces études montrent que ce comportement est dépendant des conditions de l'impact, des propriétés du liquide et des corps solides. Un des premiers modèles permettant de quantifier ces dépendances est celui de Davis *et al.* [39]. Ce modèle calcule le coefficient de restitution ξ , défini comme le rapport entre la vitesse de rebond v_{reb} et la vitesse d'impact v_0 , en se basant sur la théorie de lubrification élastohydrodynamique. Cette théorie couple la mécanique des fluides et la mécanique des solides et est très utilisée dans le domaine de la tribologie (frottement, usure et lubrification entre deux pièces mécaniques). En prenant en compte l'action des forces de viscosité et une déformation Hertzienne de la particule (déformation élastique, pas de fragmentation de la particule), Davis *et al.* [39] écrivent le coefficient de restitution comme suit :

$$\xi = \frac{v_{reb}}{v_0} = 1 - \frac{St_c}{St} \quad (2.6)$$

Où St est le nombre de Stokes décrivant le rapport entre l'inertie de la particule et les effets de viscosité en fonction de la masse de la particule m , de sa vitesse v , de son rayon r et de la viscosité dynamique du liquide μ :

$$St = \frac{mv}{6\pi\mu r} \quad (2.7)$$

Pour des valeurs du nombre de Stokes inférieures à une valeur critique notée St_c , les particules incidentes ne rebondissent pas et restent collées à la paroi, toute leur énergie cinétique étant dissipée durant la collision. Au delà de cette valeur seuil, le rebond de la particule est caractérisé par ξ . Davis *et al.* [39] ont proposé un modèle pour évaluer St_c qui a été largement repris dans la littérature. Il prend notamment en compte les paramètres matériaux de la particule tels que son module de Young et son coefficient de Poisson. Barnocky *et al.* [11] y intègrent la prise en compte de la rugosité des particules et confrontent les résultats du modèle étendu ainsi obtenu à une base de données expérimentales. Kantak *et al.* [78] l'étendent au cas d'impacts obliques alors que Rager *et al.* [118] alimentent la base de données expérimentale pour des nombres de Stokes plus élevés et comparent les résultats avec les prédictions du modèle. Enfin, Ma *et al.* [95, 96] comparent les résultats avec leurs propres expériences et remarquent une dépendance du

coefficient de restitution à la hauteur du film liquide. Ils définissent alors un nouveau nombre de Stokes dépendant explicitement de la hauteur du film liquide h_l :

$$St_{Ma} = \frac{mv}{2\mu rh_l} \quad (2.8)$$

Les résultats expérimentaux issus des études ci-dessus ont été obtenus pour des liquides très visqueux, avec une viscosité de l'ordre de $1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, soit environ 1000 fois la viscosité de l'eau. Ceci est lié au fait que la théorie de lubrification élastohydrodynamique n'est valable que pour des nombres de Reynolds faibles : $Re = \rho_l h_l v_0 / \mu \ll 1$ ce qui implique généralement une très faible épaisseur du film liquide ou une viscosité liquide très élevée. Dans le cadre du givrage en conditions cristaux, l'impact de particules sur une couche de glace est caractérisé par des vitesses d'impacts comprises entre 50 à 150 m/s et une viscosité dynamique de l'eau à 0°C de $1.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. Dans ces conditions, même en considérant une hauteur du film liquide de l'ordre du micromètre, le nombre de Reynolds reste supérieur à l'unité.

Buck *et al.* [22] effectuent des expériences d'impact de particules sur des parois mouillées avec des liquides de viscosité plus faible. Ils utilisent notamment de l'eau pure et des mélanges eau/glycerol. Les auteurs comparent les résultats de leur expériences avec les prédictions de plusieurs modèles dont ceux utilisant un nombre de Stokes. Les auteurs concluent que les effets de forces capillaires sont non négligeables dans le cadre de leurs essais. Ils constatent notamment que les modèles ne les prenant pas en compte ne permettent pas de reproduire leurs observations expérimentales.

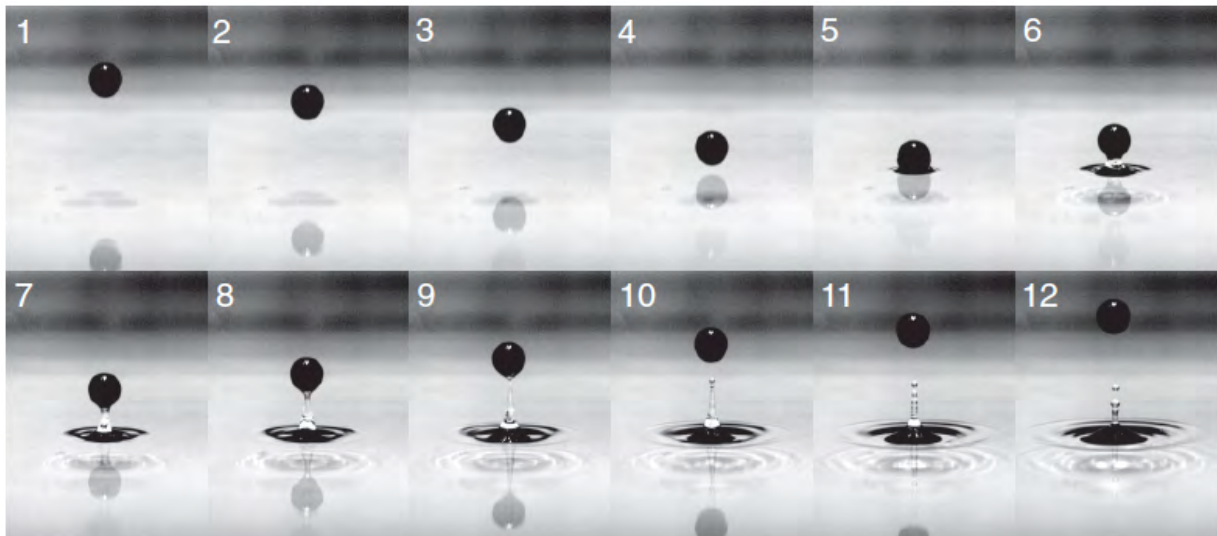


FIGURE 2.5. – Série de prise de vue de l'impact d'une sphère de verre de 4 mm de diamètre sur une paroi de verre recouverte d'un film d'eau liquide de 1 mm d'épaisseur - D'après Gollwitzer *et al.* [54]

Par ailleurs, de nombreuses expériences mettent en évidence la formation par capillarité d'un pont de liquide entre le film et la particule lorsque celle-ci rebondit [54, 95, 22] (voir figure 2.5). Il convient donc de déterminer l'impact des effets capillaires dans le contexte du givrage en condition cristaux. Darabi *et al.* [38] utilisent le nombre Capillaire Ca pour comparer l'effet des forces de viscosité aux forces de capillarité :

$$Ca = \frac{v_0 \mu}{\sigma} = \begin{cases} Ca < 0.01 & \text{effets capillaires dominants} \\ 0.01 \leq Ca \leq 100 & \text{effets capillaires et visqueux} \\ 100 < Ca & \text{effets visqueux dominants} \end{cases} \quad (2.9)$$

Où σ est la tension de surface. En utilisant les ordres de grandeurs caractéristiques du givrage en condition cristaux, on trouve $Ca \sim 1$. Les effets capillaires sont donc non négligeables, et les

modèles décrits par le nombre de Stokes seul ne sont pas adaptés. Antonyuk *et al.* [5] proposent une approche basée sur l'équilibre des forces mises en jeu :

$$m_p \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = \vec{F}_{p,g} + \vec{F}_t + \vec{F}_b + \vec{F}_D + \vec{F}_c + \vec{F}_{vis} + \vec{F}_{cap} + \vec{F}_{w,g} \quad (2.10)$$

Où x est la position verticale du centre de la particule (donc le déplacement de la particule). Les forces agissant dans le bilan sont les forces gravitationnelles de la particule $\vec{F}_{p,g}$ et du film liquide au dessus de la particule $\vec{F}_{w,g}$, la force de tension de surface \vec{F}_t , la force de flottabilité \vec{F}_b , la force de traînée \vec{F}_D , la force de contact entre la particule et la paroi \vec{F}_c , la force de viscosité \vec{F}_{vis} et la force de capillarité du pont liquide \vec{F}_{cap} . La description détaillée de ces forces est disponible dans [5]. Les auteurs séparent la collision en plusieurs étapes au cours desquelles ces différentes forces agissent. Le modèle ainsi formulé est complexe et nécessite la connaissance de paramètres difficilement accessibles dans le contexte de cette thèse. De plus, cette modélisation nécessite une résolution numérique impliquant un coût de calcul supplémentaire.

Une approche similaire à celle de Antonyuk *et al.* [5] est proposée par Gollwitzer *et al.* [54], avec un bilan énergétique prenant en compte l'inertie de la particule ainsi que les effets de viscosité et de capillarité. Les expressions des énergies dissipées par capillarité et par viscosité sont basées sur des approximations analytiques. Notamment, la rupture du pont capillaire dissipe de l'énergie en fonction de la tension de surface σ et du volume du pont V_b dont les auteurs donnent une approximation d'après leurs observations expérimentales : $V_b \simeq d_p^3/16$. D'après Gollwitzer *et al.* [54], ce type de modèle n'est cependant valable que pour une épaisseur de film liquide inférieure au dixième du diamètre de la particule : $h_l < 0.1d_p$. Leur modèle permet d'obtenir un bon accord pour des viscosités de l'ordre de 50 *mPa.s* (50 fois plus visqueux que l'eau). Cependant, l'accord avec l'expérience est nettement moins bon pour des viscosités plus faibles.

Kintea *et al.* [80] proposent une étude numérique de la pénétration d'une particule dans un film liquide d'épaisseur semi-infinie. Ils comparent les prédictions des simulations des trajectoires des particules dans la phase liquide et l'apparition de zones de cavitation formées par l'impact avec des données expérimentales de la littérature. Les simulations mettent en œuvre une méthode de volumes finis, avec un suivi de l'interface liquide/gaz par la méthode dite *volume of fluid*, où chaque cellule est caractérisée par un scalaire compris entre 0 et 1 représentant la fraction volumique occupée par la phase liquide. La particule n'est pas discrétisée, elle est délimitée par une condition aux limites et le maillage évolue durant sa trajectoire. Les simulations reproduisent fidèlement les observations expérimentales. L'influence de la tension de surface sur l'entrée de la particule est étudiée en fonction du nombre de Weber :

$$We = \frac{\rho_p v_0^2 d_p}{\sigma} \quad (2.11)$$

Kintea *et al.* [80] montrent notamment que pour des nombres de Weber faibles ($We < 100$) l'influence de l'interface liquide/gaz sur la pénétration de la particule est non négligeable. Les auteurs observent la formation d'un pont capillaire lorsque la particule quitte la phase liquide, qui se comporte de manière similaire à la cavité créée par l'entrée de la particule dans la phase liquide. Ils déterminent un nombre de Weber critique pour lequel le pont capillaire rompt et la particule s'échappe de la surface : $We_c \simeq 60$ pour un rapport des densités solide/liquide de 1 et un angle de contact entre le liquide et la surface de la particule (ligne triple) pris constant et égal à 26°.

Dans le contexte du givrage en conditions cristaux, une part conséquente de l'énergie cinétique est dissipée par la déformation de la couche de glace et de la particule. Aussi, on s'attend à rencontrer des nombres de Weber faibles et un régime pour lequel l'influence des efforts capillaires est prépondérant. Ainsi, le mécanisme de captation des particules pourrait s'expliquer par l'action de rappel qu'exerce le pont capillaire sur la particule. Le taux de captation des particules est alors caractérisé par la compétition entre l'énergie cinétique des particules à la fin de l'impact

et l'énergie nécessaire pour rompre les ponts capillaires. Kintea *et al.* [80] montrent que la pénétration ainsi que l'éjection de particules impactant à de faibles nombres de Weber dépendent principalement du nombre de Weber, du rapport des densités entre la particule et le liquide et de l'angle de contact entre le liquide et la surface de la particule. Un nombre de Weber modifié permettant de quantifier la propension des particules incidentes à coller ou non est défini par la suite.

2.2.2. Critère de captation des particules

La figure 2.6 présente le scénario de l'impact d'une particule de glace partiellement fondue sur une couche de glace. Celle-ci est constituée d'un mélange solide/liquide avec un film d'eau liquide ruisselant à sa surface. Avant l'impact, la particule possède une vitesse v_0 et un diamètre d_p . Lors de l'impact, une partie de l'énergie cinétique de la particule est dissipée par sa déformation ainsi que celle de la paroi. Le régime de déformation de la particule (rebond élastique, fissuration mineure et fragmentation majeure) est déterminé par le nombre \mathcal{L} introduit section 1.3.2. Dans le contexte de particules de glace ingérées par un turboréacteur, les vitesses ainsi que le diamètre des particules en jeu conduisent à des valeurs de \mathcal{L} supérieures à 90, impliquant la fragmentation de la particule. La ré-émission des particules secondaires est alors caractérisée par des distributions de taille et de vitesses d'éjection des fragments. Les coefficients de restitution de l'énergie cinétique ξ_n et ξ_t décrits section 1.3.2 permettent de déterminer la vitesse d'éjection des fragments en fonction du nombre \mathcal{L} . L'énergie cinétique dissipée par frottement fluide est ici considérée comme négligeable.

En effet, en régime *glaciated* l'accrétion s'observe essentiellement pour des cristaux ayant un taux de fonte compris entre 5 à 20%. Le diamètre du noyau solide des particules $d_{p,s}$ est de l'ordre de la dizaine de micromètres. Il est supérieur à l'épaisseur de la couronne d'eau liquide formée par la fonte des particules $h_{p,l}$. En régime *mixed phase*, les dimensions du problème nous permettent de faire l'hypothèse d'un film liquide mince avec une épaisseur h_l de quelques micromètres au maximum [134]. Aussi, le diamètre du noyau solide des particules peut être supposé du même ordre de grandeur voire supérieur à l'épaisseur du film liquide, voir figure 2.6. Nous ne sommes donc pas dans le cas d'une immersion totale de la particule, pour laquelle les forces de frottements avec le liquide jouent un rôle majeur. Le calcul du nombre Capillaire Ca dans le contexte de cette thèse (équation 2.9) confirme cette hypothèse. À la fin de l'impact, les trajectoires de des fragments sont influencées par leur interaction avec le film liquide et ils restent capturés lorsque leur énergie cinétique n'est pas suffisante pour rompre le pont capillaire.

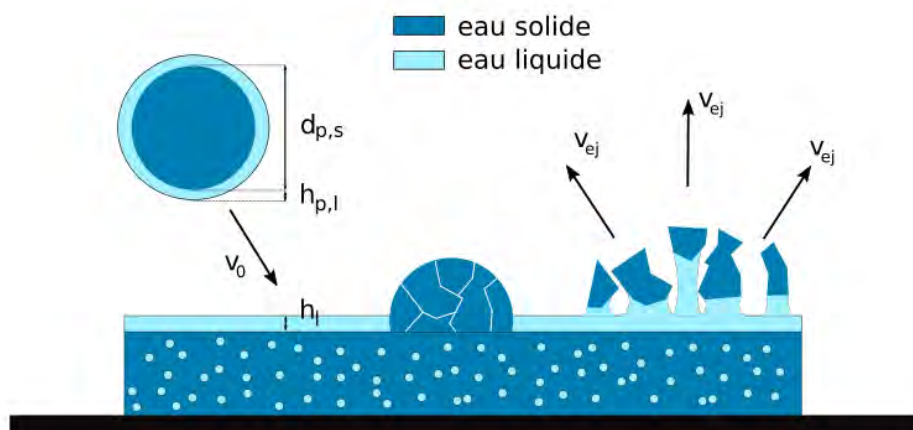


FIGURE 2.6. – Schéma du mécanisme de captation d'une particule de glace par effet capillaire

Un nombre de Weber adapté au contexte du givrage en condition cristaux permet de quantifier la compétition entre l'énergie cinétique des fragments et l'énergie nécessaire pour rompre le pont liquide formé par capillarité. En considérant une distribution en taille de fragments divisée en i

classes, on note d_i le diamètre moyen d'une classe de fragments (les particules secondaires sont assimilées à des sphères). Toutes les classes de particules secondaires sont caractérisées par la vitesse normale d'éjection v_{ej} , calculée à partir des coefficients de restitution de l'énergie cinétique définis section 1.3.2. On introduit alors :

$$We_i^* = \frac{\frac{1}{12}\rho_p\pi d_i^3 v_{ej}^2}{\sigma S_{m,i}} \quad (2.12)$$

où $S_{m,i}$ représente la surface mouillée des fragments de la classe i , i.e. la surface de contact avec la phase liquide. La surface $S_{m,i}$ est exprimée comme :

$$S_{m,i} = LWR_S\pi d_i^2 \quad (2.13)$$

où LWR_S est un paramètre compris entre 0 et 1 représentant la quantité d'eau liquide impliquée dans le processus d'accrétion. Afin de prendre en compte à la fois l'eau liquide présente sur la surface ainsi que l'eau liquide apportée par la particule lorsqu'elle est partiellement fondu, LWR_S est défini de la même manière que la fonction $\varepsilon(\eta_m, f_l)$:

$$LWR_S = \frac{\eta_m + f_l}{1 + \sqrt{\eta_m f_l}} \quad (2.14)$$

Le nombre de Weber We_i^* est donc finalement donné par :

$$We_i^* = \frac{\rho_p d_i v_{ej}^2}{12\sigma LWR_S} \quad (2.15)$$

Lorsque We_i^* est inférieur à une valeur critique We_c , la classe de particules secondaires représentée par le diamètre d_i adhère à la paroi. En notant d_c le diamètre critique pour lequel $We_i^* = We_c$, on obtient :

$$d_c = \frac{12We_c\sigma LWR_S}{\rho_p v_{ej}^2} \quad (2.16)$$

La figure 2.7 présente un exemple de distribution massique en taille des particules secondaires $f_m(d_i)$ décrite par une loi normale (courbe bleue). La fonction de répartition en masse $\mathcal{F}_m(d_i)$ de cette distribution nous donne le pourcentage en masse cumulé pour un diamètre donné (courbe orange) :

$$\mathcal{F}_m(d_i) = \int_0^{d_i} f_m(d) dd \quad (2.17)$$

La masse totale adhérent à la paroi est la somme de la masse des classes pour lesquelles $We^* < We_c$, soit la somme des masses des classes de diamètre pour lesquelles $d < d_c$. Cela correspond à l'aire bleue sur la figure 2.7. Le taux de collage des particules est alors donné par :

$$\varepsilon_S = \mathcal{F}_m(d_c) \quad (2.18)$$

Le débit massique de particules déposées sur la paroi \dot{m}_{dep} s'écrit finalement :

$$\dot{m}_{dep} = \varepsilon_S \dot{m}_{imp} = \dot{m}_{imp} \int_0^{d_c} f_m(d) dd \quad (2.19)$$

La modélisation de l'efficacité de collage présentée dans cette section permet de prendre en compte les conditions de l'impact (vitesse d'impact, diamètre des particules, quantité d'eau liquide) via l'introduction d'un nombre de Weber traduisant la compétition entre l'énergie cinétique des fragments de particules post-impact et l'énergie nécessaire pour rompre le pont liquide formé par capillarité. De cette manière, l'efficacité de collage des particules est déterminée par la répartition en taille des fragments de particules, ainsi que par le paramètre empirique We_c . Ce dernier peut être calibré expérimentalement avec les expériences d'accrétion macroscopiques menées au

NRC et à l'Université de Braunschweig. Outre l'introduction de variables traduisant la physique de l'impact, un autre avantage de cette approche réside dans la description statistique de la fonction $\mathcal{F}_m(d_c)$. En effet, le phénomène probabiliste est ici déterminé par la répartition en taille des fragments post-impact, qui est observable expérimentalement. Le revers associé à ce dernier point étant que la modélisation de la fragmentation des particules est très complexe. En plus des bases de données d'impact de particules de glace sur paroi solide existantes (Vargas *et al.* [151], Hauk *et al.* [66] et Pan & Render [111, 123]), de nouvelles données sont en cours d'obtention dans le cadre du projet européen MUSIC-haic. Ces bases de données pourraient permettre de calibrer et de formuler un modèle de fragmentation des particules. Le manque de temps et de modèles précis pour la caractérisation de la distribution en taille des fragments ré-émis n'ont pas permis de finaliser le calcul de l'efficacité de collage des particules présentée dans cette section et cette approche ne sera pas exploitée plus en avant dans ce manuscrit. Elle est donc présentée ici comme une perspective d'utilisation d'un modèle capillaire pour la captation des particules.

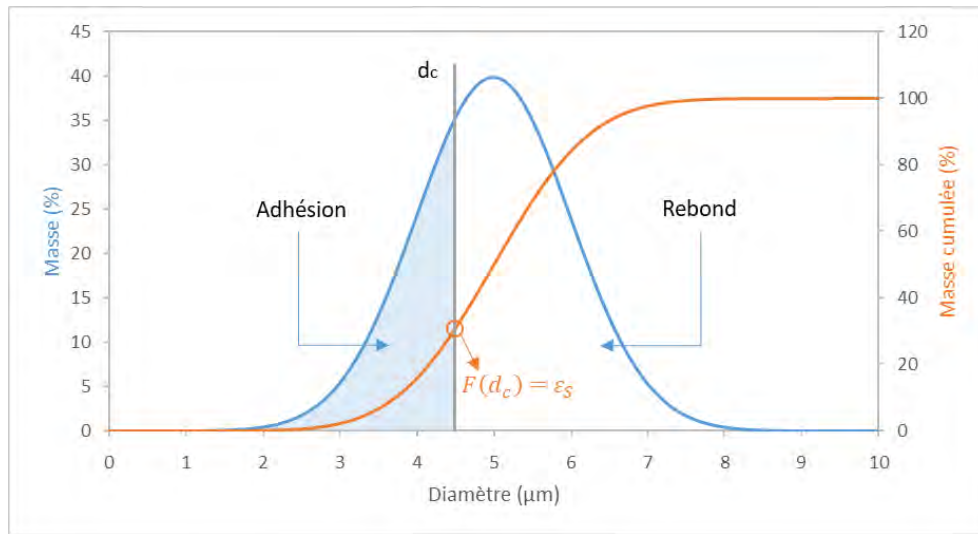


FIGURE 2.7. – Exemple de distribution massique en taille des fragments, lorsque $d_i < d_c$ la masse représentée par la classe i adhère à la paroi

Bilan

Dans un premier temps, ce chapitre aborde la modélisation de l'efficacité de collage des particules par des fonctions empiriques dépendantes des seuls paramètres f_l et η_m , représentant respectivement la fraction massique d'eau liquide contenue à la paroi et le taux de fonte des cristaux. La mise en évidence de la surestimation du taux de collage des particules en régime *mixed phase* par l'utilisation de la fonction F_{gl} , proposée à l'origine pour caractériser le régime *glaciated*, indique que l'efficacité de collage ne suit pas la même évolution selon le régime considéré. Ceci conduit à l'introduction de la fonction F_{mp} , dont la calibration pour le régime *mixed phase* sera présentée au chapitre 4. Ce chapitre propose alors une nouvelle définition de l'efficacité de collage ε_S construite à partir des fonctions F_{gl} et F_{mp} , permettant une description de l'efficacité de collage pour les deux régimes. En se référant à une courte revue de la littérature, ce chapitre propose dans un second temps une modélisation du taux de captation des cristaux basée sur la compétition entre l'énergie cinétique des fragments post-impact et l'énergie nécessaire à la rupture du pont de liquide formé par capillarité. Cette approche permet de prendre en compte les conditions de l'impact en plus des paramètres f_l et η_m . Elle n'a cependant pas pu être mise en œuvre au cours de cette thèse par manque de temps et est proposée comme une perspective d'amélioration.

Modèle d'érosion

Le phénomène d'érosion a une influence majeure sur l'accrétion de givre en conditions cristallines, et sa modélisation est capitale. En effet, l'érosion influe grandement sur la forme du dépôt de givre et détermine l'atteinte d'un éventuel état stationnaire, où la croissance de la glace est compensée par la perte de matière résultant de l'impact des cristaux. Trontin *et al.* [148, 147] ont proposé un modèle d'érosion empirique calibré sur les données obtenues par Currie *et al.* [37] au cours de campagnes expérimentales menées dans la soufflerie RATFac du National Research Council (NRC) au Canada. Ce modèle a ensuite été implémenté dans le code IGLOO2D développée à l'ONERA. La section 1.4 présente les simulations d'une partie des essais de Currie *et al.* [37] réalisées avec IGLOO2D [149], ainsi que d'autres simulations, réalisées dans le cadre de cette thèse, relatives à une nouvelle série d'expériences menées par Currie *et al.* [35]. Ces dernières simulations ont mis en évidence certaines limitations du modèle d'érosion proposé par Trontin *et al.*. En particulier, l'influence de la taille des cristaux n'y est pas prise en compte, alors qu'une influence de ce paramètre a été mise en évidence expérimentalement. Par ailleurs, l'effet de la saturation en eau liquide de la couche de glace semble mal prise en compte, avec un niveau d'erreur important par rapport à l'expérience dans le cas d'un fort taux de fonte des cristaux impactants. L'objectif de ce chapitre est de présenter les améliorations apportées à la modélisation de l'érosion concernant ces deux importantes limitations. Pour cela, on s'est appuyé sur une nouvelle approche basée sur des analyses théoriques de l'impact issues de la littérature, notamment des modèles semi-empiriques développés par Finnie [47] et par Bitter [17, 18].

Sommaire

3.1. Introduction	73
3.2. Développement d'un modèle inspiré de la théorie d'impact solide-solide de Finnie et Bitter	74
3.2.1. Érosion par déformation plastique	74
3.2.1.1. Énergie absorbée dans la zone élastique Q_e	75
3.2.1.2. Énergie absorbée dans la zone élastique-plastique Q_{pe} et Q_p	77
3.2.1.3. Volume érodé par déformation plastique V_d	77
3.2.2. Érosion par coupage	78
3.2.2.1. Bilan de la quantité de mouvement	79
3.2.2.2. Cas des angles quasi-normaux	80
3.2.2.3. Cas des angles rasants	80
3.2.2.4. Expression finale du volume érodé par coupage V_c	81
3.2.3. Calcul du débit de glace érodé	81
3.2.4. Étude des paramètres du modèle d'érosion Finnie et Bitter	81
3.2.4.1. Facteur de forme F_s	82
3.2.4.2. Pression moyenne d'impact P	82
3.2.4.3. Limite d'élasticité σ_{el} , module d'Young E et coefficient de poisson ν de la glace	83
3.2.4.4. Rapport des aires de contact projetée K	84
3.2.4.5. Efficacité de coupage C et énergie unitaire de déformation ε_D	84

3.2.5. Comparaisons préliminaires	86
3.3. Amélioration du modèle d'érosion semi-empirique de Finnie et Bitter dans le contexte du givrage en condition cristaux	88
3.3.1. Énergie dissipée par la fragmentation de la particule	90
3.3.2. Influence de la teneur en eau liquide de la couche de glace	96
3.3.3. Prédiction de formes de glace en double pente	97

3.1. Introduction

L'érosion d'un matériau par l'impact de particules solides sur ce dernier dépend de nombreux facteurs pouvant être classés en trois grandes catégories :

- Les propriétés des matériaux constituant la particule et le substrat impacté, notamment leur élasticité (module de Young et coefficient de Poisson), leur dureté, etc...
- Les conditions de l'impact, en particulier la vitesse, l'angle d'impact, mais aussi la forme de la particule.
- Les caractéristiques de l'écoulement porteur, comme sa température et sa composition chimique.

Le grand nombre de facteurs ainsi que leurs interactions rendent la modélisation du phénomène d'érosion complexe. De ce fait, les travaux de modélisation de l'érosion se limitent généralement à l'étude des paramètres les plus fondamentaux. Même avec un jeu de paramètres réduit, l'érosion ne peut être que partiellement décrite par des analyses théoriques à l'heure actuelle. Ainsi, des approches empiriques ou au mieux semi-empiriques sont utilisées pour sa modélisation.

Du fait de son fort intérêt industriel, l'érosion a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. À titre d'exemple, Tabakoff *et al.* [157] et Sheldon *et al.* [132] ont étudié l'érosion provoquée par l'impact de particules solides sur divers matériaux métalliques. Des modèles basés sur différents scénarios et mécanismes ont été proposés suite à ces études. Meng *et al.* [103] ont publié une revue de la littérature sur la modélisation de l'érosion, reprise et étendue par Parsi *et al.* [113]. La revue de Parsi *et al.* [113] fait état de 28 modèles dépendant de 33 paramètres caractérisant les propriétés du matériau, des particules, des conditions de l'impact ainsi que des propriétés de l'écoulement porteur. Finnie [46] a proposé l'un des premiers modèles théoriques de l'érosion d'une surface solide par l'impact de particules solides. Il classe le mécanisme d'érosion prédominant selon la réponse à l'étirement du substrat impacté : ductile, i.e. déformation importante réversible (élastique), ou fragile, i.e. faible déformation irréversible (plastique). Bitter [17, 18] se base sur les travaux de Finnie [46] et propose également deux mécanismes d'érosion distincts selon la réponse à l'étirement. Le premier mécanisme résulte de l'usure par déformation plastique et concerne essentiellement les matériaux fragiles. Le second mécanisme, identifié à une action de coupage du matériau par la particule impactante, est prépondérant pour les matériaux ductiles. Finnie et Bitter confrontent tous deux les résultats issus de leurs modèles avec des données expérimentales pour différents angles d'impacts et pour différents matériaux cibles, fragiles et ductiles. Il est important de souligner que les mécanismes de déformation plastique et de coupage interviennent quelle que soit la nature du substrat impacté. Cependant, la contribution de l'un ou de l'autre sera prédominant selon la nature du substrat. Le taux d'érosion est ensuite calculé comme la somme des taux d'érosion résultant de chaque mécanisme en vertu du principe de superposition linéaire. Parmi les différents modèles de la littérature, ceux de Finnie [47, 46] et Bitter [17, 18] ont l'avantage d'être construits à partir d'une analyse théorique assez rigoureuse. De plus, ces modèles ont fait l'objet d'améliorations successives et ont servi de base à l'élaboration de nombreux modèles d'érosion pouvant être considérés comme état de l'art. Parmi ceux-ci, on peut citer les modèles d'Arabnejad *et al.* [7], de Huang *et al.* [74] ou encore de Hutchings [75].

Dans un premier temps, la théorie de la collision solide/solide utilisée dans les modèles de Finnie et Bitter est présentée section 3.2. Ensuite, les hypothèses nécessaires à leur dérivation sont détaillées et analysées dans le contexte du givrage en conditions cristaux. Des améliorations permettant de s'affranchir en partie des hypothèses initiales jugées trop contraignantes dans ce contexte sont ensuite proposées dans les sections 3.3.1, 3.3.2 et 3.3.3, conduisant à la formulation d'un nouveau modèle d'érosion mieux adapté à la modélisation du givrage en conditions cristaux.

3.2. Développement d'un modèle inspiré de la théorie d'impact solide-solide de Finnie et Bitter

Selon Bitter [17, 18], l'érosion provoquée par l'impact d'une particule solide sur un substrat solide résulte de deux phénomènes principaux : la déformation plastique et le coupage. La section 3.2.1 présente la modélisation de l'érosion du substrat par déformation plastique telle que décrite par Bitter. La section 3.2.2 décrit quant à elle la modélisation de l'érosion du substrat provoquée par coupage proposée par Finnie *et al.* [47]. Alors que la déformation plastique du substrat est essentiellement pilotée par la composante normale de la vitesse des particules à l'impact, l'action de coupage résulte de la composante tangentielle de la vitesse. Ainsi, les paramètres agissant au premier ordre sont la vitesse, l'angle d'impact, la forme et la masse de la particule, ainsi que la dureté, le module d'Young, le coefficient de Poisson et la limite d'élasticité du matériau.

3.2.1. Érosion par déformation plastique

Bitter [17] fonde son analyse de l'érosion plastique sur un bilan de forces. Il compare la charge maximale, correspondant à une force par unité de surface, produite par l'impact de la particule sur le substrat à la limite d'élasticité de ce dernier. Si cette charge reste en dessous du seuil d'élasticité du matériau, l'énergie est absorbée par déformation élastique et la surface retrouve son état d'origine après l'impact. Lorsque la limite d'élasticité du substrat est atteinte, l'énergie résiduelle est absorbée par déformation plastique et un endommagement irréversible s'en suit, typiquement sous forme de cratère. Le mécanisme de formation de ce cratère peut être expliqué par la fissuration de la matière sous l'effet de la charge plastique. La figure 3.1 en fournit une illustration schématique. La matière est arrachée lorsque les fissures engendrées par l'impact se rejoignent. L'impact répété d'un grand nombre de particules fragilise la surface par la formation de ces cratères, favorisant d'autant plus son érosion. Bitter [17] considère que le nombre d'impact est suffisant pour que la surface soit fragilisée de manière homogène et que son érosion est ainsi dans une phase stationnaire. L'érosion issue de la déformation plastique du substrat est prépondérante pour les surfaces fragiles puisqu'elles sont caractérisées par de faibles limites d'élasticité.

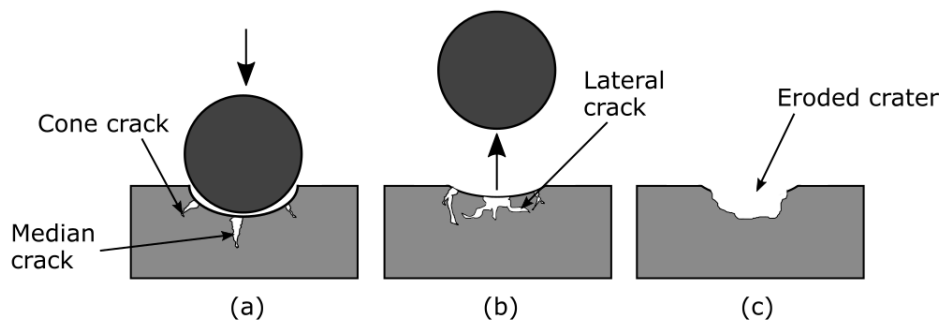


FIGURE 3.1. – Schématisation du principe d'érosion par déformation plastique - (a) croissance des fissures centrales et latérales, (b) jointure des fissures, (c) formation du cratère - Adaptée de Parsi *et al.* [113]

Afin de déterminer la quantité de matière arrachée à la surface du substrat, Bitter [17] pose les hypothèses suivantes :

1. La profondeur de pénétration de la particule dans le substrat est petite devant la taille de la particule.
2. Les particules impactantes sont sphériques.
3. L'énergie absorbée par la particule au cours de l'impact est négligeable. Ainsi, la particule ne subit pas de déformation plastique et ne se fragmente pas.
4. L'énergie dissipée sous forme de chaleur peut être négligée devant les énergies de déformation élastique et plastique.

5. Le volume de matière érodé correspond au volume du cratère formé par déformation plastique.

Lors de l'impact, la composante normale de l'énergie cinétique apportée par la particule est absorbée par la paroi. Le bilan énergétique s'écrit alors :

$$Q_n = \frac{1}{2}mv_n^2 = Q_e + Q_p + Q_{pe} \quad (3.1)$$

Où Q_n représente l'énergie cinétique normale de la particule, Q_e l'énergie cinétique absorbée par la paroi dans la zone de déformation élastique, Q_{pe} l'énergie potentielle de la déformation élastique dans la zone de déformation plastique et Q_p l'énergie absorbée dans la zone de déformation plastique. La figure 3.2 schématise la décomposition de l'énergie cinétique normale de la particule au cours de l'impact. La charge maximale survient au centre de l'impact, et la zone colorée en bleu sur la figure ne subit qu'une déformation élastique d'énergie Q_e . Dans la partie centrale composée des zones verte et rouge, la matière est déformée plastiquement, dissipant les énergies élastique Q_{pe} et plastique Q_p correspondantes. Q_p représente ainsi l'énergie dissipée par la formation du cratère. Sur la figure 3.2, on note r_t et r_p les rayons respectifs de la projection des surfaces de contact (disques) total et de la zone de déformation plastique, R le rayon de la particule, h_{el} et H les hauteurs respectives d'indentation dues au potentiel élastique et à la déformation plastique. Enfin, σ_{el} est la limite d'élasticité du substrat. Pour calculer le volume érodé par le phénomène de déformation plastique, il convient donc d'explicitier les différentes énergies mises en jeu.

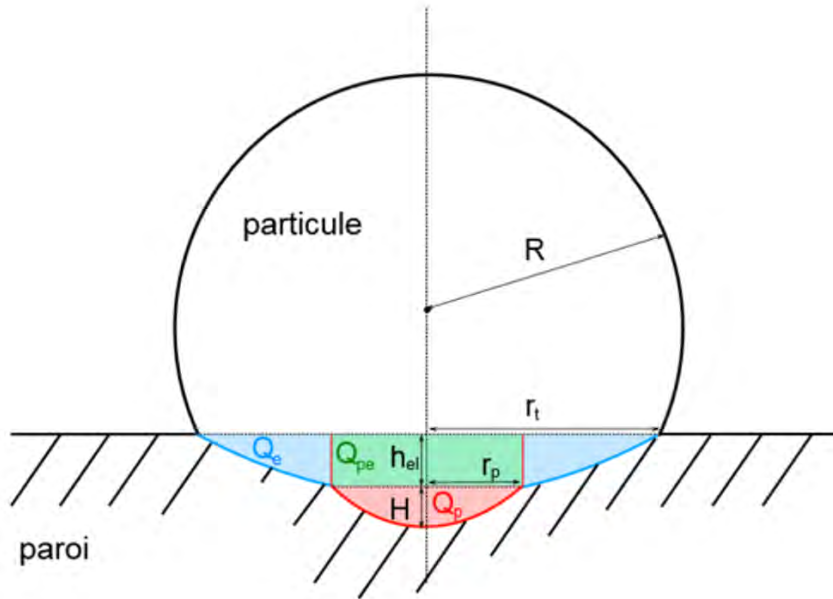


FIGURE 3.2. – Bilan énergétique lors de la déformation plastique - L'énergie cinétique est divisée en trois composante : Q_e (zone bleue), Q_{pe} (zone verte), et Q_p (zone rouge)

3.2.1.1. Energie absorbée dans la zone élastique Q_e

Dans le cadre d'une collision purement élastique, la théorie d'élasticité de Hertz [69] permet d'exprimer Q_e . Elle est employée dans de nombreux travaux théoriques concernant la collision élastique de deux corps, voir par exemple Love [92], Johnson [77] ou Goldsmith [60]. Bitter [17] exprime la force maximale F_{max} appliquée à la surface de contact entre deux solides en collision élastique d'après la théorie de Hertz :

$$F_{max} = \left(\frac{20}{3}\pi\rho_p\right)^{\frac{3}{5}} R^2 \left(\frac{1}{6\left[\frac{1-\nu_s^2}{E_s} + \frac{1-\nu_p^2}{E_p}\right]}\right)^{\frac{2}{5}} v^{\frac{6}{5}} \quad (3.2)$$

La théorie de Hertz permet également d'évaluer le rayon de projection de la surface de contact sur le substrat r_e :

$$r_e = \left(\frac{3}{4}F_{max}R\left[\frac{1-\nu_s^2}{E_s} + \frac{1-\nu_p^2}{E_p}\right]\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

Avec p et s les indices désignant respectivement la "particule" et le "substrat", ρ la densité, E le module d'Young et ν le coefficient de Poisson. Ces deux relations permettent d'évaluer la pression moyenne p_{moy} appliquée sur la surface de contact :

$$P_{moy} = \frac{F_{max}}{\pi r_e^2} = \frac{2}{3} \left(\frac{40}{\pi^4}\rho_p\left[\frac{1}{\frac{1-\nu_s^2}{E_s} + \frac{1-\nu_p^2}{E_p}}\right]^4\right)^{\frac{1}{5}} v^{\frac{2}{5}} \quad (3.4)$$

Selon la théorie de Hertz, la pression moyenne P_{moy} équivaut au 2/3 de la pression maximale appliquée au centre de la surface de contact. La charge maximale pouvant s'exercer sur un corps sans que celui ne subisse de déformation plastique correspond à la limite d'élasticité σ_{el} , notée Y sur la figure 3.3 issue des travaux de Bitter [17].

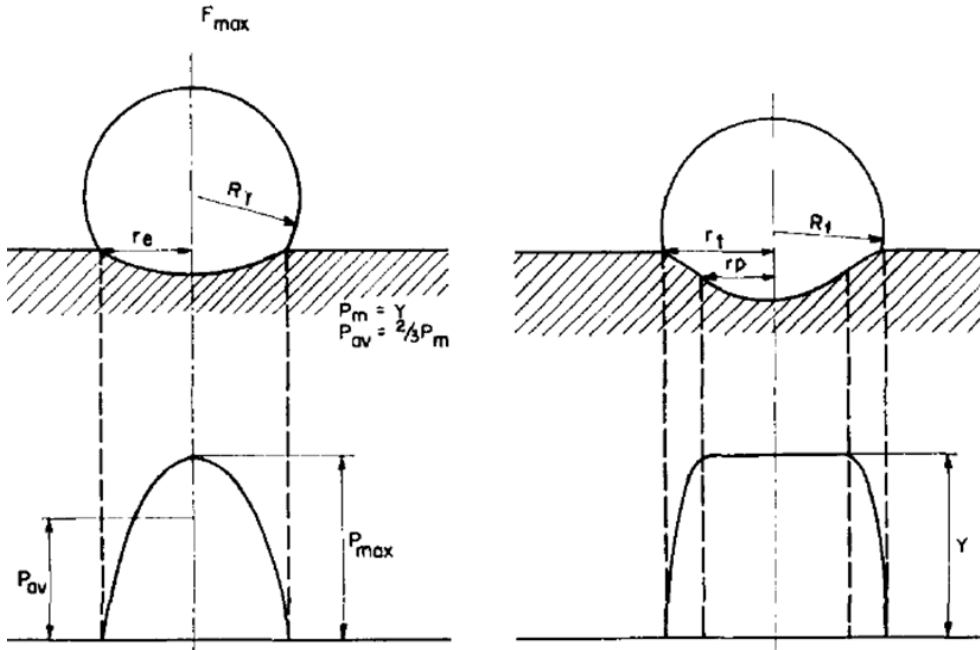


FIGURE 3.3. – Distribution de la pression pour une collision purement élastique (à gauche) et élastique-plastique (à droite). Y est la limite d'élasticité, P_m et P_{av} sont respectivement les pressions moyennes et maximales - D'après Bitter [17]

Ainsi, la plus grande pression moyenne pouvant être atteinte dans le cadre d'un impact parfaitement élastique correspond au 2/3 de la limite d'élasticité :

$$P_{moy} = \frac{F_{max}}{\pi r_e^2} = \frac{2}{3}\sigma_{el} \quad (3.5)$$

Les équations 3.4 et 3.5 permettent de déduire l'expression d'une vitesse seuil délimitant le régime de collision purement élastique :

$$v_{el} = \frac{\pi^2}{2\sqrt{10}\rho_p} \sigma_{el}^{\frac{5}{2}} \left(\frac{1 - \nu_s^2}{E_s} + \frac{1 - \nu_p^2}{E_p} \right)^2 \quad (3.6)$$

Lorsque la vitesse normale de la particule à l'impact excède la vitesse v_{el} , la collision devient élastique-plastique, avec une zone de déformation élastique soumise à une charge moyenne égale à $2/3$ de la limite d'élasticité du substrat et une zone de déformation élastique-plastique pour laquelle la limite d'élasticité est atteinte (voir l'image de droite de la figure 3.3). Ainsi, l'énergie absorbée dans la région de déformation élastique s'exprime comme :

$$Q_e = \frac{1}{2} m v_{el}^2 \quad (3.7)$$

3.2.1.2. Énergie absorbée dans la zone élastique-plastique Q_{pe} et Q_p

Dans la zone de déformation élastique-plastique, le matériau va successivement se déformer élastiquement puis plastiquement en dissipant respectivement les énergies Q_{pe} et Q_p . L'énergie de déformation élastique Q_{pe} peut être explicitée à l'aide de la déformation locale :

$$Q_{pe} = \int_0^{h_{el}} \vec{F}_{moy,el} \cdot d\vec{h} \quad (3.8)$$

Où $F_{moy,el} = \frac{1}{2} \sigma_{el} \pi r_p^2$ représente la force moyenne appliquée au cours de la phase de déformation élastique. L'évolution temporelle de la force $F_{el}(t)$ est supposée linéaire entre le début de l'impact $t = 0$, où la force initiale est nulle et où la surface de contact se limite à un point, et le temps $t = t_{el}$ pour lequel la limite d'élasticité est atteinte et la pression égale à σ_{el} , avec une surface de contact correspondant à r_p . Ceci conduit à l'estimation de la valeur temporelle moyenne suivante : $F_{moy,el} = \frac{1}{2}(F_{el}(0) + F_{el}(t_{el}))$. De plus, en appliquant le théorème de Pythagore et en considérant que la profondeur de l'indentation du substrat résultant de l'impact est petite devant le rayon de la particule, les relations géométriques suivantes permettent de relier les rayons des surfaces de contact r_e , r_p et r_t aux hauteurs d'indentation h_{el} et H (voir figure 3.2) :

$$\begin{cases} r_e^2 = 2Rh_{el} \\ r_p^2 = 2RH \\ r_t^2 = 2R(h_{el} + H) \end{cases} \quad (3.9)$$

L'équation 3.8 s'intègre alors comme suit :

$$Q_{pe} = \int_0^{h_{el}} \frac{1}{2} \sigma_{el} \pi r_p^2 dh_{el} = \int_0^{h_{el}} \sigma_{el} \pi RH dh_{el} = \sigma_{el} \pi RH h_{el} \quad (3.10)$$

L'énergie de déformation plastique Q_p peut être calculée de manière analogue en prenant $F_p = \sigma_{el} \pi r_p^2$. En effet, le matériau se déforme plastiquement jusqu'à dissiper l'énergie d'impact résiduelle une fois la limite d'élasticité atteinte :

$$Q_p = \int_0^H \sigma_{el} \pi r_p^2 dH = \int_0^H \sigma_{el} \pi 2RH dH = \sigma_{el} \pi RH^2 \quad (3.11)$$

3.2.1.3. Volume érodé par déformation plastique V_d

L'expression des énergies Q_e , Q_{pe} et Q_p est fournie par les équations 3.7, 3.10 et 3.11 respectivement. Par ailleurs, les expressions de la vitesse v_{el} et du rayon r_e h_{el} décrites dans les équations 3.6 et 3.3 permettent d'explicitier Q_p . Les équations 3.6 et 3.3 permettent de déduire la relation suivante :

$$Rh_{el}^2 = \frac{15}{8} \frac{m}{\pi \sigma_{el}} v_{el}^2 \quad (3.12)$$

Ce qui permet de réécrire l'équation 3.10 :

$$Q_{pe} = \sigma_{el} \pi R H h_{el} = \sqrt{\pi \sigma_{el} R h_{el}^2} \sqrt{\pi \sigma_{el} R H^2} = \sqrt{\frac{15}{4}} Q_e Q_p \quad (3.13)$$

L'utilisation du bilan énergétique décrit par l'équation 3.1 permet ensuite d'obtenir :

$$Q_n = Q_e + \sqrt{\frac{15}{4}} Q_e Q_p + Q_p = (\sqrt{Q_e} + \sqrt{Q_p})^2 - 0.061 \sqrt{Q_e Q_p} \quad (3.14)$$

Le terme $0.061 \sqrt{Q_e Q_p}$ est négligeable devant $(\sqrt{Q_e} + \sqrt{Q_p})^2$, ce qui donne :

$$Q_p = (\sqrt{Q_n} - \sqrt{Q_e})^2 = \frac{1}{2} m (v_n - v_{el})^2 \quad (3.15)$$

Finalement, Bitter introduit ε_D la quantité d'énergie nécessaire pour retirer une unité de volume par déformation plastique, et exprime le volume érodé comme :

$$V_d = \frac{\frac{1}{2} m (v_n - v_{el})^2}{\varepsilon_D} \quad (3.16)$$

Lorsque $v_n \leq v_{el}$ la collision est purement élastique et le substrat n'est pas érodé par le phénomène de déformation plastique. Lorsque $v_n > v_{el}$, le volume de matière érodé V_d correspondant est donné par l'équation 3.16.

3.2.2. Érosion par coupage

D'après Bitter [18] et Finnie *et al.* [47], la composante normale de vitesse de la particule lui permet de pénétrer le substrat alors que la composante tangentielle de sa vitesse lui permet de couper ce dernier par un mécanisme de cisaillement. En effet, lorsque la vitesse tangentielle de la particule est non nulle, celle-ci va balayer le substrat sur une distance caractérisée par les paramètres d'impact et les propriétés du matériau impacté. Le volume de substrat balayé par la particule forme des amas encadrant le sillon formé par la particule et qui sont arrachés sous l'effet d'impacts successifs. La figure 3.4 fournit une illustration schématique de ce mécanisme.

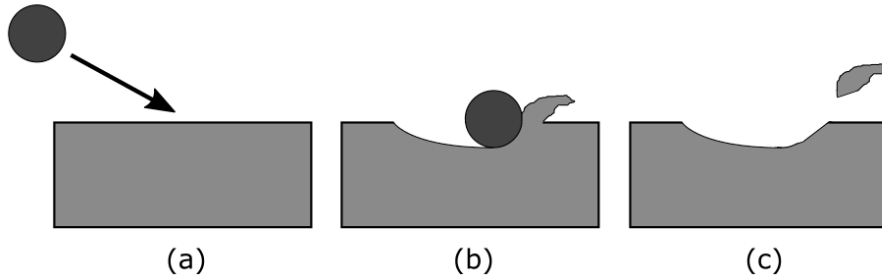


FIGURE 3.4. – Schématisation du principe d'érosion par coupage - (a) avant l'impact, (b) balayage de la particule et formation de l'amas, (c) rejet de l'amas - Adaptée de Parsi *et al.* [113]

L'érosion par coupage n'est donc possible que si la vitesse normale de la particule v_n est supérieure à la vitesse de la limite élastique v_{el} : $v_n > v_{el}$. Les hypothèses utilisées par Finnie *et al.* [47] et plus récemment par Arabnejad *et al.* [7] pour exprimer le volume érodé par coupage sont les mêmes que celles utilisées pour le calcul du volume érodé par déformation plastique, en considérant également que le volume érodé par coupage correspond au volume balayé par la particule une fois qu'elle a pénétré le substrat. Lorsque la condition d'amorce est respectée, la déformation plastique décrite dans la section précédente se produit. Dans le cas d'un angle d'impact oblique, une charge en cisaillement due à la vitesse tangentielle de la particule v_t s'applique également au substrat. Cette charge s'applique sur une surface égale à la section verticale A_x de la partie de la

particule qui a pénétré dans la surface (représentée sur la figure 3.5). La particule balaye ainsi la surface suivant l'axe x tangentiel à la surface et dont la direction est définie par la direction de la particule à l'impact. La particule parcourt un trajet compris entre l'abscisse d'impact $x = 0$ et l'abscisse de fin de coupage $x = x_c$:

$$V_c = \int_0^{x_c} A_x dx \quad (3.17)$$

3.2.2.1. Bilan de la quantité de mouvement

Afin d'obtenir une expression de la surface A_x , Finnie *et al.* [47] ou encore Arabnejad *et al.* [7] utilisent les équations de la quantité de mouvement de la particule :

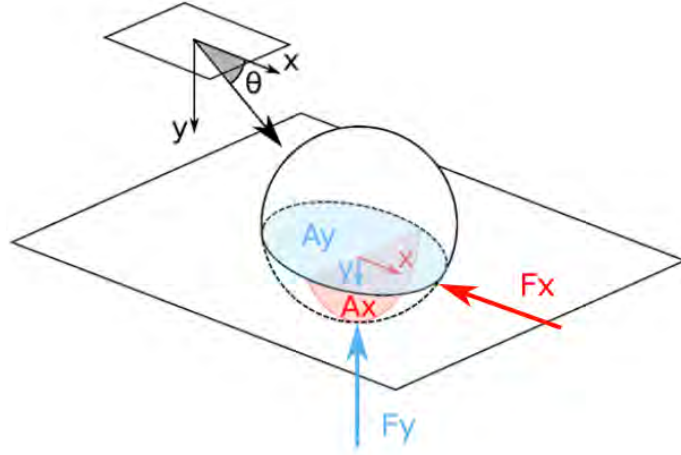


FIGURE 3.5. – Bilan des forces exercées sur la particule - $K = \frac{A_y}{A_x}$, $F_x = PA_x = P \frac{2\pi R}{K} y$, $F_y = PA_y = P2\pi Ry$

$$\begin{cases} m \frac{d^2x}{dt} + PA_x = m \frac{d^2x}{dt} + P \frac{2\pi R}{K} y = 0 \\ m \frac{d^2y}{dt} + PA_y = m \frac{d^2y}{dt} + P2\pi Ry = 0 \end{cases} \quad (3.18)$$

Avec P la pression à l'impact moyennée sur toute la surface de contact, K le rapport des aires de contact projetées suivant x et y , i.e. $K = \frac{A_y}{A_x}$, et R le rayon de la particule sphérique. De la même manière que pour les relations décrites équation 3.9, la relation géométrique $A_y = \pi r_y^2 = 2\pi Ry$ lie la hauteur d'indentation y au rayon r_y . Il en résulte un système couplé dont l'équation projetée suivant l'axe y a une solution de la forme :

$$y(t) = A \cos(\beta t) + B \sin(\beta t) \quad (3.19)$$

Avec $\beta = \sqrt{\frac{2\pi RP}{m}}$. Au début de la collision, les coordonnées du premier point de contact sont $x(0) = 0$ et $y(0) = 0$, et les vitesses initiales sont $x'(0) = v \cos(\beta t)$ et $y'(0) = v \sin(\beta t)$, où v est la vitesse de la particule au premier instant de l'impact. En notant θ l'angle formé entre la surface et le vecteur vitesse de la particule (voir figure 3.5) l'expression de $y(t)$ s'écrit :

$$y(t) = \frac{v \sin(\theta)}{\beta} \sin(\beta t) \quad (3.20)$$

Cette expression peut être utilisée dans l'équation de quantité de mouvement projetée selon x pour trouver l'expression de $x(t)$:

$$x(t) = v \cos(\theta) t - v \sin(\theta) \left(\frac{\beta t - \sin(\beta t)}{K\beta} \right) \quad (3.21)$$

En notant t_c le temps où l'action de coupage de la particule cesse, Arabnejad *et al.* [7] expriment le volume V_c comme suit :

$$V_c = \int_0^{x_c} A_x dx = \int_0^{t_c} \frac{A_y}{K} x'(t) dt = \int_0^{t_c} \frac{2\pi R}{K} y(t) x'(t) dt \quad (3.22)$$

Cette expression s'intègre comme suit :

$$\begin{aligned} V_c &= \frac{2\pi R v^2 \sin(\theta)}{K} \frac{\cos(\theta)}{\beta^2} (1 - \cos(\beta t_c)) \\ &+ \frac{2\pi R v^2 \sin^2(\theta)}{K^2} \frac{\cos(\beta t_c) - 1}{\beta^2} \\ &+ \frac{\pi R v^2 \sin^2(\theta)}{K^2} \frac{1 - \cos(2\beta t_c)}{2\beta^2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Afin d'obtenir une expression quantitative du volume V_c , il est nécessaire d'explicitier t_c . D'après Finnie *et al.* [47] et Arabnejad *et al.* [7], deux scénarios sont possibles :

1. A la fin de l'action de coupage, la particule ne peut plus avancer horizontalement, toute son énergie cinétique tangentielle ayant été transmise à la paroi. La condition cinématique finale d'impact est alors : $x'(t_c) = 0$.
2. La particule quitte la surface avec une vitesse tangentielle non nulle, ce qui implique : $y(t_c) = 0$.

Alors que le premier régime correspond à l'impact d'une particule avec un angle normal ou quasiment normal à la paroi, le deuxième caractérise des impacts à des angles rasants. L'angle limite déterminant le changement de régime peut être évalué en s'aidant des conditions cinématiques décrites ci-dessus.

3.2.2.2. Cas des angles quasi-normaux

La condition cinématique $x'(t_c) = 0$ conduit à l'expression du volume érodé par coupage $V_{c,qn}$ dans le cas d'impacts quasi-normaux. La dérivation de l'expression 3.21 fournit :

$$x'(t_c) = 0 = v \cos(\theta) - \frac{v \sin(\theta)}{K} (1 - \cos(\beta t_c)) \Leftrightarrow \cos(\beta t_c) = 1 - \frac{K}{\tan(\theta)} \quad (3.24)$$

L'expression de l'angle délimitant les régimes de coupage quasi-normal et rasant s'obtient alors comme :

$$\cos(\beta t_c) = 1 - \frac{K}{\tan(\theta)} \Rightarrow -1 \leq 1 - \frac{K}{\tan(\theta)} \leq 1 \Rightarrow \theta \geq \arctan\left(\frac{K}{2}\right) \quad (3.25)$$

Lorsque $\theta \geq \theta_c = \arctan\left(\frac{K}{2}\right)$, la particule impacte à un angle quasi-normal et le volume érodé s'obtient en remplaçant βt_c par $\arccos\left(1 - \frac{K}{\tan(\theta)}\right)$ dans l'expression 3.23 :

$$V_{c,qn} = \frac{mv^2 \cos^2(\theta)}{2P} \quad (3.26)$$

3.2.2.3. Cas des angles rasants

Lorsque $\theta < \theta_c = \arctan\left(\frac{K}{2}\right)$, la particule quitte la surface avec une vitesse tangentielle non nulle et la condition finale s'écrit : $y(t_c) = 0$. L'équation 3.20 permet de déduire l'expression de βt_c à réinjecter dans l'équation 3.23 pour obtenir le volume érodé $V_{c,r}$ par coupage dans le cas d'un impact rasant.

$$y(t_c) = 0 = \frac{v \sin(\theta)}{\beta} \sin(\beta t_c) \Rightarrow \beta t_c = \pi \quad (3.27)$$

Et ainsi :

$$V_{c,r} = \frac{2mv^2 \sin(\theta) (K \cos(\theta) - \sin(\theta))}{PK^2} \quad (3.28)$$

3.2.2.4. Expression finale du volume érodé par coupage V_c

Les expressions des volumes $V_{c,qn}$ et $V_{c,r}$ ont été obtenus en supposant que chaque impact conduisait à l'arrachage du même volume. L'efficacité de coupage C est introduite pour tenir compte du caractère variable du volume arraché pour des mêmes conditions d'impact. L'expression du volume érodé par coupage est finalement obtenue comme :

$$V_c = \begin{cases} C \frac{mv^2 \cos^2(\theta)}{2P} & \text{lorsque } \theta \geq \theta_c \\ C \frac{2mv^2 \sin(\theta)(K \cos(\theta) - \sin(\theta))}{PK^2} & \text{lorsque } \theta < \theta_c \end{cases} \quad (3.29)$$

3.2.3. Calcul du débit de glace érodé

Arabnejad *et al.* [7] utilisent la même définition du taux d'érosion que Villedieu & Trontin [156, 149] pour leur modèle d'érosion développé dans le cadre du projet HAIC : le taux d'érosion est défini comme le rapport entre le débit massique érodé et le débit massique impactant. En outre, Arabnejad *et al.* [7] proposent l'expression suivante :

$$\eta_{er} = F_s \rho_p \frac{V_c + V_d}{m} \quad (3.30)$$

Avec F_s le facteur de forme des particules permettant d'étendre leur modèle aux impacts de particules non sphérique. m représente ici la masse de la particule impactante. Néanmoins, lorsque de nombreuses particules impactent le substrat, m peut être prise comme la masse totale des particules impactantes ou comme le débit massique surfacique de particules impactantes \dot{m}_{imp} . En utilisant la définition du taux d'érosion nous pouvons calculer le débit massique surfacique de matière érodée :

$$\dot{m}_{er} = \eta_{er} \dot{m}_{imp} \quad (3.31)$$

Le tableau 3.1 synthétise les différentes expressions du modèle d'érosion de Finnie et Bitter.

Régime d'érosion	Erosion par déformation	Erosion par coupage
$v_n \leq v_{el}$	$V_d = 0$	$V_c = 0$
$v_n > v_{el}$ et $\theta \geq \theta_c$	$V_d = \frac{\frac{1}{2}m(v_n - v_{el})^2}{\varepsilon_D}$	$V_c = C \frac{mv^2 \cos^2(\theta)}{2P}$
$v_n > v_{el}$ et $\theta < \theta_c$	$V_d = \frac{\frac{1}{2}m(v_n - v_{el})^2}{\varepsilon_D}$	$V_c = C \frac{2mv^2 \sin(\theta)(K \cos(\theta) - \sin(\theta))}{PK^2}$

TABLE 3.1. – Synthèse des expressions du modèle d'érosion de Finnie et Bitter pour le calcul du taux d'érosion η_{er} - Rappels : $v_{el} = \frac{\pi^2}{2\sqrt{10\rho_p}} \sigma_{el}^{\frac{5}{2}} \left(\frac{1-\nu_s^2}{E_s} + \frac{1-\nu_p^2}{E_p} \right)^2$ et $\theta_c = \arctan\left(\frac{K}{2}\right)$

3.2.4. Étude des paramètres du modèle d'érosion Finnie et Bitter

L'utilisation des modèles semi-empiriques de Finnie et Bitter nécessite de fixer leurs paramètres d'entrée dans le contexte du givrage en condition cristaux. Afin de réaliser cette caractérisation,

des données de la littérature ont été mises à profit pour les variables physiques. Les variables empiriques ont quant à elles été calibrées en s'appuyant sur les résultats expérimentaux de Currie *et al.* [37] présentés dans la section 1.2.1.1.

3.2.4.1. Facteur de forme F_s

De nombreux auteurs [7, 91, 113] soulignent l'influence non négligeable de la forme de la particule sur son pouvoir érosif. Liebhard *et al.* [91] constatent une érosion jusqu'à quatre fois plus importante pour des particules très angulaires par rapport à des particules parfaitement sphériques dans leurs expériences. Le modèle de Finnie et Bitter est basé sur l'hypothèse de particules sphériques, il est donc nécessaire d'introduire un facteur de forme F_s permettant de prendre en compte l'influence de ce paramètre sur le taux d'érosion. Ce facteur varie entre 1 pour des particules sphériques et 4 pour des particules très angulaires. Les séries d'expérimentations du RATFac présentées section 1.2.1 utilisent toutes des particules de glace produites par un broyeur et sont considérées comme fortement angulaires. La valeur du facteur de forme est fixée à 4 pour la simulation des expérimentations menées au banc RATFac.

3.2.4.2. Pression moyenne d'impact P

Lors du processus d'érosion, le substrat se déforme plastiquement sur une surface de contact soumise à une pression moyenne P . Finnie [47] et Arabnejad *et al.* [7] supposent que cette pression a une valeur constante équivalente à la dureté du matériau. Peu de résultats expérimentaux renseignent sur la dureté de la glace, et encore moins sur la glace d'accrétion. Poirier *et al.* [115] mesurent expérimentalement la dureté de la glace (non atmosphérique) en fonction de la température par des expériences de chutes de billes. Leurs expériences conduisent à la formation de cratères via la formation de fissures. Les auteurs mesurent alors le diamètre du cratère, ce qui leur permet de calculer la dureté de l'échantillon en la définissant comme étant égale à la pression d'impact moyennée sur la surface du cratère. La figure 3.6 présente les résultats obtenus pour différents échantillons de glace.

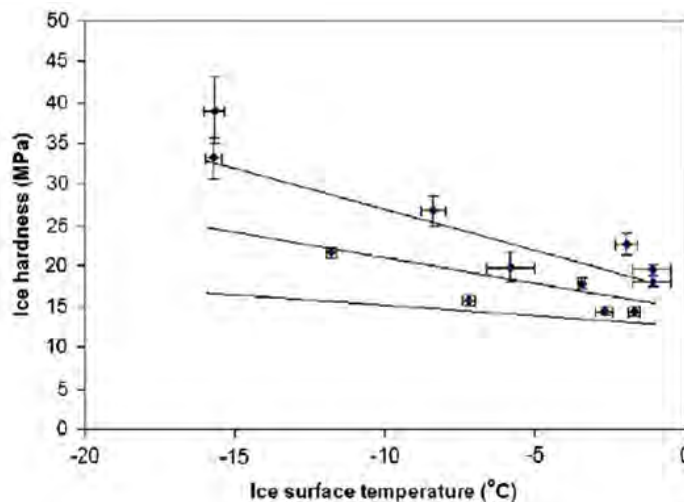


FIGURE 3.6. – Evolution de la dureté de la glace en fonction de sa température pour différents échantillons issus des surfaces de glaces sportives du Canada Olympic Park et du Calgary Olympic Oval - D'après Poirier *et al.* [115]

Les droites sont décrites par l'équation suivante :

$$P(T) = (-0.6 \pm 0.4)(T - 273.15) + (14.7 \pm 2.1) \quad (3.32)$$

Cependant, Poirier *et al.* [115] précisent que cette expression n'est valable que pour des températures inférieures à -1°C . Elle est donc peu pertinente pour des applications de givrage en

conditions cristaux où la couche de glace est composée d'un mélange d'eau sous formes solide et liquide à une température globale de $0^{\circ}C$. De plus, les échantillons de glace étudiés ne sont pas fabriqués par accrétion de particules de glace. Pour ces raisons, nous considérons dans cette thèse que la pression d'impact P est équivalente à la limite d'élasticité de la glace accrétée σ_{el} pour laquelle nous disposons de plus de données issues de la littérature.

3.2.4.3. Limite d'élasticité σ_{el} , module d'Young E et coefficient de poisson ν de la glace

La caractérisation du comportement mécanique de la glace est complexe car il dépend de nombreux facteurs comme sa structure, sa température, son taux de déformation, sa porosité, etc. Dans le contexte de cette thèse, on cherche à caractériser la déformation d'une couche de glace formée par accrétion de cristaux de glace à l'aide de son module d'Young E , de son coefficient de Poisson ν et de sa limite d'élasticité σ_{el} . Dans notre étude, cette dernière correspond à la contrainte en compression, appelée résistance en compression, pour laquelle la glace est déformée de manière irréversible. Dans le domaine de la glaciologie, les propriétés mécaniques de la glace polycristalline ont beaucoup été étudiées. Une revue exhaustive de ces études a été effectuée par Schulson et Duval [130], avec notamment l'étude des comportements ductile et fragile de la glace polycristalline. Petrovic [114] a compilé une revue de la littérature plus succincte se focalisant sur la mesure du module d'Young, du coefficient de Poisson et des résistances en compression et traction de la glace en fonction de sa température, de la taille des grains la composant et de son taux de déformation. Selon Petrovic, la résistance en compression augmente lorsque la température diminue et lorsque le taux de déformation augmente. Chuzel [28] mesure également les caractéristiques de la glace lors de ses travaux de thèse. D'après son étude, les mesures du module d'Young et du coefficient de Poisson montrent une faible variation dans la plage de température allant de $0^{\circ}C$ à $-40^{\circ}C$. Tippmann *et al.* [142] développent un modèle décrivant le comportement d'une sphère de glace lors de son impact sur une paroi solide. Ce modèle est basé sur une mesure de la résistance en compression de la glace pour différents taux de déformations. Kermani *et al.* [79] et Farid *et al.* [44, 43] étudient spécifiquement le comportement en compression de la glace d'accrétion qu'ils obtiennent en soufflerie par impact de gouttelettes d'eau liquides surfondues, qu'ils comparent avec la littérature (voir figure 3.7). Les valeurs obtenues sont inférieures à celle de la glace obtenue par solidification de l'eau liquide. Enfin, une étude menée par Schremb *et al.* [129] dans le cadre du projet européen MUSIC-haic remarque que la glace formée par solidification de l'eau liquide est un matériau solide homogène, contenant une faible quantité d'eau liquide, au contraire de la glace obtenue par impact de cristaux de glace en environnement chaud qui possède une structure granulaire avec une forte teneur en eau liquide. Schremb *et al.* [129] reproduisent la glace accrétée en condition givrante cristaux par compression de particules de glace et mesurent sa résistance en compression en étudiant la pénétration d'un projectile dans la couche de glace. Les résultats présentent des valeurs inférieures d'un ordre de grandeur aux valeurs trouvées pour un échantillon de glace obtenu par solidification de l'eau liquide.

Les valeurs du module d'Young et du coefficient de Poisson données par les différentes études décrites ci-dessus sont respectivement comprises entre 9.7 et 11.2 GPa et 0.29 et 0.32. Les mesures de la résistance à la compression varient sur un plus grand intervalle : elles sont comprises entre 0.05 et 25 MPa en fonction de la température, du taux de déformation de la glace et de sa formation (solidification, accrétion,...). En conditions givrantes cristaux, on considère des vitesses d'impacts des cristaux de glace supérieures à 50 m/s , conduisant à des taux de déformation élevés et à une augmentation de la résistance à la compression. Cependant, la couche de glace a une température proche de $0^{\circ}C$, pour laquelle la résistance à la compression est minimale. De plus, la formation de la glace par accrétion de particule de glace, la plupart du temps en environnement chaud, conduit à une faible résistance à la compression. Du fait des incertitudes importantes sur la valeur de σ_{el} pour les applications givrage, une étude de sensibilité relative à l'influence de ce paramètre sur le débit massique de glace érodé est présenté dans le chapitre 4 en lien avec la calibration des modèles développés dans le cadre de cette thèse. Ainsi, une plage de valeurs assez large est pour l'instant retenue pour ce paramètre. A contrario, les variabilités et incertitudes

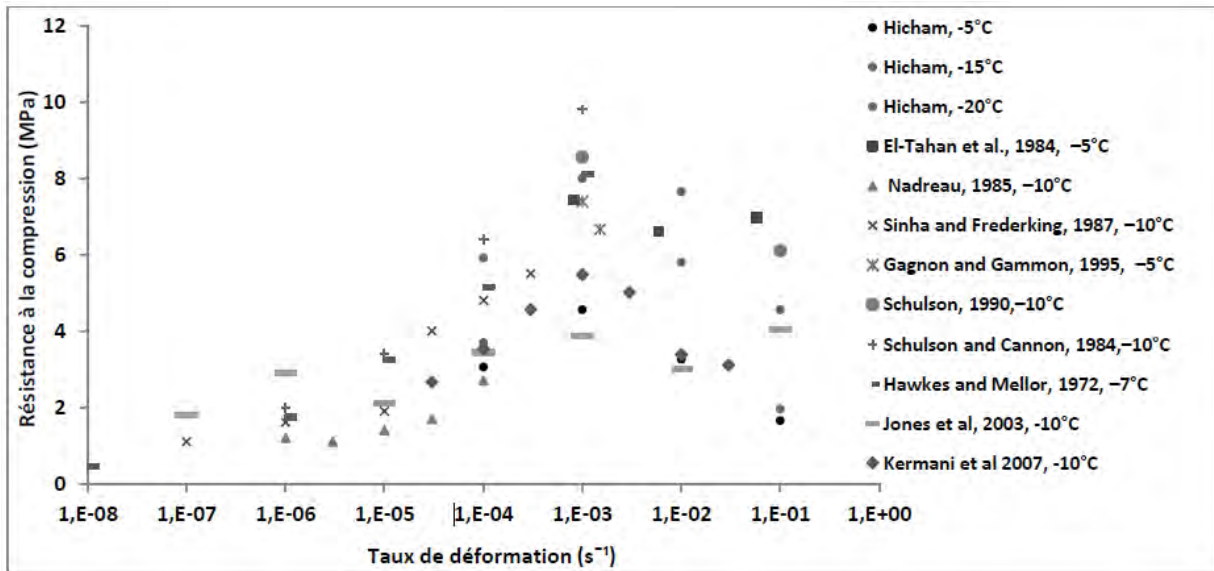


FIGURE 3.7. – Évolution de la résistance à la compression en fonction du taux de déformation - D'après Farid [43]

sont faibles pour le module d'Young et le coefficient de Poisson :

$$\begin{aligned} E &= 10 \text{ GPa} \\ \nu &= 0.3 \\ 0.05 &\leq \sigma_{el} \leq 10 \text{ MPa} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Les vitesses de limite d'élasticité v_{el} résultant de ce jeu de valeurs se révèlent très faibles devant les vitesses d'impact des cristaux. Ainsi, tous les impacts vérifient la condition d'amorce $v_n > v_{el}$ et participent à l'érosion de la couche de glace.

3.2.4.4. Rapport des aires de contact projetée K

Le paramètre K représente le rapport des projections des aires de contacts selon les directions x et y illustrées figure 3.5. Arabnejad *et al.* [7] déduisent la valeur $K \approx 0.4$ pour leurs expériences d'érosion de métaux par des grains de sable fortement angulaires. En supposant que ces grains ont une forme carrée, la relation géométrique $K_{sphère} = 2.5K_{grain}$ permet de déduire la valeur de K pour des particules sphériques :

$$\begin{aligned} K_{grain} &= 0.4 \\ K_{sphère} &= 2.5 \times K_{grain} = 1 \end{aligned} \quad (3.34)$$

Il est important de noter que la valeur de K utilisée dans le modèle de Finnie et Bitter est celle de particules sphériques, puisque c'est le facteur de forme F_s qui corrige les volumes érodés calculés pour des particules non sphériques. Par ailleurs, il est rappelé que le paramètre K intervient non seulement dans le calcul du volume érodé par l'action de coupage des particules, mais aussi dans le calcul de l'angle d'impact limite θ_c séparant les régimes d'impact rasants et quasi-normaux.

3.2.4.5. Efficacité de coupage C et énergie unitaire de déformation ε_D

Le modèle de Finnie et Bitter est un modèle semi-empirique contenant deux variables nécessitant un recalage par rapport au problème considéré : l'efficacité de coupage C et l'énergie unitaire de déformation ε_D . Ces deux paramètres interviennent respectivement dans le calcul du volume

érodé par l'action de coupage des particules et dans le calcul du volume érodé par déformation plastique.

L'efficacité de coupage C tient compte du fait que plusieurs impacts successifs sont en réalité nécessaires pour arracher le volume de matière calculé par coupage. Arabnejad *et al.* [7] mesurent ce paramètre pour l'impact de grains de sable sur différents alliages métalliques. Les résultats présentent une évolution de l'efficacité de coupage en fonction de la dureté de la surface comme le montre la figure 3.8.

L'énergie unitaire de déformation est définie comme étant l'énergie nécessaire pour retirer une unité de volume par le mécanisme de déformation plastique du substrat. ε_D est donc lié à la structure de celui-ci. Par comparaison avec le ciment, dont on peut supposer que la structure est semblable à celle de la glace d'accrétion, i.e. constituée d'agglomérats de particules liés entre eux, la résistance à l'érosion est déterminée par l'effort nécessaire pour séparer les agglomérats de particules. D'après Bitter [18], ε_D est alors proportionnel au rapport entre la limite d'élasticité σ_{el} élevée au carré et le module d'Young E . D'après ses expériences, ε_D ne dépend pas de la vitesse d'impact et n'est pas directement dépendant de la température dans la mesure où l'énergie dissipée sous forme de chaleur à l'impact est considérée négligeable. Ainsi, l'expression suivante est utilisée pour modéliser l'érosion d'une couche de glace :

$$\varepsilon_D = F_{\varepsilon_D} \frac{\sigma_{el}^2}{E} \quad (3.35)$$

où F_{ε_D} désigne un facteur de proportionnalité.

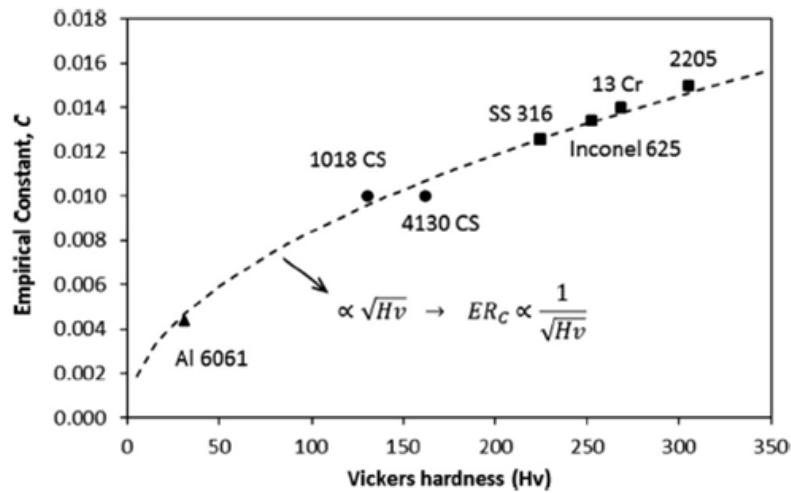


FIGURE 3.8. – Evolution de l'efficacité de coupage en fonction de la dureté Vickers de plusieurs alliages métalliques - D'après Arabnejad *et al.* [7]

Puisque le modèle de Finnie et Bitter ne prend pas en compte l'éventuelle présence d'eau liquide, la calibration de ses paramètres empiriques C et F_{ε_D} ne peut se faire que sur la base d'essais avec un faible rapport LWC/TWC . Nous choisissons en conséquence l'essai R17 de la base expérimentale de Currie *et al.* [37] notée 1 dans ce manuscrit (voir section 1.2.1) car il fait intervenir très peu d'eau liquide (taux de fusion des particules de 6%). Le paramètre C pilote l'érosion provoquée par la vitesse tangentielle des particules et influence la pente du cône de glace accrété ainsi que la taille de la surface de contact entre la glace et le profil étudié (surface mouillée). Le paramètre F_{ε_D} pilote l'érosion provoquée par la vitesse normale des particules et influence ainsi l'épaisseur globale de la couche de glace accrétée. Il est possible de déterminer la valeur de ces paramètres permettant de reproduire la forme de glace expérimentale de l'essai R17 (voir section suivante).

Cette calibration donne :

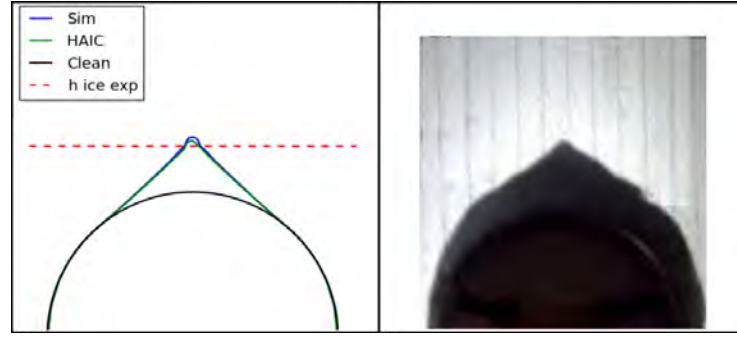
$$\begin{aligned} C &= 0.3 \\ F_{\varepsilon_D} &= 1.53 \times 10^5 \end{aligned} \tag{3.36}$$

3.2.5. Comparaisons préliminaires

Le développement et l'adaptation d'un modèle d'érosion de type Finnie & Bitter dans le contexte du givrage en condition cristaux, ainsi que les premiers résultats de simulations décrits ci-dessous ont fait l'objet d'un article pour le journal SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility [27]. Les figures 3.9a et 3.9b présentent respectivement les résultats de simulation des essais R17 et R233 de la série 1 et 2 des expériences de Currie *et al.* [37]. L'essai R17 sert pour la calibration des paramètres empiriques du modèle d'érosion alors que l'essai R233 est utilisé à des fins de validation. Ces deux cas présentent un faible taux de fonte des cristaux afin de limiter la présence d'eau liquide. L'essai R233 possède le même mode opératoire que l'essai R17 mais présente un nombre de Mach de l'écoulement plus élevé (voir le tableau 3.2). Ceci permet d'effectuer un premier calcul de validation pertinent, l'énergie cinétique des particules étant le paramètre prépondérant du phénomène d'érosion. Les formes de glace issues des simulations effectuées avec le modèle d'érosion de Finnie et Bitter sont représentées en bleu et confrontées aux formes de glace simulées avec le modèle HAIC (courbes vertes), ainsi qu'aux épaisseurs de glace mesurées expérimentalement au point d'arrêt et représentées en pointillés rouges. Les figures 3.9a et 3.9b présentent également les formes de glace obtenues expérimentalement. À des fins de comparaison et d'analyse, l'expression du taux d'érosion proposée par Trontin *et al.* [148, 147] est rappelée ci-dessous :

$$\eta_{er} = E \left(\frac{v_t}{v_0} \right)^2 \left(\frac{\alpha_{l0}}{\alpha_{l0} - \min(\alpha_l, \alpha_{l0})} \right) (1 + (l_0 \kappa)^2)$$

Où v_t désigne la vitesse tangentielle de la particule à l'impact, α_l la fraction d'eau liquide contenue dans la glace et κ la courbure locale. E , v_0 , α_{l0} et l_0 dénotent des paramètres empiriques calibrés à partir de la série 1 des expériences de Currie *et al.* [37]. Les paramètres du modèle de Finnie et Bitter ont l'avantage d'avoir un sens plus physique. De plus, certains de ces paramètres ont fait l'objet d'études de sensibilité (voir les paragraphes précédents). Pour les deux modèles, les simulations donnent des résultats cohérents avec les observations expérimentales. L'accord du modèle de Trontin *et al.* [148, 147] avec l'expérience est peu surprenant puisqu'il a été calibré sur cette série d'essais. Le modèle de Finnie et Bitter prédit lui aussi correctement l'évolution de la forme de glace lorsque le nombre de Mach augmente. Ce comportement souligne la forte dépendance du phénomène d'érosion à la vitesse, avec une dépendance au carré de cette dernière dans les deux modèles. De plus, alors que seule la vitesse tangentielle est considérée dans le modèle HAIC, le modèle de Finnie et Bitter prend également en compte la vitesse normale des particules, ce qui lui permet de prédire une forme arrondie au point d'arrêt sans nécessité de recourir à un terme de correction dépendant de la courbure locale. La figure 3.10 détaille la contribution des mécanismes d'érosion par déformation plastique et coupage au taux d'érosion total dans le modèle de Finnie et Bitter. Les taux d'érosions sont tracés en fonction de l'abscisse curviligne du profil dit *crowned cylinder* utilisé pour l'essai R17. L'abscisse $s = 0$ correspond au point d'arrêt, pour lequel les angles d'impacts sont quasi-normaux. On remarque que l'érosion par coupage est négligeable au point d'arrêt (vitesse tangentielle des particules impactantes nulle), et que cette tendance s'inverse lorsque l'on s'éloigne du point d'arrêt (diminution de la composante normale de vitesse des particules impactantes).


 (a) Simulations de l'essai R17 de la série 1 de Currie *et al.* [37]

 (b) Simulations de l'essai R233 de la série 2 de Currie *et al.* [37]

 FIGURE 3.9. – Comparaison entre les résultats de simulations des essais R17 (a) et R233 (b) réalisées avec le modèle d'érosion empirique de Trontin *et al.* [148, 147] (courbes vertes) et le modèle d'érosion semi-empirique de Finnie et Bitter (courbes bleues). Les hauteurs de glace expérimentales sont tracées en pointillés rouges

<i>Run</i>	<i>M</i>	<i>MVD</i>	<i>TWC</i>	<i>LWC/TWC</i>	T_t	P_t
R17	0.25	57	6.0	0.060	288.15	34.5
R233	0.40	57	6.0	0.086	288.15	34.5

 TABLE 3.2. – Conditions d'essai des essais R17 et R233 réalisés au banc RATFac par Currie *et al.* [37] (voir section 1.2.1)

Afin de pouvoir tirer des conclusions plus générales quant à la comparaison des deux modèles, les essais des séries 1, 2 et 5 ont été simulés numériquement. L'analyse de ces simulations permet notamment de caractériser l'influence du taux de fonte des cristaux ainsi que de leur taille sur le taux d'érosion :

- Le modèle Finnie et Bitter fournit de bons résultats pour les cas à faible taux de fonte des cristaux, mais les formes de glace simulées ne correspondent pas aux mesures expérimentales lorsque la quantité d'eau liquide augmente. Ce constat est peu surprenant puisque la présence d'eau liquide en paroi n'est pas considérée dans le modèle d'érosion de Finnie et Bitter. Il s'avère que la présence d'eau liquide influence de façon significative le taux d'érosion. Elle doit donc être explicitement prise en compte afin de pouvoir correctement prédire les cas expérimentaux présentant un fort taux de fonte des cristaux.
- Contrairement à ce que l'on observe expérimentalement, (voir section 1.13), les simulations de l'essai R754 de la série 5 prédisent une absence totale d'accrétion pour les deux modèles d'érosion considérés. La distribution en taille des particules utilisée pour l'essai R754 présente un *MVD* de 28 μm , soit plus de deux fois plus faible que pour les séries 1 et 2. Or, les deux modèles d'érosion considérés ne dépendent pas directement du diamètre des particules, mais seulement du débit impactant. Les modèles d'érosion de Finnie et Bitter et de HAIC ayant été calibrés pour la distribution de particules des séries 1 et 2 ayant un *MVD* de 57 μm cela explique probablement la surestimation du débit d'érosion prédite par les deux modèles pour l'essai R754. En effet, plusieurs études expérimentales indiquent que pour un

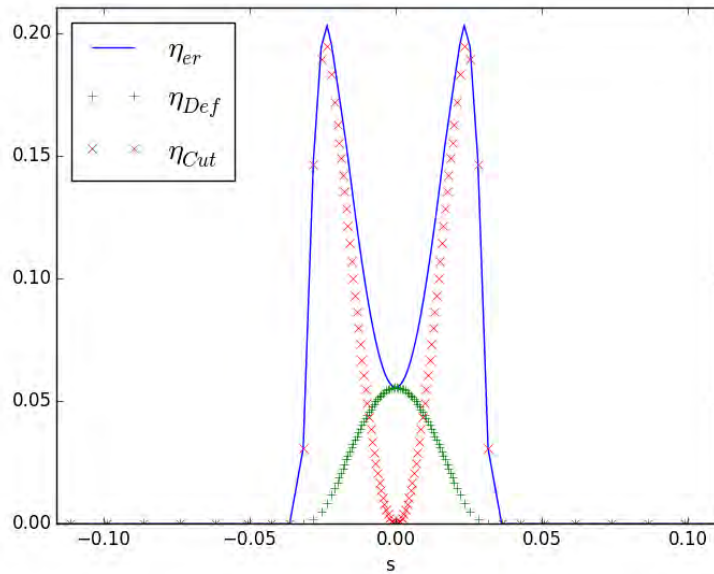


FIGURE 3.10. – Taux d'érosion (courbe bleue) simulé le long de l'abscisse curviligne du profil *crowned cylinder* (point d'arrêt à $s = 0$), contribution de l'usure par déformation plastique (croix vertes) et de l'action de coupage des particules (croix rouges)

même débit de particules impactantes, la quantité de matière érodée augmente avec la taille des particules, avec parfois l'observation d'un plateau pour les grands diamètres [36, 84, 83].

Ainsi, la prise en compte explicite de la taille des particules et de la quantité d'eau liquide contenue dans la couche de glace semblent être deux pistes d'amélioration pertinentes pour la modélisation de l'érosion. A contrario, les deux modèles semblent fournir des résultats satisfaisants pour les faibles taux de fusion (figure 3.9).

3.3. Amélioration du modèle d'érosion semi-empirique de Finnie et Bitter dans le contexte du givrage en condition cristaux

Afin de pouvoir simuler l'ensemble des séries d'expériences réalisées par Currie *et al.* [37, 35], on se propose maintenant de revoir certaines hypothèses du modèle de Finnie et Bitter pour les adapter au contexte du givrage en condition cristaux. On rappelle ici les hypothèses utilisées :

1. Les particules impactantes sont sphériques.
2. L'énergie dissipée dans la particule est négligeable (pas de déformation ou de fragmentation de la particule).
3. La vitesse d'impact est suffisamment faible pour négliger l'énergie dissipée sous forme de chaleur.
4. La condition d'amorce plastique doit être vérifiée pour que les phénomènes d'érosion par déformation plastique et par coupage aient lieu ($v_n > v_{el}$).
5. La profondeur de l'indentation est petite devant le diamètre de la particule.
6. Le rapport K des aires de contact projetés suivant x et y est constant tout au long de l'impact.
7. Le volume érodé par l'usure par déformation plastique de la surface correspond au volume du cratère formé.
8. Le volume érodé par l'action de coupage de la particule correspond au volume balayé par la particule durant son trajet au contact de la paroi. L'action de coupage prend fin selon deux

scénarios : lorsque la particule stoppe son mouvement tangentiel, toute l'énergie cinétique étant transmise à l'action de coupage ; ou lorsqu'elle quitte la surface avec une vitesse tangentielle non nulle.

Les hypothèses 3, 4, 5, 7 et 8 conviennent dans le cadre de l'impact de cristaux sur une couche de glace. Le modèle est construit avec l'hypothèse de particules sphériques (hypothèse 1), mais le cas de particules non sphériques, comme celles que l'on peut trouver en haute altitude, est pris en compte par l'introduction du facteur de forme F_s . Cependant, l'hypothèse 2 n'est pas vérifiée dans le contexte du givrage en condition cristaux, la plupart des impacts conduisant à la fragmentation des cristaux impactants. En effet, alors que le modèle de Finnie et Bitter se place dans un cadre d'érosion où les particules sont nettement plus dures que le substrat, cristaux et couche de glace sont constitués du même matériau. Dans le modèle de Trontin *et al.* [148, 147], la classification des régimes d'impact est basée sur le paramètre \mathcal{L} [154], défini comme le rapport entre l'énergie cinétique de la particule à l'impact et l'énergie de surface (voir l'équation 1.28 et la section 1.3.2). Les valeurs seuil \mathcal{L} séparant les régimes d'impact ont été déterminées par Hauk *et al.* [68] pour l'impact de particules de glace sur une paroi solide (surface d'alluminium). Les valeurs de \mathcal{L} inférieures à 0.5 correspondent à un impact quasi-élastique sans déformation de la particule, les valeurs comprises entre 0.5 et 90 correspondent à un impact inélastique avec fissuration mineure de la particule, et les valeurs supérieures à 90 correspondent aux impacts inélastiques avec fragmentation majeure de la particule. Compte-tenu des vitesses caractéristiques des particules dans les moteurs, i.e. 80 m/s et plus, la grande majorité des impacts conduisent à une fragmentation majeure de la particule impactante, même lorsque celle-ci est de faible diamètre. La figure 3.11 présente les valeurs du paramètre \mathcal{L} en fonction de la vitesse et du diamètre des particules. Les zones colorées représentent les trois régimes d'impacts décrits ci-dessus. Les points correspondent aux valeurs de \mathcal{L} calculées pour les expériences de Currie *et al.* [37, 35]. Tous se situent largement dans la zone d'impacts conduisant à une fragmentation majeure. Aussi, l'hypothèse 2 ci-dessus n'est pas valide dans le présent contexte : l'énergie dissipée par la particule lors de l'impact n'est pas négligeable et doit être prise en compte dans le calcul du volume de matière érodé.

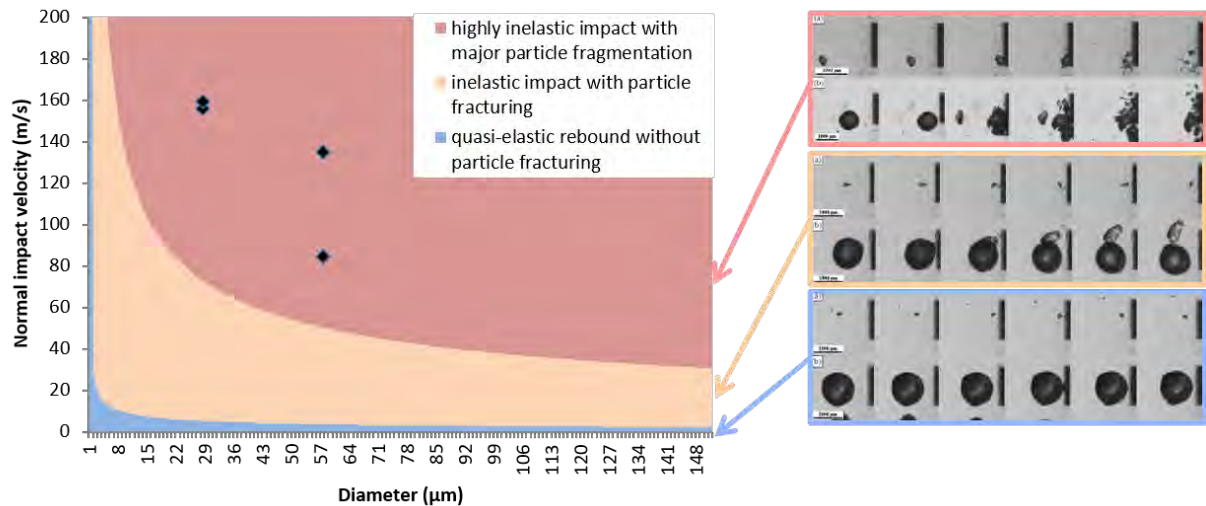


FIGURE 3.11. – A gauche : Régimes d'impacts définis par le paramètre \mathcal{L} en fonction de la vitesse normale et du diamètre des particules, impact élastique pour $\mathcal{L} \leq 0.5$ (zone bleue), impact inélastique avec fissuration mineure pour $0.5 < \mathcal{L} \leq 90$ (zone orange) et impact inélastique avec fragmentation majeure pour $\mathcal{L} > 90$ (zone rouge), représentation des séries d'expérimentations de Currie *et al.* [37, 35] par les points noirs - A droite : expérimentations de Hauk *et al.* [68] permettant de définir les régimes d'impacts

L'hypothèse 6 d'un rapport des aires de contact K constant est une hypothèse simplificatrice

permettant une résolution simple des équations du bilan de la quantité de mouvement de la particule. Cette hypothèse est cependant peu représentative et la section 3.3.3 met en œuvre la résolution des équations de mouvements de la particule sans considérer le paramètre K comme constant. Ce paramètre permet notamment de déterminer le régime d'angle d'impact (rasant ou quasi-normal) dans le calcul du volume érodé par coupage, ce qui influence la forme de glace en aval du point d'arrêt. La réécriture de l'équation du volume érodé par coupage étendue aux valeurs non constantes de K permet de modéliser une plus grande variété de forme de glace. Il est alors possible de retrouver les formes de glace ayant une double pente d'accrétion, avec une base cylindrique surmontée d'une pointe conique obtenue pour les séries 4 et 5 des expériences de Currie *et al.* [37, 35] (voir section 1.2.1.4 et 1.2.1.5), pour lesquelles l'initiation de l'accrétion s'observe également en aval du point d'arrêt. Enfin, le modèle de Finnie et Bitter concerne l'impact de particules solides sur une paroi solide. Dans le contexte du givrage en condition cristaux, l'eau liquide joue un rôle primordial et peut être présente en grande quantité sur la surface impactée, qui devient de fait un milieu poreux. Ainsi, la structure de la glace accrétée varie selon sa teneur en eau liquide. L'influence de la teneur en eau liquide sur le débit d'érosion est abordée section 3.3.2.

3.3.1. Énergie dissipée par la fragmentation de la particule

La fragmentation de la particule à l'impact dissipe une partie de son énergie cinétique initiale. La fragmentation majeure de la particule survient même pour des particules relativement petites et à vitesse faible ($d = 40 \mu m$, $v = 80 m/s$, voir figure 3.11) et ce terme puits d'énergie doit être pris en compte dans le calcul du volume de glace érodé. Plus l'énergie dissipée par la fragmentation de la particule Q_f est élevée, moins la couche de glace est érodée. Afin de prendre cet effet en compte, on introduit une vitesse "réduite" de la particule notée v_r . Elle représente la vitesse résiduelle de la particule lorsque l'énergie dissipée par sa fragmentation est déduite de son énergie cinétique initiale. La vitesse v_r est ainsi définie comme :

$$v_r = v(1 - \varepsilon_f)^{0.5} \quad (3.37)$$

Où ε_f est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la particule par fragmentation :

$$\varepsilon_f = \frac{Q_f}{Q_c} \quad (3.38)$$

Ainsi, l'énergie dissipée par fragmentation de la particule peut être prise en compte dans la modélisation de Finnie et Bitter en remplaçant la vitesse des particules impactantes par la vitesse réduite v_r . À noter que l'ajout de l'énergie Q_f au bilan d'énergie décrit par l'équation 3.1 conduit à la même expression du volume érodé par déformation plastique.

La première idée pour déterminer l'énergie dissipée par la fragmentation de la particule, est de définir Q_f à partir du nombre adimensionné \mathcal{L} . En effet, \mathcal{L} est le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie surfacique de cohésion de la particule, (voir l'équation 1.28). On obtiendrait ainsi : $Q_f \propto e_{\sigma_0} d^2$. Cependant, cette expression de Q_f prédit une dépendance trop faible au diamètre des particules qui n'est pas en accord avec la tendance observée expérimentalement entre les séries 1 et 2 (MVD=28 μm) et séries 4 et 5 (MVD=57 μm).

Afin d'estimer l'énergie dissipée au cours de la fragmentation d'une particule de glace, nous avons choisi d'utiliser le cadre de modélisation défini par Grady [59, 57, 58] au cours de ses travaux sur la fracturation. Grady suppose que la présence de défauts en quantité variable au sein d'un volume invalide l'hypothèse d'un comportement mécanique homogène de ce dernier. Il développe alors une approche permettant de prendre en compte la présence de défauts sans les modéliser explicitement. Ceci lui permet de caractériser la distribution en taille des fragments générés ainsi que l'énergie dissipée au cours du processus de fragmentation. Le modèle de Grady caractérise la fracture d'un volume de matière résultant de l'activation de défauts et de micro fissures en son sein sous l'effet d'une contrainte en traction. Lors de la fragmentation d'une particule de glace par impact normal sur une paroi solide, la particule est soumise à un effort de

compression suivant l'axe orthogonal à la paroi et à un effort de traction dans le plan parallèle à la paroi, qui participe à l'éclatement de la particule. La modélisation proposée par Grady distingue le processus de rupture selon la nature du chargement s'appliquant à la particule. Pour un chargement statique, l'hypothèse du "lien le plus faible" est utilisée. Elle permet de considérer que l'activation du premier défaut suffit à lui seul à entraîner la rupture de la structure. Plus le volume de l'échantillon est élevé, plus il est probable de rencontrer un "gros" défaut pouvant initier une telle rupture sous faible contrainte. Cependant, dans le contexte de cette thèse, le temps caractéristique de l'impact, la vitesse et la taille des particules suggèrent une évolution dynamique du chargement. Dans ce contexte, l'activation d'une fissure unique n'est pas suffisante pour relâcher l'ensemble des contraintes internes du volume résultant de sa compression. Ainsi, plusieurs défauts sont activés au cours du processus de fragmentation. Le modèle proposé par Grady [59] pour la fragmentation dynamique d'un volume de matière fragile décrit l'interaction entre la répartition des défauts au sein de ce volume et le taux de chargement. Afin de modéliser ce couplage, Grady introduit un paramètre scalaire D ($0 \leq D \leq 1$) représentant la portion de volume endommagée. $D = 1$ correspond alors à un état de destruction complet du volume, et donc à la relaxation du chargement, et $D = 0$ correspond à un état intact. Grady en déduit qu'un volume endommagé soumis à un chargement en tension subit une déformation déterminée par un module d'Young réduit défini comme :

$$E_r = E(1 - D) \quad (3.39)$$

Grady utilise une distribution de Weibull pour décrire la répartition des défauts. Le nombre de défauts n qui peuvent s'activer et propager une fissure pour une déformation ε provoquée par une contrainte en tension donnée, s'écrit alors :

$$n = k\varepsilon^m \quad (3.40)$$

Où m et k sont les paramètres de Weibull. Lorsque la contrainte augmente, de nouveaux défauts peuvent être activés :

$$\delta n = n'(\varepsilon)\delta\varepsilon \quad (3.41)$$

Cependant, l'endommagement relaxe dans le même temps une partie du volume de toutes contraintes. Aussi le nombre de défaut qui vont s'activer est donné en réalité par :

$$\delta N = \delta n(1 - D) \quad (3.42)$$

Et le taux d'activation des défauts est donc :

$$\dot{N} = n'(\varepsilon)\dot{\varepsilon}(1 - D) \quad (3.43)$$

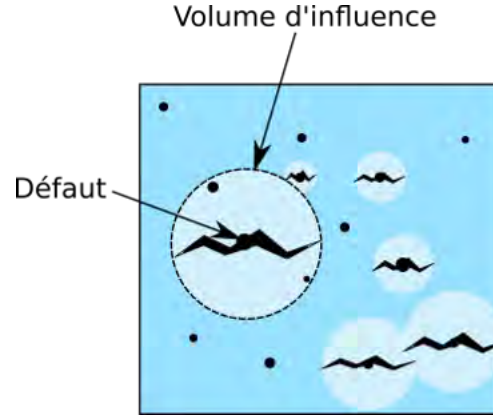
La figure 3.12 schématise le processus d'activation des défauts du volume étudié. Pour une fissure ayant une longueur r , Grady considère que la zone endommagée correspondante est une région sphérique de volume $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ pour laquelle les contraintes sont relâchées par les frontières libres de la fissure. L'endommagement total au temps t est la superposition des zones sphériques endommagées par l'activation des défauts au temps passé τ :

$$D = \int_0^t \dot{N}(\tau)V(t - \tau)d\tau \quad (3.44)$$

Grady suppose que la propagation de la fissure atteint rapidement une vitesse constante C_g . L'expansion de la zone d'endommagement d'un défaut activé s'obtient donc comme :

$$V(t - \tau) = \frac{4}{3}\pi C_g^3(t - \tau)^3 \quad (3.45)$$

Dans le cadre de notre étude, C_g sera prise comme la vitesse du son dans le matériau non endommagé :


 FIGURE 3.12. – Schéma de la zone d'influence des défauts activés - Adaptée de Denoual *et al.* [40]

$$C_g = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad (3.46)$$

L'équation 3.44 peut alors s'écrire :

$$D = \frac{4}{3}\pi C_g^3 \int_0^t n'(\varepsilon) \dot{\varepsilon} (1-D)(t-\tau)^3 d\tau \quad (3.47)$$

Pour une vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_0$ constante, $\varepsilon(t) = \dot{\varepsilon}_0 t$ et $n'(\varepsilon) = km t^{m-1} \dot{\varepsilon}_0^m$. L'endommagement D est donc donné par :

$$D = \frac{4}{3}\pi km C_g^3 \dot{\varepsilon}_0^m \int_0^t \tau^{m-1} (1-D(\tau))(t-\tau)^3 d\tau \quad (3.48)$$

Grady propose ensuite une solution sous forme de série, dont le premier terme est solution de l'équation 3.48 pour $D(\tau) = 0$. La solution est de la forme :

$$D(t) = d_1(1 - d_2(1 - d_3(1 - d_4(1 - \dots)))) \quad (3.49)$$

avec :

$$d_j = \frac{8\pi km C_g^3 \dot{\varepsilon}_0^m t^{m+3}}{(j(m+3) - 3)(j(m+3) - 2)(j(m+3) - 1)(j(m+3))} \quad (3.50)$$

D'après Grady, la contribution des termes d'ordre supérieur ou égal à 2 est d'environ 5%, même lorsque l'endommagement approche la valeur de 1. Aussi, seul le premier terme est utilisé, et D s'écrit finalement :

$$D(t) = \alpha \dot{\varepsilon}_0^m t^{m+3} \quad (3.51)$$

Où α est une constante fonction des paramètres matériaux k , m et C_g :

$$\alpha = \frac{8\pi k C_g^3}{(m+1)(m+2)(m+3)} \quad (3.52)$$

La fragmentation du volume de matière survient au temps t_f pour lequel le volume est entièrement endommagé, i.e. $D(t_f) = 1$. L'équation 3.51 donne :

$$t_f = \alpha^{-1/(m+3)} \dot{\varepsilon}_0^{-1/(m+3)} \quad (3.53)$$

Pour obtenir la taille des fragments ré-émis au temps t_f , Grady [59] propose de relier la taille des fragments à la taille des fissures qui se sont propagées au cours de la fragmentation. L'expression de la distribution en volume de la taille des fragments est construite à partir de l'expression de

la distribution en volume de la taille des fissures au temps t_f . Le détail des expressions est fourni par Grady [59]. Enfin, pour une vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_0$ constante, l'énergie volumique dissipée par la propagation des fissures est égale à la somme de l'énergie élastique emmagasinée dans la particule avant son éclatement, d'où :

$$\varphi_f = \int_0^{\varepsilon_f} \sigma d\varepsilon = \int_0^{t_f} E(1-D)\varepsilon\dot{\varepsilon}_0 dt = \int_0^{t_f} E(1-D)\dot{\varepsilon}_0^2 t dt \quad (3.54)$$

En s'aidant de l'équation 3.51, cette expression s'intègre comme suit :

$$\varphi_f = E \frac{m+3}{2(m+5)} \alpha^{-2/(m+3)} \dot{\varepsilon}_0^{6/(m+3)} \quad (3.55)$$

L'énergie volumique dissipée par la fragmentation de la particule augmente avec la vitesse de déformation. En effet, plus la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ est élevée, plus le taux d'activation de défauts \dot{N} est grand, ce qui augmente le nombre de surfaces créées au sein du volume avant sa fracture complète. L'énergie dissipée augmente en conséquence. En supposant un taux de déformation de la forme $\dot{\varepsilon} \propto v/d$, ce dernier diminue lorsque le diamètre de la particule augmente à vitesse d'impact fixée. Ainsi, l'endommagement de la particule atteint sa valeur maximale avec moins de défauts activés par unité de volume. L'énergie dissipée par unité de volume diminue donc avec l'augmentation de la taille de la particule. Il en résulte que le pouvoir érosif des particules augmente avec leur taille, en accord avec les observations expérimentales de la littérature. La taille des particules varie entre les séries 1, 2 et les séries 4, 5 des expérimentations de Currie *et al.* [37, 35], mais le nombre de Mach de l'écoulement ainsi que la forme du profil étudié changent également (voir section 1.2.1). Ainsi, il n'est pas certain que l'augmentation du débit de glace accrétée puisse uniquement être attribué à la diminution de la taille moyenne des particules. D'autres études montrent que la sévérité de l'accrétion augmente lorsque la taille des particules diminue avec des conditions d'essais en outre identiques, comme celle de Knezevici *et al.* [84] présentée figure 3.13.

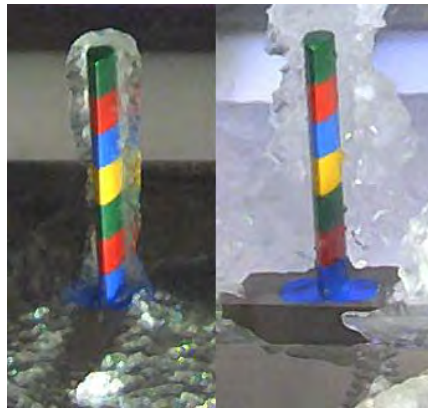


FIGURE 3.13. – Accrétion de glace au banc RATFac du NRC obtenue pour deux tailles moyennes de particules : petite (à droite) et grande (à gauche), les conditions d'essais étant identiques par ailleurs - Adaptée de Knezevici *et al.* [84]

Une difficulté majeure de l'approche de Grady est qu'elle nécessite de déterminer le taux de déformation $\dot{\varepsilon}_0$. Plusieurs expressions de ce paramètre ont été proposées dans la littérature. Une première expression de $\dot{\varepsilon}_0$ proposée ici considère un taux de déformation linéaire, avec une vitesse nulle à l'interface paroi/particule, et égale à la vitesse initiale de la particule à l'impact v sur sa partie haute. L'expression de $\dot{\varepsilon}_0$ est alors simplement donnée par :

$$\dot{\varepsilon}_0^{lin} \sim \frac{v}{d} \quad (3.56)$$

Cette expression n'est valide que si le temps caractéristique de la fragmentation de la particule est suffisamment petit pour qu'une vitesse de déformation construite à partir de la vitesse de

la particule au premier moment de l'impact soit représentative de l'ensemble du processus. Une seconde expression est issue des observations de Tippmann *et al.* [142] sur la caractérisation d'impacts de sphères de glace en utilisant une caméra d'imagerie à haute vitesse (voir figure 3.14). Les projectiles de glace sont d'une taille très grande (> 50 mm) devant les cristaux que l'on peut rencontrer dans la haute atmosphère, et sont obtenus par changement de phase. Néanmoins, les auteurs reproduisent la déformation de la particule dans les premiers instants de l'impact par des simulations numériques. Ils définissent alors deux phases distinctes :

- Une première phase dominée par une réponse élastique de la particule, dans laquelle des fissures commencent à apparaître.
- Une seconde phase de fragmentation de la particule.

En supposant que le temps caractéristique de fragmentation de la particule est suffisamment grand pour que la particule subisse une déformation élastique significative avant sa désintégration, une expression du taux de déformation $\dot{\epsilon}_0$ basée sur le temps caractéristique de la déformation élastique issue de la théorie de Hertz [69, 85] τ_{el} peut être obtenue :

$$\dot{\epsilon}_0^{el} \sim \frac{1}{\tau_{el}} \sim \frac{v^{1/5}}{d} \quad (3.57)$$

Cependant, dans le cadre de notre étude les particules impactent avec des vitesses de l'ordre de 100 m/s, et la déformation élastique de la particule semble négligeable devant la déformation plastique conduisant à la fragmentation de la particule.

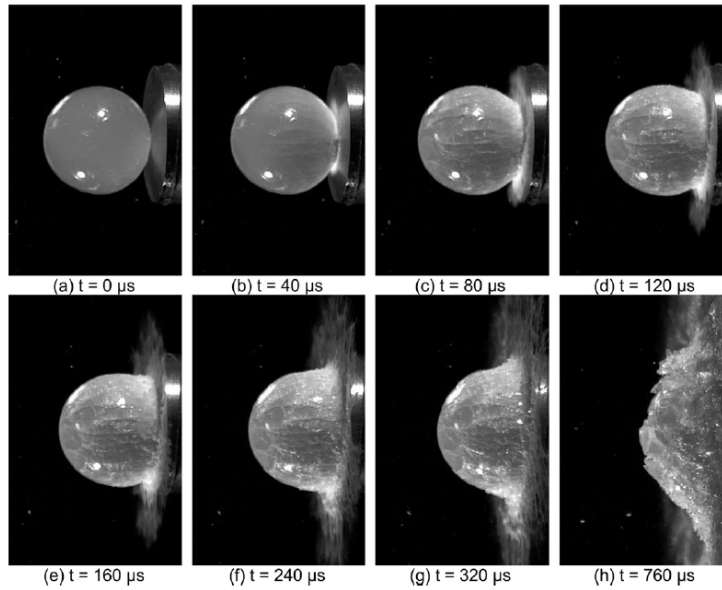


FIGURE 3.14. – Imagerie à haute vitesse de l'impact d'une sphère de glace de 61 mm de diamètre sur une paroi solide avec une vitesse de 61.8 m/s - D'après Tippmann *et al.* [142]

Une troisième expression de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_0$ est donnée par Roisman *et al.* [126] dans une étude théorique de l'impact d'une particule de glace sur une paroi solide. Lors de l'impact, Roisman *et al.* considèrent la particule de glace comme un matériau semi-fragile et distinguent plusieurs zones au cours de l'impact : une région où la particule est broyée à l'interface avec la paroi, une zone de fragmentation fine et une zone de propagation de fissures où de gros fragments peuvent être créés (voir figure 3.15).

Roisman *et al.* [126] dérivent une équation différentielle ordinaire du déplacement du centre de gravité de la particule basée sur l'évolution de la quantité de mouvement normale à la paroi. Ils considèrent que la zone la plus éloignée de la paroi se déplace comme un corps solide à la vitesse initiale d'impact et délimitent cette région par une sphère tronquée. En supposant que la pression s'exerçant dans la zone de contact entre la particule et la paroi est égale à la limite de rupture en compression Y , Roisman *et al.* [126] établissent l'expression suivante pour la vitesse

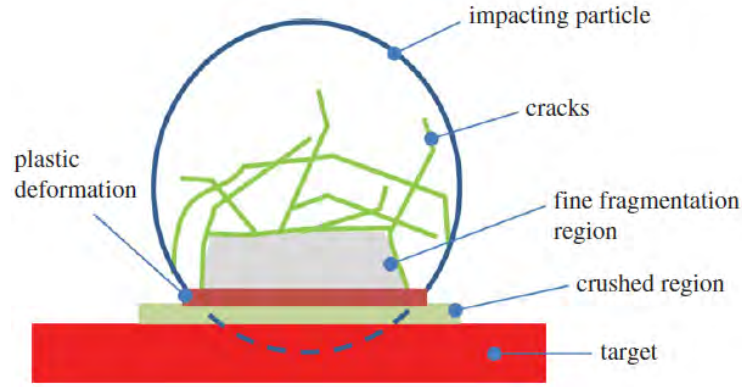


FIGURE 3.15. – Schéma de la fragmentation d'une particule de glace alors constituée d'une zone broyée (crushed region), d'une zone de fragmentation fine (fine fragmentation region), et d'une zone de propagation de fissures. D'après Roisman *et al.* [126]

de déformation de la particule :

$$\dot{\varepsilon}_0^{def} \sim \frac{v^2}{r\rho^{1/2}Y^{1/2}} \quad (3.58)$$

Avec :

$$Y = Y_{stat} \exp\left(\frac{0.9v}{v_c}\right) \quad (3.59)$$

Où $Y_{stat} = 5.2 \text{ MPa}$ est la limite en rupture statique et $v_c = \sqrt{Y_{stat}/\rho} = 75.2 \text{ m/s}$. La valeur de Y_{stat} est issue des travaux de Tippmann *et al.* [142]. Cependant, cette expression introduit de nouvelles constantes empiriques. Il est difficile de déterminer le mode de fragmentation des particules de glace et cela reste une question ouverte. Aussi, les trois expressions décrites ci-dessus ont été testées pour les simulations de cette thèse. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec l'expression de $\dot{\varepsilon}_0$ décrite par l'équation 3.56 en faisant l'hypothèse que le profil de la vitesse de déformation de la particule est linéaire : $\dot{\varepsilon}_0 \propto v/d$. Nous retenons donc cette expression pour nos études.

Finalement, l'énergie dissipée par la fragmentation de la particule s'obtient directement de l'expression de φ_f :

$$Q_f = \varphi_f \frac{1}{6} \pi d^3 \quad (3.60)$$

Et le taux de dissipation de l'énergie cinétique par la fragmentation de la particule s'écrit :

$$\begin{aligned} \varepsilon_f &= \frac{Q_f}{Q_c} = \frac{E \frac{m+3}{2(m+5)} \alpha^{-2/(m+3)} \dot{\varepsilon}_0^{6/(m+3)}}{\frac{1}{2} \rho_p v^2} \\ &= \frac{E}{\rho_p} \frac{m+3}{m+5} \alpha^{-2/(m+3)} v^{-2m/(m+3)} d^{-6/(m+3)} \end{aligned} \quad (3.61)$$

Le paramètre de weibull m est supérieur à 0. Ainsi, lorsque d augmente, le taux ε_f diminue et la vitesse réduite $v_r = v(1 - \varepsilon_f)^{0.5}$ croît. En conséquence, le débit massique de glace érodée augmente avec la taille des particules. Cette tendance est cohérente avec les observations expérimentales. Ainsi, la prise en compte de l'énergie dissipée par la fragmentation de la particule dans le modèle d'érosion est un moyen permettant d'exprimer l'influence du diamètre des particules sur la sévérité de l'accrétion de glace. Les paramètres de Weibull k et m sont calibrés à l'aide des données expérimentales de Currie *et al.* [37, 35] dans le chapitre 4.

3.3.2. Influence de la teneur en eau liquide de la couche de glace

Les séries 1 et 2 des expériences de Currie *et al.* [37] quantifient l'influence du taux de fusion des cristaux sur l'accrétion. Currie *et al.* constatent une diminution de la sévérité de l'accrétion lorsque le taux de fusion de cristaux est élevé (voir partie 1.2.1). Les débits d'érosion prédits par les simulations des essais des séries 1 et 2 sous-estiment fortement l'accrétion aux grands taux de fusion des cristaux. L'accrétion de glace en condition givrante cristaux survient généralement en environnement moteur chaud et c'est le mode opératoire des séries d'expérimentations réalisées au NRC avec $T_t = 15^\circ C$. La couche de glace accrétée est alors composée d'un mélange solide/liquide à la température de fusion de la glace, i.e. $0^\circ C$.

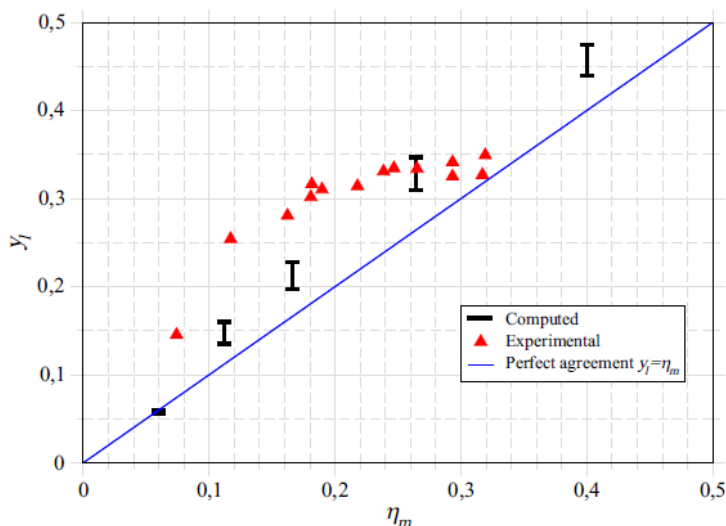


FIGURE 3.16. – Comparaison entre la fraction massique d'eau liquide présente à la paroi calculée par le modèle IGLOO2D (barres verticales noires) et mesurée expérimentalement (triangle rouge) - D'après Trontin *et al.* [149]

Les visualisations expérimentales suggèrent que la quantité d'eau liquide présente sur la paroi est importante. De plus, la fraction massique d'eau liquide en paroi est plus élevée que dans l'écoulement, comme le montre la figure 3.16 pour la série 1 des expériences de Currie *et al.* [37]. Pour des taux de fusion des cristaux impactants supérieurs à 0.15, la fraction massique d'eau liquide atteint rapidement des valeurs aux alentours de 0.3. La composition de la couche de glace est modélisée comme suit : la quantité d'eau liquide calculée par le bilan Messinger est captée au sein de la glace jusqu'à atteindre la saturation, l'excédant constituant le film d'eau ruisselant. Ainsi, le volume de glace est occupé par un mélange solide/liquide schématisé figure 3.17. Plus la fraction d'eau liquide α_l contenue au sein d'un volume de glace augmente, plus la structure de ce volume de glace est fragilisée. On peut lier α_l à la définition de la porosité de la glace qui est le rapport entre le volume non occupé par le solide sur le volume total. Les paramètres mécaniques de la glace évoluent alors en fonction de la teneur en eau liquide de la glace accrétée.

Une mesure de l'évolution du module d'Young de la banquise arctique en fonction de sa porosité est disponible dans la revue de la littérature de glaciologie de Schulson & Duval [130] et les travaux de Stanislav *et al.* [135]. Mojtaba [106] mesure l'évolution de certains paramètres matériaux de la glace tels que son module de Young ou sa limite d'élasticité en fonction de la porosité de l'échantillon étudié (voir la figure 3.18). Les résultats indiquent que la limite d'élasticité σ_{el} et le module d'Young E diminuent lorsque la porosité de la glace augmente, alors que son coefficient de Poisson ne semble pas varier. Cependant, il est important de remarquer que les échantillons de glace étudiés ne sont pas obtenus par accrétion de particules de glace. De plus, il s'agit d'échantillons poreux constitués d'un mélange d'air et de glace, contrairement au givrage en condition cristaux où on se trouve en présence d'un mélange d'eau liquide et solide. Aussi, faute de données expérimentales plus fournies, une loi simple pour l'évolution des paramètres structuraux

de la glace calibrée sur les expériences de Currie *et al.* [37] est proposée dans ce manuscrit. On introduit alors σ_{el,α_l} et E_{α_l} :

$$\begin{aligned} E_{\alpha_l} &= E \times f(\alpha_l) \\ \sigma_{el,\alpha_l} &= \sigma_{el} \times f(\alpha_l) \end{aligned} \quad (3.62)$$

Où $f(\alpha_l)$ est une fonction calibrée chapitre 4. En utilisant ces expressions, les volumes érodés augmentent lorsque la teneur en eau liquide de la glace α_l augmente, ce qui rejoint les observations expérimentales de Currie *et al.*

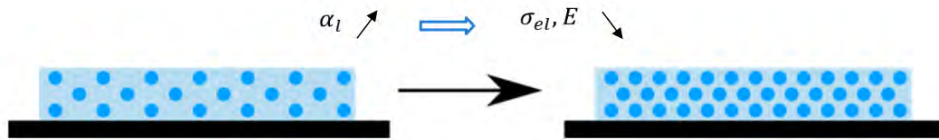


FIGURE 3.17. – Schéma de l'évolution de la structure de la glace avec l'augmentation de la teneur en eau liquide α_l

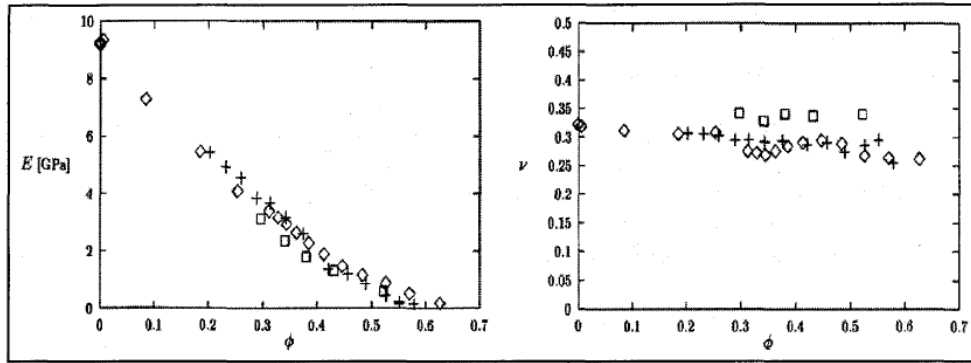


FIGURE 3.18. – Mesures de l'évolution du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν de la glace atmosphérique en fonction de sa porosité - D'après Mojtaba [106]

3.3.3. Prédiction de formes de glace en double pente

Finnie *et al.* [47] ou encore Arabnejad *et al.* [7] calculent le volume érodé par l'action de coupage d'une particule en supposant un rapport des aires de contact projetées constant : $K = \frac{A_y}{A_x} = cte$ (voir figure 3.19). Il est démontré par la suite que cette hypothèse est trop réductrice et qu'il est possible de s'en affranchir.

En se référant aux variables géométriques du problème définies figure 3.19, le théorème de Pythagore fournit :

$$R^2 = r^2 + (R - y)^2 \Leftrightarrow r^2 = 2Ry - y^2 \quad (3.63)$$

En considérant la hauteur d'indentation y faible devant le diamètre de la particule tout au long de l'impact, cette expression peut être simplifiée comme suit : $r^2 \simeq 2Ry$. Aussi :

$$A_y = \pi r^2 = 2\pi Ry \quad (3.64)$$

De plus, l'aire A_x peut être décrite de façon approchée comme l'aire de l'arc de disque délimité par les rayons HN et HM , à laquelle on retranche l'aire du triangle HNM , voire figure 3.19 :

$$A_x = \omega R^2 - (R - y)r \quad (3.65)$$

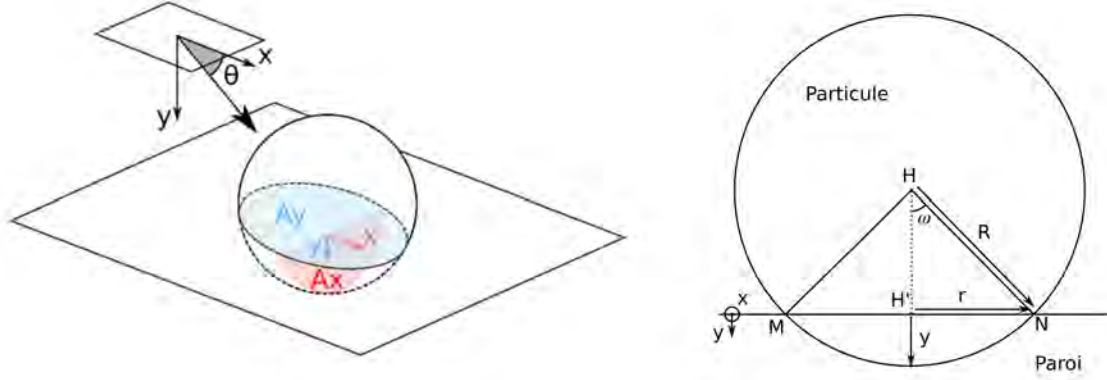


FIGURE 3.19. – Schéma des variables géométriques du problème

L'hypothèse d'une hauteur d'indentation y petite devant le diamètre de la particule revient à faire l'hypothèse d'un angle ω petit, soit : $\omega \simeq \sin(\omega) = \frac{r}{R}$. Ainsi :

$$A_x = ry = y^{3/2}\sqrt{2R} \quad (3.66)$$

Avec ces expressions des surfaces de contact A_x et A_y , le rapport K varie comme :

$$K = \frac{2\pi R}{\sqrt{2yR}} \quad (3.67)$$

L'hypothèse d'un paramètre K constant revient donc à faire l'hypothèse d'une profondeur y constante tout au long du déplacement de la particule. Or la profondeur d'indentation y dépend au moins des conditions de l'impact (vitesse et angle d'impact), et le calcul du volume érodé par coupage prend en compte sa variation de y au cours du temps. Le calcul du volume érodé par l'action de coupage de la particule décrit équation 3.17 peut ainsi être réécrit comme :

$$V_c = \int_0^{x_c} A_x dx = \int_0^{t_c} A_x x'(t) dt \quad (3.68)$$

En remplaçant $x'(t)$ par son expression issue de l'équation 3.18 de la quantité de mouvement de la particule, on obtient :

$$V_c = -\frac{m}{P} \int_0^{t_c} x''(t)x'(t) dt \quad (3.69)$$

Une intégration par partie permet de montrer que $\int_0^{t_c} x''(t)x'(t) dt = \frac{1}{2} [x'(t)^2]_0^{t_c}$. L'expression suivante est ainsi obtenue pour le volume V_c :

$$V_c = -\frac{m}{P} \frac{1}{2} [x'(t)^2]_0^{t_c} = \frac{m}{2P} (x'(0)^2 - x'(t_c)^2) \quad (3.70)$$

Si l'on reprend les deux scénarios décrits par Finnie *et al.* [47] pour caractériser la fin de l'action de coupage de la particule, on obtient les conditions aux limites suivantes : $x'(t_c) = 0$ dans le cas des angles quasi-normaux et $y(t_c) = 0$ dans le cas des angles rasants. Avec la condition initiale $x'(0) = v \cos(\theta)$, et en appliquant la condition finale $x'(t_c) = 0$, l'expression 3.26 obtenue section 3.2.2 pour les angles d'impact quasi-normaux est retrouvée :

$$V_{c,qn} = \frac{mv^2 \cos^2(\theta)}{2P}$$

Pour les impacts rasants, l'expression de $x'(t)$ doit être déterminée :

$$x'(t_c) = x'(0) + \int_0^{t_c} x''(t)dt = x'(0) - \frac{P}{m} \int_0^{t_c} A_x dt = x'(0) - \frac{P\sqrt{2R}}{m} \int_0^{t_c} y(t)^{3/2} dt \quad (3.71)$$

Où y est la solution de l'équation 3.18 : $y(t) = \frac{v \sin(\theta)}{\beta} \sin(\beta t)$, avec $\beta = \sqrt{\frac{2\pi RP}{m}}$. On obtient aussi :

$$x'(t_c) = v \cos(\theta) - \frac{P\sqrt{2R}}{m} \left(\frac{v \sin(\theta)}{\beta} \right)^{3/2} \int_0^{t_c} \sin^{3/2}(\beta t) dt \quad (3.72)$$

Pour le régime d'impact rasant, la particule quitte la paroi avec une vitesse tangentielle non nulle à la fin de son action de coupage. Le temps de coupage t_c peut alors être défini comme le premier instant non nul permettant de satisfaire la condition finale $y(t_c) = 0$: $t_c = \frac{\pi}{\beta}$. En procédant au changement de variable suivant : $\beta t = \tau$, on obtient donc au temps t_c : $\tau_c = \pi$. Enfin, $dt = \frac{d\tau}{\beta}$, donc :

$$x'(t_c) = v \cos(\theta) - \frac{P\sqrt{2R}}{m} \left(\frac{v \sin(\theta)}{\beta} \right)^{3/2} \int_0^{\tau_c} \frac{\sin^{3/2}(\tau)}{\beta} d\tau \quad (3.73)$$

La résolution numérique de l'intégrale $I = \int_0^{\tau_c} \sin^{3/2}(\tau) d\tau$ fournit $I \simeq 1.75$. L'expression du volume érodé par coupage dans le scénario des angles rasants est donc la suivante :

$$\begin{aligned} V_{c,r} &= \frac{m}{2P} \left(v^2 \cos^2(\theta) - \left(v \cos(\theta) - \frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi P^{1/4}} \right)^2 \right) \\ &= \frac{m}{2P} \left(\frac{2v^{5/2} \sin^{3/2}(\theta) \cos(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi P^{1/4}} - \frac{v^3 \sin^3(\theta) \rho^{1/2} I^2}{6^{1/2} \pi^2 P^{1/2}} \right) \end{aligned} \quad (3.74)$$

La vitesse $x'(t_c)$ exprimée équation 3.73 ne peut être négative. Aussi, l'angle limite θ_c séparant les régimes d'impact rasants et quasi-normaux est donné par la résolution de l'équation $v \cos(\theta_c) - \frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta_c) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi P^{1/4}} = 0$. Dans la pratique, lorsque le terme $\frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi P^{1/4}}$ est supérieur ou égal à $v \cos(\theta)$ alors toute l'énergie cinétique tangentielle disponible est transmise à la paroi : c'est le régime d'impact quasi-normal. Sinon, l'énergie cinétique restante participe à l'éjection de la particule (régime d'impact rasant). Finalement, en prenant en compte l'efficacité de coupage C , l'expression finale du volume érodé par l'action de coupage de la particule s'exprime :

$$V_c = C \frac{m}{2P} \left(v^2 \cos^2(\theta) - \max \left[0, v \cos(\theta) - \frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi P^{1/4}} \right]^2 \right) \quad (3.75)$$

L'expression 3.75 obtenue ci-dessus diffère de l'équation 3.28 établie pour un rapport des aires de contacts constants. Dans la nouvelle formulation de V_c , l'angle limite θ_c dépend de la vitesse de la particule et de sa densité, de l'angle d'impact, mais aussi de la pression d'impact qui est équivalente à la limite d'élasticité de la couche de glace. La figure 3.20 trace l'efficacité d'érosion d'une particule, qui correspond à une valeur normalisée du volume érodé, en fonction de son angle d'impact pour les deux formulations de V_c : en faisant l'hypothèse d'un paramètre géométrique K constant et variable. La valeur de K est fixée à 1 lorsqu'il est constant. Cette valeur, donnée par Arabnejad *et al.* [7] (voir section 3.2.4.4), est déjà utilisée pour obtenir les premiers résultats présentés section 3.2.5. Alors que le maximum de l'efficacité est atteint pour des angles très rasants en faisant l'hypothèse d'un K constant, il est atteint pour des angles plus grands avec la nouvelle du volume V_c proposée dans le cadre de cette thèse.

Ce résultat traduit le fait que pour les angles très rasants, la vitesse tangentielle finale de la particule est plus élevée avec la nouvelle formulation et le pouvoir érosif est en conséquence plus faible. Ce résultat est en accord avec les données expérimentales des séries 4 et 5 des expérimentations.

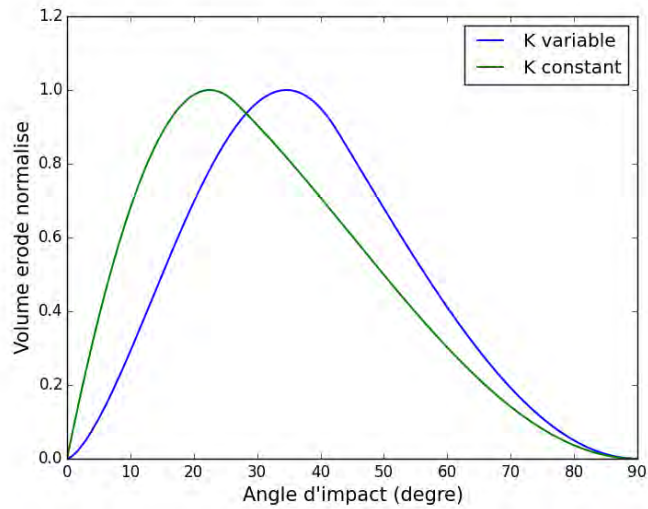


FIGURE 3.20. – Évolution du volume érodé par coupage normalisé en fonction de l'angle d'impact pour la formulation de V_c en faisant l'hypothèse d'un paramètre géométrique K constant (courbe verte) et variable (courbe bleue)

tations du NRC, pour lesquelles les formes de glace obtenues ont une double pente, dont quelques exemples sont présentés figure 3.21. Pour ces essais, l'initiation de l'accrétion se fait également en aval du point d'arrêt, i.e. dans une zone où l'angle d'impact est très rasant. Cette tendance est correctement reproduite par la nouvelle formulation de V_c .

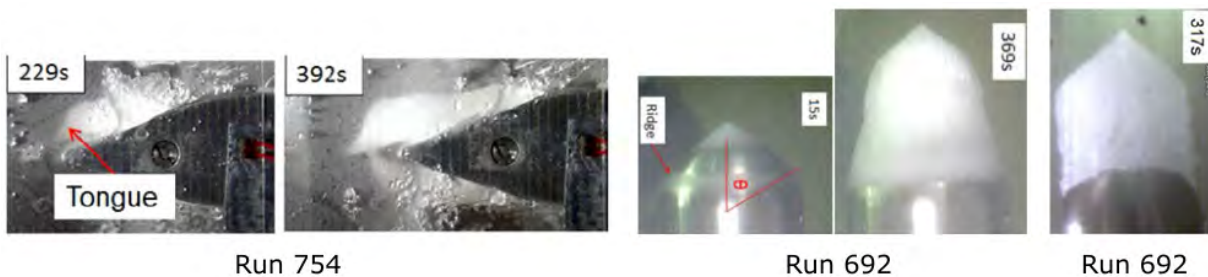


FIGURE 3.21. – Exemples de formes de glace en double pente obtenues lors des expérimentations du NRC - Adaptée de Currie *et al.* [35]

Bilan

Ce chapitre propose un modèle d'érosion amélioré pour les applications givrage en conditions cristaux, construit à partir des modèles semi-empiriques de Finnie et Bitter [46, 47, 17, 18]. La comparaison des premiers résultats de simulation des expériences de Currie *et al.* [37] avec le modèle d'érosion empirique issu du projet européen HAIC est encourageante et souligne les mêmes limitations évoquées à la fin du chapitre 1, à savoir la non prise en compte de l'influence du diamètre des cristaux impactants et de la teneur en eau liquide sur le débit massique de glace érodée. Afin de palier à ces limitations, les hypothèses sur lesquelles se base la construction du modèle de Finnie et Bitter ont été réexaminées dans le contexte du givrage en conditions cristaux.

L'énergie dissipée par la particule lors de l'impact est ainsi prise en compte via la théorie de la fissuration sous contrainte dynamique proposée par Grady [59, 57, 58]. En appliquant cette théorie, moyennant une hypothèse raisonnable sur le taux de déformation moyen de la particule, on trouve que le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la particule lié à sa fragmentation est d'autant plus grand que le diamètre des particules est petit. Il en résulte une efficacité d'érosion par unité de masse plus grande pour les grandes particules, en accord avec les observations expérimentales Currie *et al.* [37].

L'influence de l'eau liquide est quant-à elle prise en compte via la dépendance des paramètres mécaniques de la glace à sa teneur en eau liquide. Ainsi, plus la teneur en eau liquide du bloc de glace est grande, plus la résistance de la couche de glace à l'érosion diminue.

Enfin, une formulation plus précise du paramètre géométrique K , défini comme le rapport des aires de coupage projetées selon les directions normales et tangentielle, est proposée. Elle permet une meilleure estimation de l'angle pour lequel l'érosion par coupage est maximale, dont la valeur n'est plus fixée par une constante empirique mais par les conditions de l'impact et les paramètres matériau. Cette nouvelle formulation prédit un maximum d'érosion pour des angles d'impact moins rasants et permet d'expliquer les formes de glace en double pente avec initiation de l'accrétion en aval du bord d'attaque observées dans les expériences de Currie *et al.* [35] pour des nombres de Mach élevés et une faible taille moyenne des particules (séries 4 et 5, voir section 1.2.1).

Le modèle d'érosion présenté dans ce chapitre est un modèle semi-empirique et certains de ses paramètres doivent être calibrés expérimentalement. Les données expérimentales de Currie *et al.* [35] ont été utilisées pour effectuer cette calibration qui fait l'objet du chapitre 4. La validation et la discussion des résultats obtenus avec ce modèle font l'objet du chapitre 5.

Calibration des nouveaux modèles

Ce chapitre est dédié à la calibration des constantes empiriques des nouveaux modèles introduits aux chapitre 2 et 3. On commence par expliquer la stratégie retenue puis on présente les tests de calibration effectués et les résultats correspondants. Une étude de sensibilité aux paramètres permet de quantifier leur influence respective sur l'évolution de la forme de glace finale. La calibration se base sur une partie des données expérimentales issues des expériences menées au NRC et à l'Université de Braunschweig présentés dans la partie 1.2 du chapitre 1. D'autres essais issus de ces séries d'expériences constituent la base de validation, dont les résultats font l'objet du chapitre 5.

Sommaire

4.1. Démarche de calibration	104
4.1.1. Pour le modèle d'efficacité de collage	104
4.1.2. Pour le modèle d'érosion	104
4.2. Calibration de l'efficacité de collage en régime <i>mixed phase</i>	105
4.3. Calibration et étude de sensibilité des paramètres du modèle d'érosion	113
4.3.1. Influence du nombre de Mach	113
4.3.2. Influence de la teneur en eau liquide	115
4.3.3. Influence de la taille des particules	117
4.3.4. Étude des formes de glace usuelles de la base de données disponible . . .	120

4.1. Démarche de calibration

Les paramètres concernés par ce chapitre sont les constantes de la fonction d'efficacité de collage pour le régime *mixed phase* F_{mp} présentée chapitre 2, ainsi que les paramètres empiriques du modèle d'érosion développés chapitre 3. De manière générale, une étude de sensibilité est effectuée afin d'évaluer leur influence sur la forme de givre prédite. De plus, pour chacun des modèles, les essais des séries 1 à 7 seront séparés en deux groupes, l'un permettant la calibration des modèles et le second constituant la base de validation.

4.1.1. Pour le modèle d'efficacité de collage

La fonction F_{mp} est calibrée à l'aide de la série d'expériences 6 caractérisant l'accrétion de givre en régime *mixed phase* sur un profil NACA0012 pour différentes températures de l'écoulement et différentes concentrations en eau liquide. Les essais de la série 7 constituent la base de validation et reproduisent les essais de la série 6 sur un profil cylindrique. La fonction F_{mp} est une fonction empirique qui décrit l'évolution de l'efficacité de collage des particules en régime *mixed phase* en fonction de la fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l . Le faible nombre de Mach utilisé pour les séries 6 et 7 conduit à une quantité de glace érodée négligeable pour la plupart des essais de ces séries (voir section 2.1.2), ce qui permet d'utiliser directement la mesure de l'épaisseur de glace au point d'arrêt pour calibrer le taux de collage des particules via la fonction F_{mp} . Une première simulation des essais de la série 6 en injectant uniquement les gouttelettes d'eau liquide permet d'estimer l'apport de l'eau liquide seule à l'accrétion en fonction de la température de l'écoulement (allant de $-15^{\circ}C$ à $0^{\circ}C$). Le taux de collage des particules est alors déterminé par la différence des taux d'accrétion entre les calculs avec gouttelettes seules et les mesures expérimentales. Cette méthode reste néanmoins qualitative car les cristaux représentent un terme puits dans le bilan thermique, et leur présence peut augmenter la quantité d'eau liquide qui se solidifie. Aussi, le taux de collage des particules doit être ré-ajusté après la prise en compte des cristaux. Le taux de collage des cristaux de glace, déterminé par la fonctions F proposée par Trontin *et al.* [149] ou par la fonction F_{mp} construite au cours de cette thèse (voir chapitre 2), dépend de la fraction d'eau liquide f_l , qui est elle-même influencée par la quantité de cristaux déposés. Une méthode itérative doit donc être utilisée pour faire converger ces quantités. Elle est présentée figure 1.21 (section 1.3.2.1).

4.1.2. Pour le modèle d'érosion

La calibration du modèle d'érosion présenté au chapitre 3 est complexe car il fait intervenir de nombreux paramètres dont les effets sont parfois couplés. La démarche de calibration de ce modèle repose sur une étude de sensibilité de ces paramètres, ainsi que sur un choix pertinent des données utilisées pour en déterminer les valeurs. Les essais R17 et R233 des séries d'expérimentation 1 et 2 ont été identifiés comme étant les essais de référence de cette étude. En effet, ceux-ci sont opérés dans des conditions permettant de quantifier de façon pertinente l'effet de la variation du nombre de Mach, de la teneur en eau liquide de la couche de glace, ainsi que du diamètre massique moyen des particules sur la sévérité de l'accrétion. Le modèle d'érosion proposé étant issu de la théorie de la collision solide/solide de Finnie et Bitter [47, 17, 18], deux paramètres empiriques interviennent : l'énergie unitaire de déformation plastique $\varepsilon_D = F_{\varepsilon_D} \frac{Y^2}{E}$ et l'efficacité de coupage C . Les constantes F_{ε_D} et C régissent l'ordre de grandeur des volumes de matières érodés respectivement par la déformation plastique de la surface et par l'action de coupage des particules. Le phénomène d'érosion est majoritairement piloté par l'énergie cinétique des particules. Les essais des séries 1 et 2 sont opérés pour deux nombres de Mach différents (respectivement 0.25 et 0.40) et en faisant varier le taux de fonte des cristaux. Aussi, les essais R17 et R233 des séries 1 et 2, correspondant à des accrétions de cristaux faiblement fondus, seront utilisés pour la calibration des paramètres F_{ε_D} et C alors que l'essai R1286 de la série 3, opéré dans des conditions équivalentes mais une géométrie différente, servira à la validation.

Les paramètres mécaniques de la glace (module d'Young E_{α_l} et limite d'élasticité σ_{el,α_l}) varient avec la teneur en eau liquide de la couche glace α_l ($E_{\alpha_l} = E \times f(\alpha_l)$ et $\sigma_{el,\alpha_l} = \sigma_{el} \times f(\alpha_l)$), la quantité de glace érodée varie donc aussi en fonction de α_l . Les essais de la série 1 démontrent l'évolution de la sévérité de l'accrétion en fonction du taux de fonte des cristaux pour un nombre de Mach de 0.25. Ces essais permettent donc de calibrer la fonction $f(\alpha_l)$. La série 2 met également en évidence l'évolution de la sévérité de l'accrétion en fonction du taux de fonte des cristaux pour un nombre de Mach plus élevé ($M = 0.40$). Elle peut donc servir de base de validation pour la fonction $f(\alpha_l)$.

Enfin, l'influence du diamètre des particules intervient dans le modèle par le calcul de l'énergie dissipée par la fragmentation de la particule à l'impact via les paramètres k et m qui caractérisent la distribution de défauts au sein des particules de glace. L'essai R699 de la série d'expérimentation 4 est réalisé avec un MVD de $28 \mu\text{m}$, soit environ deux fois moins que pour les essais des séries 1 et 2 (pour lesquels $MVD = 57 \mu\text{m}$). Les paramètres k et m sont donc calibrés en utilisant les essais R17, R233 et R699. L'essai R754, effectué avec le profil Wedge Airfoil (nombre de Mach de 0.47 et un MVD de $28 \mu\text{m}$) est utilisé pour la validation concernant l'influence du diamètre des particules.

Finalement, la stratégie de calibration des paramètres du modèle d'érosion est résumée par la figure 4.1.

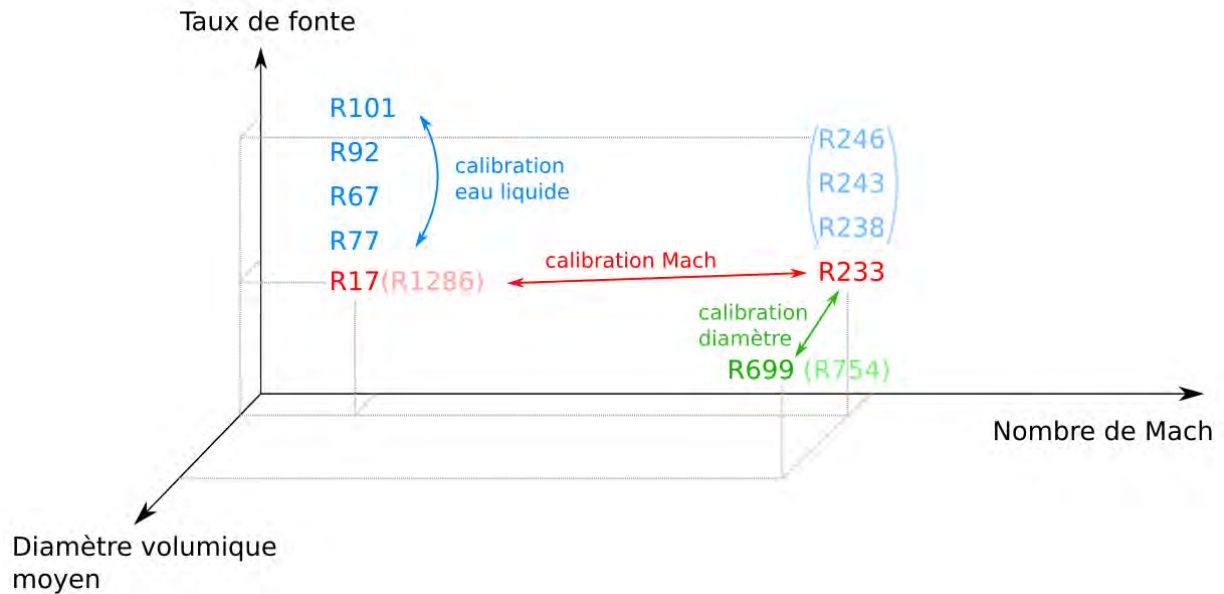


FIGURE 4.1. – Illustration de la démarche de calibration des paramètres du modèle d'érosion selon les trois variables principales : taux de fonte, nombre de Mach et diamètre initial des particules. Les essais utilisés pour la validation sont représentés entre parenthèses

4.2. Calibration de l'efficacité de collage en régime *mixed phase*

L'objectif de cette section est de calibrer les constantes de la fonction F_{mp} relative à l'efficacité de collage en régime *mixed phase*. L'expression de cette fonction, dont les valeurs doivent être comprises entre 0 et 1 (équation 2.4), est rappelée ici :

$$F_{mp}(f_l) = A \times \arctan(B \times f_l^C)$$

La figure 4.2 présente les mesures au point d'arrêt des épaisseurs de glace expérimentales obtenues après 120s d'accrétion des essais de la série 6 (colonnes grises). Plusieurs résultats numériques sont également comparés. Ceux des simulations effectuées en injectant uniquement les gouttelettes

d'eau liquide (colonnes bleues) indiquent l'apport dû à la solidification de l'eau liquide seule. Par ailleurs, les résultats des simulations effectuées en imposant le dépôt de tous les cristaux de glace impactant (colonnes oranges) permettent d'estimer qualitativement la proportion de cristaux réellement déposée pour atteindre les épaisseurs de glace expérimentales. Enfin, les fractions massiques d'eau liquide f_l^g , calculées au point d'arrêt dans les simulations avec gouttelettes seules, sont représentées pour chaque essai.

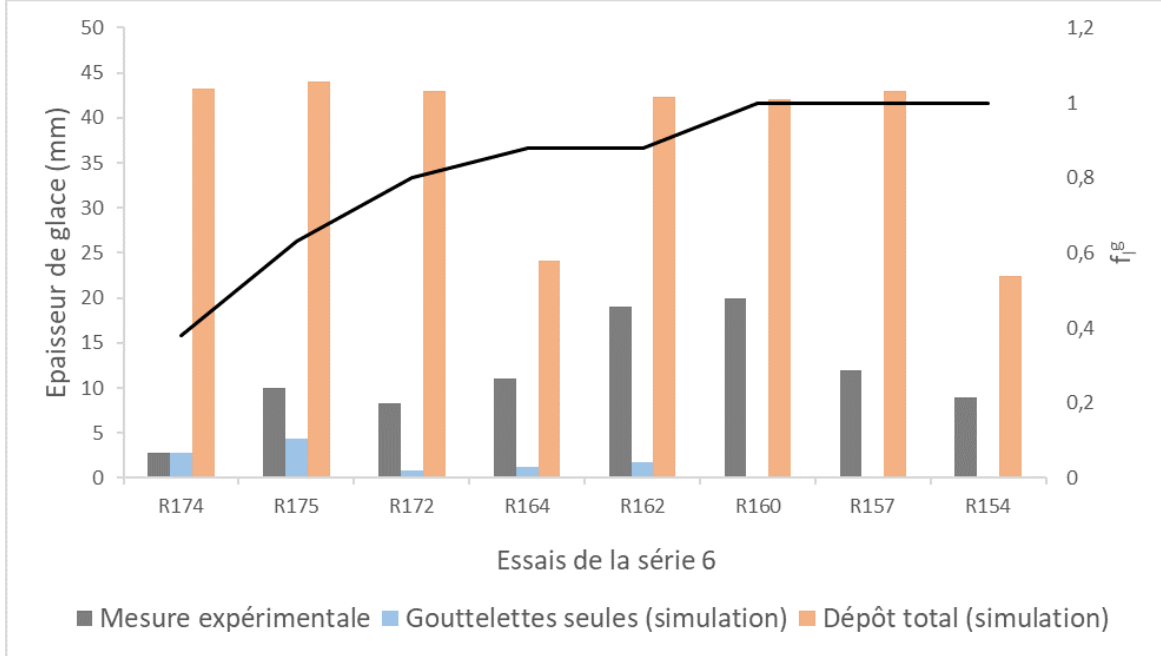


FIGURE 4.2. – Comparaison des hauteurs de glace expérimentales (colonnes grises) des essais de la série 6 mesurées au point d'arrêt, ainsi que des résultats des simulations effectuées en injectant seulement les gouttelettes d'eau liquides d'une part (colonnes bleues) et en imposant le dépôt total des cristaux de l'autre (colonnes oranges). La fraction massique f_l^g calculée au point d'arrêt lors des simulations avec les gouttelettes seules est également représentée pour chaque essai (courbe noire).

La valeur de f_l^g augmente en fonction de deux facteurs : la température de l'écoulement et la concentration en gouttelettes injectées LWC . Ainsi f_l^g est minimale pour l'essai R174, pour lequel $T = -15^\circ C$ et $LWC = 1.45 g/m^3$, et atteint des valeurs de 1 lorsque la température est nulle. Si l'on considère que le phénomène d'érosion est négligeable, le débit massique de glace accrétée pour ces essais mixed-phase est déterminé par la quantité de cristaux déposés en paroi et par la quantité d'eau liquide se solidifiant. En première approximation, on cherche alors à obtenir le taux de collage des cristaux de manière à ce que la somme des débits de cristaux déposés sur la paroi $\dot{m}_{dep,S}$ et de solidification de l'eau liquide \dot{m}_{sol} corresponde au débit d'accrétion mesuré expérimentalement $\dot{m}_{acc,xp}$:

$$\dot{m}_{acc,xp} = \dot{m}_{dep,S} + \dot{m}_{sol} = \dot{m}_{imp,c} \times F_{mp}(f_l) + \dot{m}_{sol} \quad (4.1)$$

Or, avec ρ la densité de la glace, et t le temps d'accrétion, nous pouvons relier l'équation 4.1 aux mesures des épaisseurs de glace h_{xp} :

$$\begin{aligned} \frac{\dot{m}_{acc,xp} \times t}{\rho} &= \frac{\dot{m}_{imp,c} \times F_{mp}(f_l) \times t}{\rho} + \frac{\dot{m}_{sol} \times t}{\rho} \\ \Leftrightarrow h_{xp} &= h_c \times F_{mp}(f_l) + h_{sol} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Où h_c est l'épaisseur de glace obtenue pour un dépôt total des cristaux impactant et h_{sol} est

la hauteur de glace obtenue par solidification de l'eau liquide. h_{sol} est donné par les résultats des simulations réalisées en injectant seulement les gouttelettes d'eau liquides, et h_c par celles réalisées avec un dépôt total des cristaux (voir figure 4.2). Nous avons donc :

$$F_{mp} = \frac{h_{xp} - h_l}{h_c} \quad (4.3)$$

Le tableau 4.1 résume les résultats de cette étude. Les constantes de la fonction F_{mp} sont alors calibrées de manière à obtenir les valeurs de $\frac{h_{xp}-h_l}{h_c}$ décrites dans le tableau pour les fractions massiques $f_{l,g}$ correspondantes. La fraction massique f_l^g des simulations avec gouttelettes seules des essais R154, R160 et R147 est égale à 1. En effet, la température de l'écoulement pour ces essais est de $0^\circ C$, l'air est saturé et aucun puits de chaleur n'entraîne la solidification de l'eau liquide qui ruissèle donc sur la paroi. Pour les essais R174 et R175 opérés avec une température de $-15^\circ C$, une plus grande quantité d'eau liquide déposée sur la paroi se solidifie. L'essai R174 est alors caractérisé par $f_l^g = 0.38$ et l'essai R175 par $f_l^g = 0.63$. L'écart entre les valeurs des f_l^g des essais R174 et R175 s'explique par le fait que la concentration en gouttelettes d'eau liquide injectées pour l'essai R175 (3.36 g/m^3) est plus élevée que celle de l'essai R174 (1.44 g/m^3), conduisant à un débit massique d'eau liquide déposée à la paroi plus élevé, alors que le débit massique d'eau liquide se solidifiant est la même pour les deux essais. Les essais R172, R162 et R164 sont réalisés avec une température de $-5^\circ C$. A cette température, la quantité d'eau liquide se solidifiant est faible et ces essais sont caractérisés par des f_l^g autour de 0.8.

Run	f_l^g	$\frac{h_{xp}-h_l}{h_c}$
R157	1.0	0.28
R160	1.0	0.48
R154	1.0	0.40
R172	0.8	0.17
R162	0.88	0.41
R164	0.88	0.40
R175	0.63	0.13
R174	0.38	0.0

TABLE 4.1. – Calcul du taux de collage des cristaux F_{mp} des essais de la série 6 avec l'équation 4.2, et fraction massique d'eau liquide f_l^g correspondantes - Les essais pour lesquels l'érosion n'est pas négligeable figurent en rouge

On remarque que lorsque $f_l^g = 1.0$, la valeur que devrait prendre F_{mp} afin d'obtenir la hauteur de glace au mesurée expérimentalement au point d'arrêt varie entre 0.28 pour l'essai R157, et 0.48 pour l'essai R160. F_{mp} n'est fonction que de f_l et ne peut donc pas reproduire ces résultats. Néanmoins, la faible valeur de $\frac{h_{xp}-h_l}{h_c}$ calculée pour l'essai R157 vient du fait que l'érosion de la couche de glace accrétée n'est pas négligeable pour cet essai, car la quantité de cristaux impactant est augmentée afin d'obtenir un rapport LWC/TWC plus faible. Cependant, la figure 2.1 montre que l'effet de l'érosion est négligeable pour l'essai R164. Il en est de même pour l'essai R154 qui est réalisé avec les mêmes concentrations en particules solides et liquides que l'essai R164. Ainsi nous retenons le résultat du calcul de l'essai R154 pour obtenir $F_{mp} = 0.4$ lorsque $f_l = 1.0$. La même observation est faite pour l'essai R172 et pour l'essai R174, pour lesquels l'érosion joue un rôle non négligeable. Enfin, il faut garder à l'esprit que la fraction $f_{l,g}$ permet de calculer un premier taux de collage des cristaux F_{mp} , conduisant à une nouvelle valeur de f_l . Aussi, plusieurs itérations de calibration des constantes sont nécessaires afin d'obtenir leurs valeurs finales et la bonne épaisseur de glace. Finalement, nous obtenons la calibration suivante :

$$A = 0.31 ; B = 25.0 ; C = 4$$

$$F_{mp}(f_l) = 0.31 \arctan(25.0 f_l^4) \quad (4.4)$$

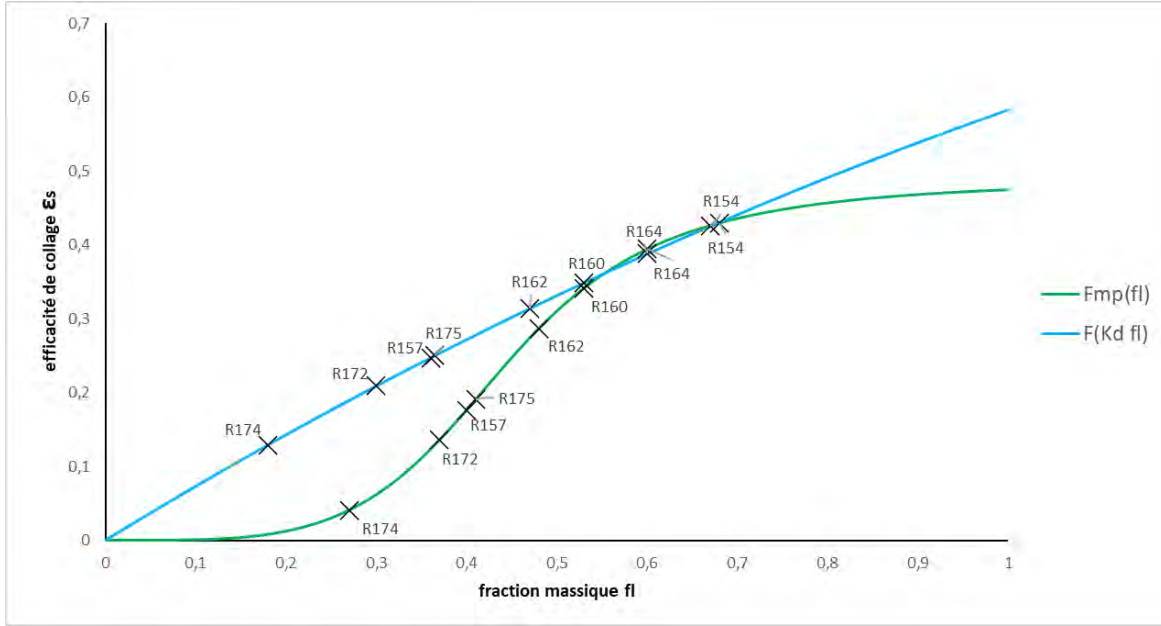


FIGURE 4.3. – Évolution de l'efficacité de collage des particules en fonction de f_l décrit par la fonction $F(K_d \cdot f_l)$ développée au cours du projet HAIC (courbe bleue) et par la fonction $F_{mp}(f_l)$ (courbe verte). Les essais de la série 6 sont représentés par des croix

Le modèle de l'efficacité de collage des cristaux ε_S originellement implémenté dans l'outil IGLOO2D a été développé au cours du projet HAIC par Trontin *et al.* [149]. Ce modèle, présenté section 1.3.2.1, est dans un premier temps calibré pour le régime *glaciated*. On a alors : $\varepsilon_S = F(\eta_m) = (K_c - 2)\eta_m^3 + (3 - 2K_c)\eta_m^2 + K_c\eta_m$, où $K_c = 2.5$ (équation 1.23). Baumert *et al.* [15] l'adaptent ensuite au régime *mixed phase* en utilisant la variable $K_d \cdot f_l$, où $K_d = 0.3$, plutôt que le taux de fonte des cristaux η_m . La figure 4.3 compare l'évolution l'efficacité de collage ε_S en fonction de f_l lorsqu'elle est décrite par la fonction $F(K_d \cdot f_l)$ issue du projet HAIC (calibrée avec les mêmes données expérimentales [15]) et lorsqu'elle est décrite par la fonction $F_{mp}(f_l)$ calibrée dans cette section.

Les deux fonctions ont le même ordre de grandeur pour les valeurs de f_l avoisinant 0.6. En effet, ces valeurs de f_l correspondent aux valeurs calculées au point d'arrêt des essais à température nulle pour lesquelles les résultats des simulations utilisant le modèle HAIC sont les plus proches des observations expérimentales, voir section 1.4.2.2. Lorsque $f_l > 0.7$, la fonction $F_{mp}(f_l)$ présente une pente beaucoup plus faible que la fonction $F(K_d \cdot f_l)$ de manière à atténuer le surplus d'accrétion obtenu en aval du bord d'attaque où la formation du film d'eau liquide entraîne une augmentation de f_l . L'évolution des deux fonctions est également différente pour des valeurs de f_l plus petites. Alors que la fonction $F(K_d \cdot f_l)$ est décrite par une croissance quasi-linéaire, la fonction $F_{mp}(f_l)$ présente un point d'inflexion pour $f_l = 0.40$. Ainsi, la valeur de $F_{mp}(f_l)$ est inférieure à 0.1 lorsque $f_l < 0.34$, conduisant à un très faible taux de captation des cristaux, ce qui correspond aux observations expérimentales.

Cependant, d'un point de vue numérique, le point d'inflexion de la fonction $F_{mp}(f_l)$ rend la convergence du calcul plus complexe à cause du couplage entre les calculs du taux d'impact et d'accrétion. En effet, on rappelle que la prise en compte de la fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l pour le calcul de l'efficacité de collage des particules implique un couplage entre le calcul de trajectographie des particules et le calcul d'accrétion (voir figure 4.4). En effet, afin de fournir une valeur de f_l , le solveur d'accrétion effectue la résolution des bilans massique et thermique de Messinger nécessitant de connaître la valeur du débit massique de particules déposées sur la paroi, lui-même déterminé par l'efficacité de collage et donc par la valeur de f_l . En symbolisant par la notation Γ le calcul couplé de trajectographie et d'accrétion, on a donc la relation : $\Gamma(f_l) = f_l$.

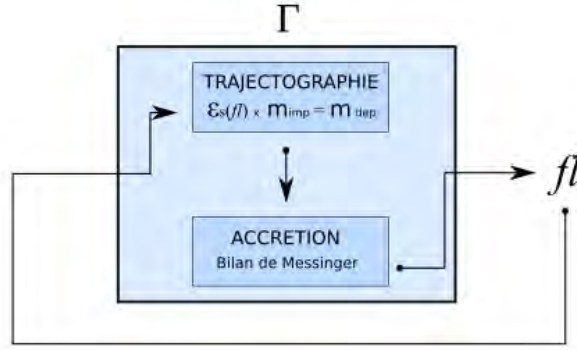
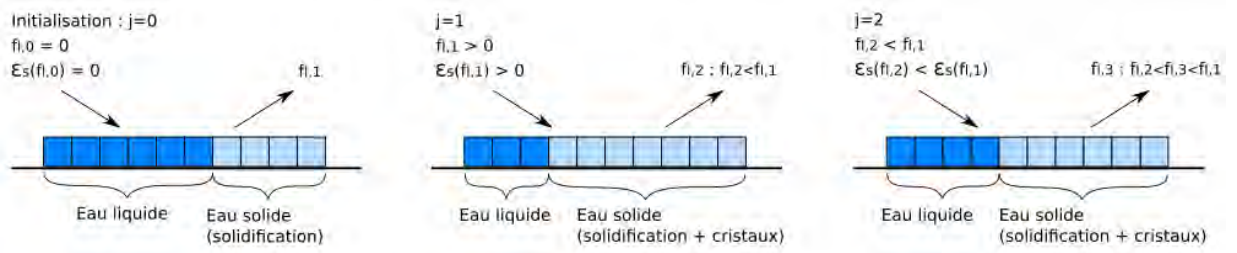


FIGURE 4.4. – Couplage entre le calcul d'accrétion et de trajectographie

Un processus itératif est donc nécessaire pour faire converger les valeurs de f_l et $\varepsilon_S(f_l)$. La méthode présentée succinctement figure 1.21 dans la section 1.3.2.1 permet, avec l'utilisation de la fonction $F(K_d \cdot f_l)$, de converger vers une valeur de f_l et de ε_S par itération des calculs de trajectographie (et donc du dépôt des particules) et d'accrétion. Cette méthode, illustrée figure 4.5, consiste à calculer une première valeur de l'efficacité de collage des particules en se donnant une fraction massique initiale $f_{l,0}$ nulle. Ainsi, seules les gouttelettes d'eau liquide adhèrent à la paroi pour cette première itération et le calcul d'accrétion permet de déterminer la fraction massique $f_{l,1} = f_l^g$ correspondante. Celle-ci varie selon la quantité d'eau liquide se solidifiant à la paroi.


 FIGURE 4.5. – Schématisation du processus itératif entraînant la convergence de f_l et ε_S

Puis une nouvelle valeur de ε_S est calculée avec $f_{l,1}$. Celle-ci est nécessairement supérieure ou égale à la valeur de l'efficacité de collage calculée avec la fraction massique initiale $f_{l,0} = 0$, conduisant à une quantité de cristaux déposés non nulle (sauf lorsque toute l'eau liquide déposée par les gouttelettes se solidifie et $f_{l,1} = 0$). Aussi, la nouvelle fraction massique d'eau liquide $f_{l,2}$ calculée par le solveur d'accrétion pour cette nouvelle itération est donc inférieure à la valeur précédente $f_{l,1}$. Cela conduit à des valeurs de $\varepsilon_S(f_{l,2})$ de la prochaine itération inférieures à celles de $\varepsilon_S(f_{l,1})$, moins de cristaux sont déposés sur la paroi, résultant à un $f_{l,3}$ tel que $f_{l,2} < f_{l,3} < f_{l,1}$ (voir figure 4.5). La fonction $F(K_d \cdot f_l)$ étant une fonction concave strictement croissante, les valeurs de f_l obtenues à chaque itération sont encadrées par les valeurs des itérations précédentes. Ainsi, f_l et ε_S convergent vers leurs valeurs finales en répétant le processus itératif. Cette convergence est assurée par le calcul des normes L_2 et L_{inf} caractérisant l'ensemble des fraction massiques de chaque surface de contrôle de la paroi tel que :

$$L_2 = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^n (f_{l,j}(i) - f_{l,j-1}(i)) l(i)}{\sum_{i=0}^n l(i)}} \quad (4.5)$$

$$L_{inf} = \max_{i=0}^n (|f_{l,j}(i) - f_{l,j-1}(i)|)$$

Où l'indice i dénote chaque surface de contrôle de la paroi, $l(i)$ représente la longueur de ces surfaces (les simulations sont ici effectuées en deux dimensions avec l'outil IGLOO2D), et l'indice j correspond à l'itération en cours (couplage entre le solveur de trajectographie et le solveur d'accrétion). Ainsi $f_{l,j}(i)$ est la fraction massique d'eau liquide calculée par le solveur d'accrétion à la j - ème itération pour la cellule i , et $f_{l,j-1}$ à l'itération précédente. Lorsque les normes L_2 et L_{inf} passent sous un certain seuil défini par l'utilisateur (par défaut 10^{-3}), on considère que les valeurs de $f_l(i)$ et $\varepsilon_S(i)$ obtenues à l'itération correspondante pour les n surfaces de contrôles sont convergées.

Cette méthode n'est cependant pas robuste si l'on utilise une fonction d'efficacité de collage des cristaux ayant un point d'inflexion. Dans certains cas, l'utilisation de la méthode itérative décrite ci-dessus avec la fonction $F_{mp}(f_l)$ oscille entre deux états sans atteindre de convergence. Il est possible d'améliorer la robustesse de cette méthode en introduisant une fraction massique d'eau liquide "relaxée" $f_{l,j}^r(i)$ utilisée à la place de $f_{l,j}(i)$ à chaque itération pour le calcul du dépôt des cristaux. $f_{l,j}^r(i)$ est une combinaison linéaire de la fraction massique $f_{l,j}(i)$ calculée à l'itération considérée et de $f_{l,j-1}(i)$ calculée à l'itération précédente : $f_{l,j}^r(i) = \tau f_{l,j}(i) + (1 - \tau)f_{l,j-1}(i)$, avec un facteur de relaxation τ compris entre 0 et 1. De cette manière, l'évolution de la fraction massique f_l au cours des itérations prend en compte la valeur qu'elle avait à l'itération précédente, ce qui peut faire converger le processus. Toutefois, le temps de calcul est démultiplié et la convergence n'est pas toujours atteinte car le choix du facteur de relaxation n'est pas évident et joue un rôle important.

Afin d'améliorer la robustesse et la vitesse des calculs et d'obtenir la convergence des simulations des essais de la série 6 en utilisant la fonction $F_{mp}(f_l)$, on a finalement choisi d'utiliser une méthode de Newton. La fonction dont on cherche la racine est définie ici comme la différence entre la fraction massique initiale et celle donnée par le couplage des calculs de dépôt des cristaux et d'accrétion. Ce couplage, symbolisé par la lettre Γ , utilise comme entrée la fraction massique f_l , effectue le calcul du taux de dépôt des cristaux à l'aide de la fonction $F_{mp}(f_l)$, en déduit la valeur des quantités déposées à la paroi, puis résout les bilans massiques et thermiques afin d'obtenir la composition de la glace et donc une nouvelle valeur de f_l . On cherche donc f_l solution de $g(f_l) = 0$ où $g(f_l)$ est la fonction définie par :

$$g(f_l) = \Gamma(f_l) - f_l = 0 \quad (4.6)$$

Une bonne approximation de cette solution peut être obtenue à l'aide d'une méthode de Newton en utilisant des différences finies pour décrire la variation de Γ . La dérivée de $g(f_l)$ s'écrit :

$$g'(f_l) = \Gamma'(f_l) - 1 = \frac{\Gamma(f_l + \delta) - \Gamma(f_l)}{\delta} - 1 \quad (4.7)$$

δ est choisi suffisamment petit, typiquement 10^{-3} , pour approximer la dérivée $\Gamma'(f_l)$ par différences finies. La fraction massique est donnée à chaque itération par :

$$f_{l,j+1} = f_{l,j} - \frac{g(f_{l,j})}{g'(f_{l,j})} \quad (4.8)$$

Peu d'itérations suffisent en général pour obtenir la convergence de f_l , même si la rapidité de la convergence dépend du choix de la première valeur de f_l . Néanmoins, en choisissant judicieusement cette valeur, les simulations de la série 6 convergent en utilisant la fonction $F_{mp}(f_l)$.

Les résultats sont présentés figure 4.6. A titre de comparaison, la figure 4.6 comporte également les simulations de Baumert *et al.* [15] décrites section 1.4.2.2, effectuées avec la fonction $F(K_d \cdot f_l)$, ainsi que les données expérimentales représentées en pointillés rouges. L'objectif est ici de comparer les deux fonctions d'efficacité de collage. Or le modèle d'érosion utilisé pour les simulations avec F_{mp} est le modèle présenté dans ce manuscrit (chapitre 3), alors que Baumert *et al.* [15] ont utilisé le modèle d'érosion développé par Trontin *et al.* [147]. Néanmoins, la figure 4.7 permet d'écarter les éventuelles différences dues à l'utilisation de modèles d'érosions différents en montrant que les résultats des simulations de l'essai R172 (pour lequel l'influence de l'érosion est

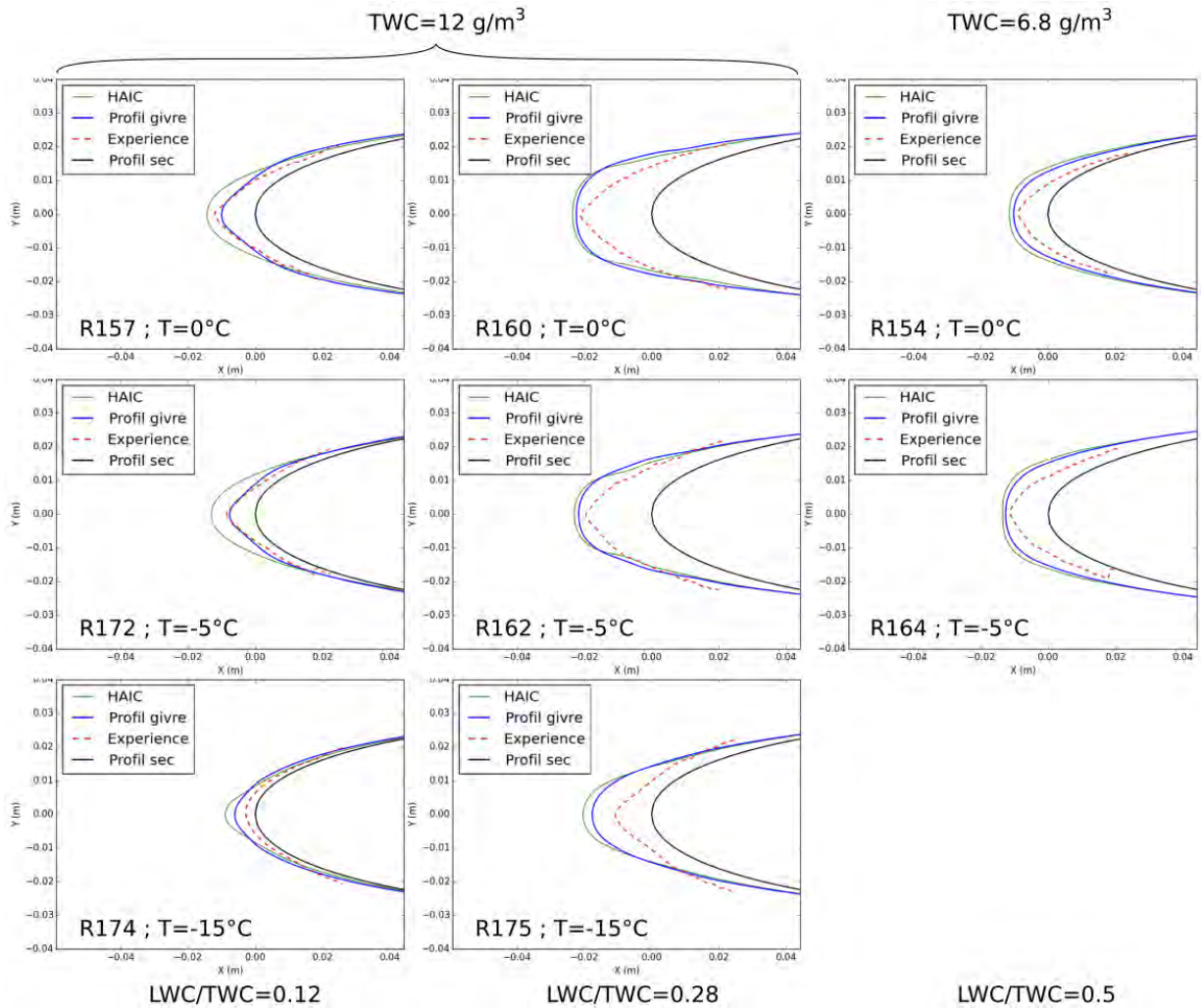


FIGURE 4.6. – Simulation des essais de la série d'expériences 6 avec l'efficacité de collage des particules décrite par la fonction F_{mp} (en bleu) et comparaison avec les simulations effectuées avec le modèle issu du projet HAIC (en vert) ainsi qu'avec les données expérimentales (pointillés rouges)

non négligeable, voir section 2.1.2) sont similaires au voisinage du point d'arrêt. Aussi, l'utilisation d'un modèle d'érosion différent n'empêche pas la comparaison faite figure 4.6 entre les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse et ceux de Baumert et al. [15].

Les épaisseurs de glace au point d'arrêt simulées avec la fonction $F_{mp}(f_l)$ correspondent globalement aux mesures expérimentales. Cependant, même si elle permet de décrire plus précisément l'évolution de la sévérité de l'accrétion en fonction de la température et du rapport LWC/TWC que la fonction $F(K_d \cdot f_l)$, plusieurs écarts avec l'expérience restent visibles :

- Les débits d'accrétion des essais R174 et R175, opérés pour $T = -15^\circ\text{C}$, sont encore surestimés par rapport aux observations expérimentales. La nouvelle fonction d'efficacité de collage des particules F_{mp} prédit une diminution du taux de collage pour $f_l < 0.5$ (voir figure 4.3) par rapport à la fonction F . Au point d'arrêt, l'efficacité de collage est alors de 0.04 au lieu de 0.11 pour l'essai R174 et de 0.18 au lieu de 0.25 pour l'essai R175. Cette diminution n'est cependant pas suffisante pour retrouver les résultats expérimentaux. Il est toutefois difficile d'améliorer les résultats. En effet, lorsque l'on diminue le taux de collage des particules pour une valeur de f_l donnée, le calcul itératif de l'équilibre entre la fraction massique f_l et le taux de collage des particules ε_S prédira naturellement une valeur de f_l plus grande car moins de cristaux seront déposés sur la paroi. Ce décalage de la valeur d'équilibre de f_l rend difficile la construction d'une fonction stable. La figure 4.8 illustre cet

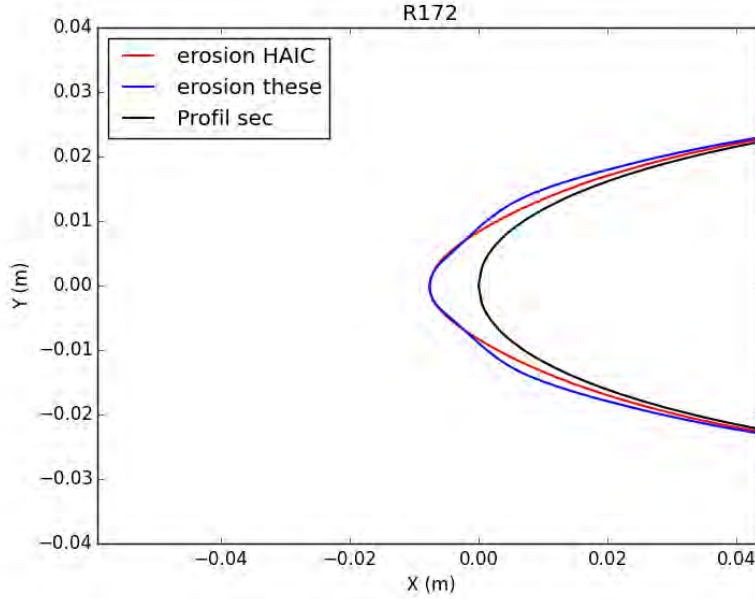


FIGURE 4.7. – Comparaison des simulations de l'essai R172 en utilisant la fonction F_{mp} avec la modèle d'érosion issu du projet HAIC (en vert) et avec le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse (en bleu)

effet en présentant la répartition des f_l et ε_S calculés au point d'arrêt de chaque essais pour plusieurs jeux de paramètres de la fonction F_{mp} . Les fonctions F_{mp}^* et F_{mp}^{**} ainsi représentées améliorent les résultats à bas f_l . Cependant, les résultats à haut f_l sont alors dégradés pour assurer la stabilité des calculs. La courbe représentée en pointillé rouge symbolise la fonction idéale permettant de simuler l'ensemble de la plage de f_l . On remarque intuitivement que l'amélioration des résultats demande alors la construction d'une fonction avec une pente de plus en plus grande au point d'inflexion, ce qui nuit à la stabilité des calculs.

- Les formes de glace simulées sont encore trop arrondies autour du point d'arrêt, excepté pour les essais R157, R172 et R174, pour lesquels les débits d'érosion sont non négligeables et permettent de retrouver les formes pointues obtenues expérimentalement. Les concentrations en eau liquide LWC des expériences de Baumert et al. [15] sont suffisamment élevées pour que les simulations prédisent l'existence d'un film d'eau liquide ruisselant, même pour l'essai R175 réalisé avec une température de $-15^\circ C$ (seuls les calculs des essais R174 et R172 ne prédisent pas de film liquide ruisselant). Le cisaillement de l'écoulement d'air fait ruisseler ce film le long du profil depuis le voisinage du point d'arrêt. Il en résulte une plus grande efficacité de collage des particules lorsque l'on s'éloigne du point d'arrêt, ce qui conduit aux formes arrondies des simulations numériques (voir section 2.1.2 du chapitre 2). La forme de la fonction d'efficacité de collage F_{mp} donnée par la fonction arctangente présente une plus faible pente pour l'évolution du taux de collage des particules que celle de la fonction F lorsque $f_l > 0.7$, ce qui permet d'atténuer cet effet sans toutefois aboutir aux formes de glace expérimentales. Baumert [13] remarque que les formes de glace sont d'autant plus pointues que le rapport LWC/TWC est élevé. Il est donc possible qu'un phénomène supplémentaire agisse comme un terme puits et atténue la valeur du débit d'accrétion lorsque l'état de la surface présente de fortes teneurs en eau liquide. En particulier, la présence d'un film liquide ruisselant pourrait drainer les cristaux adhérant à la paroi et les évacuer sans qu'ils puissent s'accréter. Ainsi, la prise en compte de ce phénomène de lessivage des cristaux déposés sur la paroi pourrait permettre de reproduire les formes en pointes observées expérimentalement.

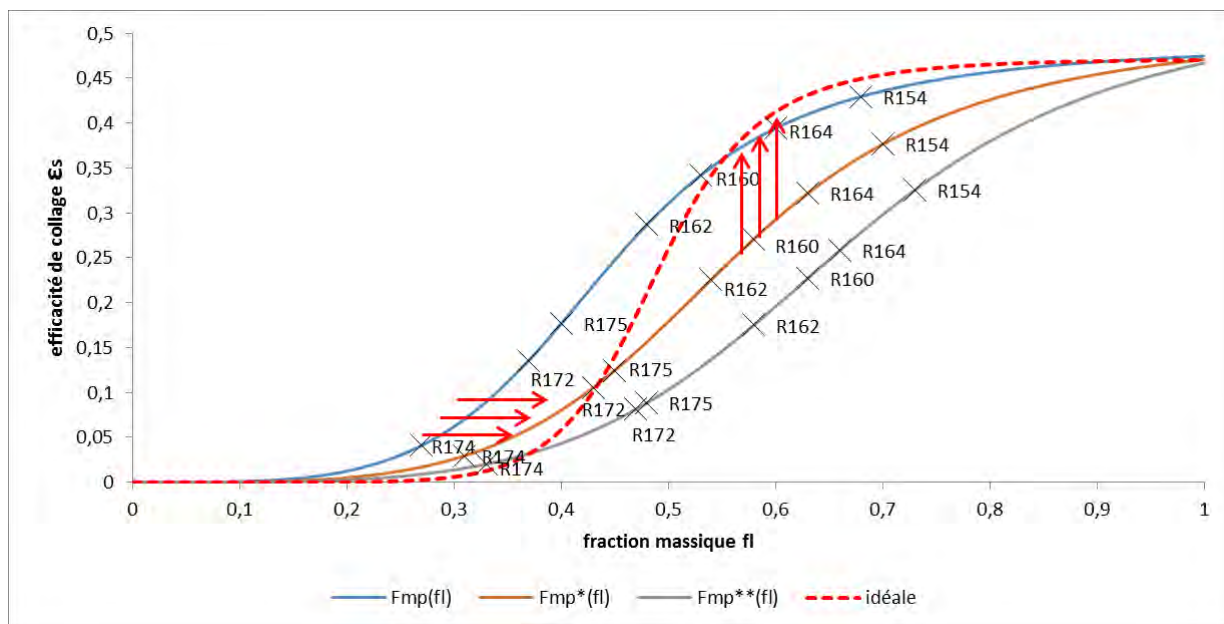


FIGURE 4.8. – Évolution de l'efficacité de collage en fonction de f_l pour plusieurs jeux des constantes : $A = 0.31$, $B = 25.0$ et $C = 4.0$ pour la fonction F_{mp} ; $A = 0.32$, $B = 10.0$ et $C = 4.0$ pour la fonction F_{mp}^* ; $A = 0.34$, $B = 5.0$ et $C = 4.0$ pour la fonction F_{mp}^{**} - Les pointillées rouges symbolisent la fonction idéale

4.3. Calibration et étude de sensibilité des paramètres du modèle d'érosion

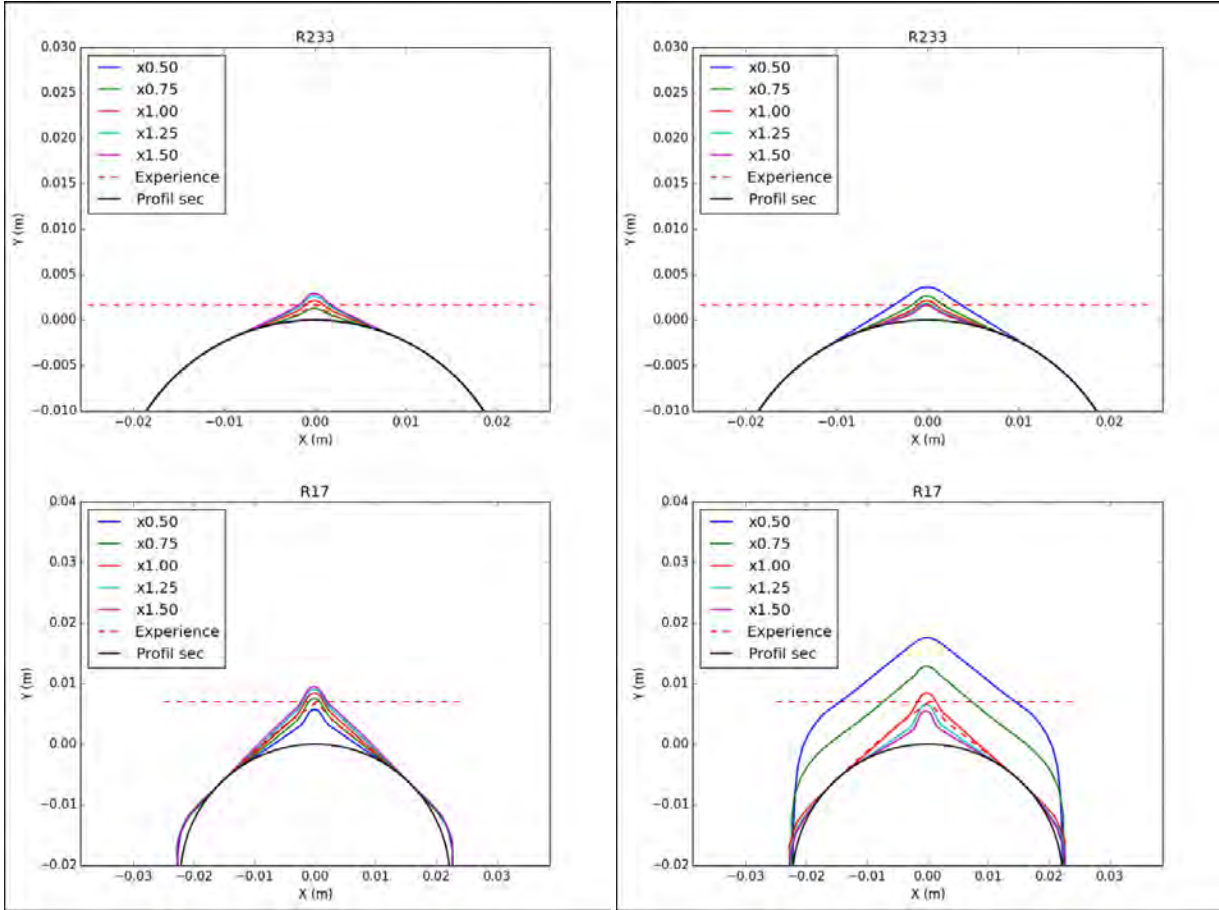
4.3.1. Influence du nombre de Mach

La simulation des essais R17 et R233 des séries 1 et 2 permet de calibrer les paramètres fondamentaux du modèle d'érosion F_{ε_D} et C . On rappelle que l'érosion provoquée par la déformation plastique de la surface dépend essentiellement de la vitesse normale des particules impactantes et que celle provoquée par l'action de coupage des particules dépend essentiellement de leur vitesse tangentielle. Une étude de l'influence des paramètres F_{ε_D} et C sur la forme de glace simulée en la comparant aux données expérimentales permet de procéder à leur calibration. Le couple de valeurs permettant d'obtenir le meilleur accord est :

$$\begin{aligned} F_{\varepsilon_D} &= 6.8 \times 10^7 \\ C &= 0.006 \end{aligned} \quad (4.9)$$

La figure 4.9 présente l'évolution des formes de glace des essais R17 et R233 pour différents couples (F_{ε_D}, C) , dont les valeurs sont celles de l'équation 4.9 multipliées par un facteur compris entre 0.5 et 1.5. La figure 4.10 présente l'évolution du taux d'érosion η_{er} le long de l'abscisse curviligne ($s = 0$ au bord d'attaque) pour chacun des couples (F_{ε_D}, C) . Les taux η_{er} de la figure 4.10 sont ceux calculés à la première itération (sur le profil sec) de la méthode *multi-step* permettant d'obtenir les formes de glace finales présentées figure 4.9 (voir section 1.4). Cette étude d'influence amène plusieurs remarques :

- Les valeurs de η_{er} sont minimales au point d'arrêt ($s = 0$) et augmentent avec la vitesse tangentielle des particules impactantes lorsque l'angle d'impact diminue. L'apport de l'action de coupage des particules sur la quantité de glace érodée est plus important que celui de la déformation plastique de la couche de glace et il en résulte une plus grande sensibilité des formes de glace au paramètre C qu'au paramètre F_{ε_D} .
- L'érosion issue de la déformation plastique de la couche de glace dépend de la vitesse normale


 (a) Variation de F_{ϵ_D}

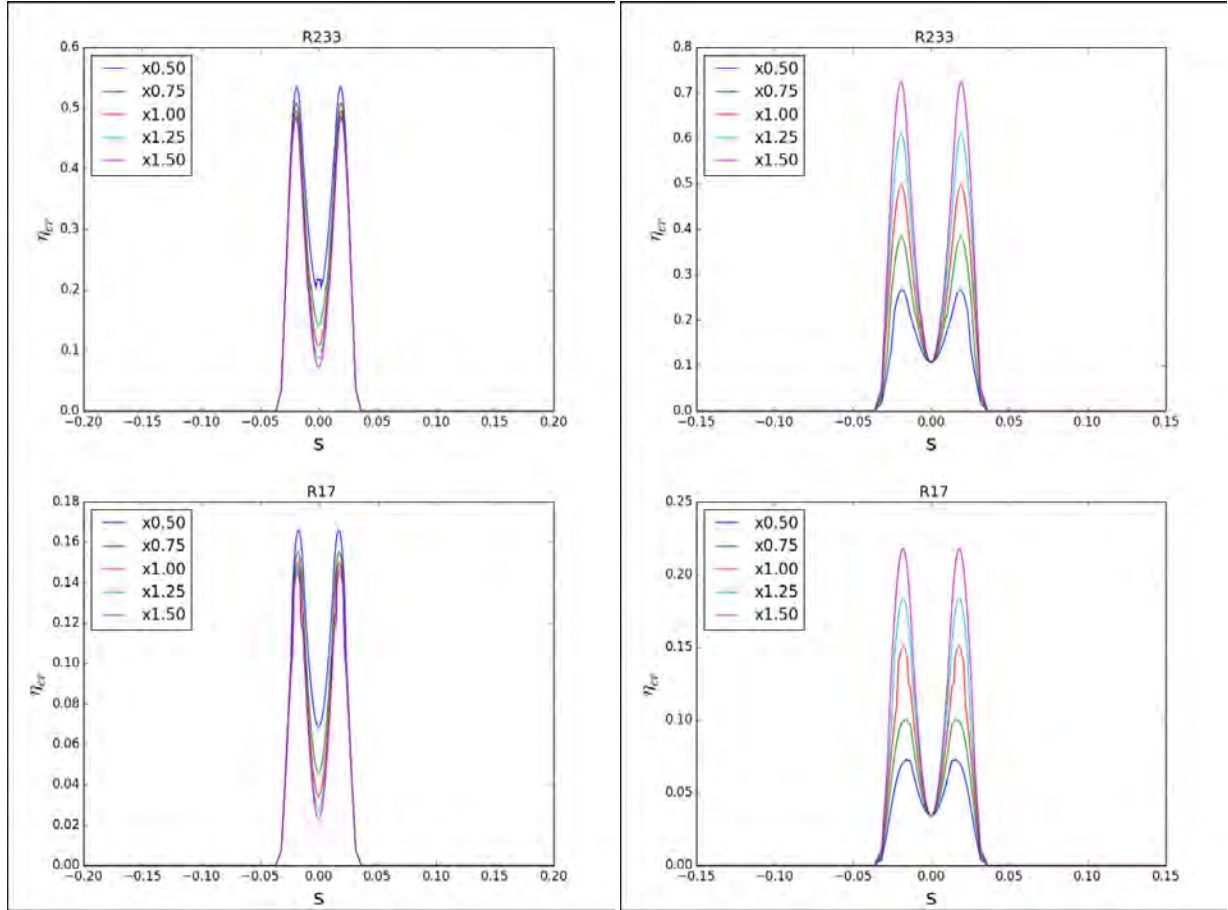
 (b) Variation de C

FIGURE 4.9. – Évolution des formes de glace des essais R17 (en bas) et R233 (en haut) pour différents couples de valeurs de (F_{ϵ_D}, C) , les valeurs de références étant : $F_{\epsilon_D} = 6.8 \times 10^7$ et $C = 0.006$

des particules impactantes. Aussi, comme le montre la figure 4.10a, le paramètre F_{ϵ_D} agit principalement sur la valeur au point d'arrêt de η_{er} et presque pas sur sa valeur maximale obtenue plus en aval. La variation de F_{ϵ_D} influence donc la pente des dépôts de givre et leur épaisseur au point d'arrêt, mais n'a pas d'impact sur la surface du profil recouverte par la couche de glace. A l'inverse, les variations du paramètre C influencent la valeur du maximum de η_{er} . Ce paramètre a donc un effet sur la surface recouverte par la couche de glace. De plus, comme on peut l'observer sur la figure 4.9b, la sévérité globale de l'accrétion est également modifiée par ce paramètre. En effet, le débit de glace érodé est majoritairement piloté par l'action de coupage des particules, et lorsque le paramètre C diminue fortement, celui-ci ne permet plus d'obtenir un état stationnaire l'accrétion (courbes verte $\times 0.75$ et bleue $\times 0.50$ de la figure 4.9b de l'essai R17).

- Il est possible de trouver un jeu de paramètres C et F_{ϵ_D} permettant d'obtenir un état stationnaire conforme aux résultats expérimentaux pour les essais R17 et R233, que ce soit pour la surface du profil recouverte de glace (paramètre C), l'épaisseur de glace au point d'arrêt ou la pente d'accrétion (paramètre F_{ϵ_D}).

L'influence de la variation du nombre de Mach, l'un des principaux facteurs du phénomène d'érosion, est correctement reproduite par le modèle entre les essais R17 et R233. Cependant, il convient de remarquer que la dépendance en vitesse de l'érosion n'a pu être testée que sur deux valeurs expérimentales distinctes.


 (a) Variation de F_{ε_D}

 (b) Variation de C

 FIGURE 4.10. – Taux d'érosion η_{er} en fonction de l'abscisse curviligne des essais R17 (en bas) et R233 (en haut) pour chaque couples de valeurs de (F_{ε_D}, C) de la figure 4.9

4.3.2. Influence de la teneur en eau liquide

La série 1 des expériences menées au NRC permet de caractériser l'évolution de la sévérité de l'accrétion en fonction du taux de fonte des cristaux. Cette série est composée des essais R17, R77, R67, R92 et R101, avec un taux de fonte des cristaux croissant allant de 6.0% à 31.4%. On peut supposer que le faible taux de fonte des cristaux de l'essai R17 ($\eta_m = 6.0\%$) a un effet négligeable sur le débit massique de glace érodée. Cependant, la comparaison des essais R67 et R92, pour lesquels les taux de fonte respectifs sont de $\eta_m = 16.6\%$ et $\eta_m = 26.4\%$, montre une sévérité de l'accrétion plus élevée pour l'essai R67, alors que l'efficacité de collage des cristaux est supérieure pour l'essai R92. On peut supposer que l'augmentation du taux de fonte des cristaux entre les deux essais se traduit par un plus grand taux de dépôt des cristaux, mais également une augmentation du débit de glace érodée. Enfin, lorsqu'on augmente encore le taux de fonte des cristaux avec l'essai R101 ($\eta_m = 31.4\%$), on observe à nouveau une diminution de la sévérité de l'accrétion, l'augmentation du débit de glace érodé compensant de plus en plus largement l'augmentation du débit de glace déposé. Cette influence est modélisée via les paramètres matériaux E_{α_l} et σ_{el,α_l} , qui dépendent de la teneur en eau liquide de la couche de glace α_l , supposée équivalente à sa porosité (sous l'hypothèse d'un volume d'air négligeable dans la glace) : $E_{\alpha_l} = E \times f(\alpha_l)$ et $\sigma_{el,\alpha_l} = \sigma_{el} \times f(\alpha_l)$, où E et σ_{el} sont le module d'Young et la limite d'élasticité de la glace lorsque la teneur en eau liquide α_l est négligeable. Plusieurs études de la littérature fournissent les mesures des paramètres structuraux de la glace en fonction de sa porosité [106, 130, 135]. Celle-ci est souvent approchée par une fonction linéaire :

$$f(\alpha_l) = 1.0 - \alpha_l \times L \quad (4.10)$$

Par souci de simplicité du modèle, on suppose que l'influence de la porosité est la même pour le module d'Young et la limite d'élasticité de la couche de glace. On considère ainsi que la fonction $f(\alpha_l)$ permet de modéliser à la fois l'évolution de E_{α_l} et de σ_{el,α_l} . Landau & Duval [130] déterminent une valeur de L de 3.51 pour des glaciers arctiques à partir de mesure de module d'Young, alors que Mojataba [106] donnent $L = 2.0$ pour ce même paramètre. Stanislav et al. [135] mesurent une diminution de la résistance en compression d'échantillons de glace artificielle de 30% lorsque la porosité, constituée de cavités sphériques, passe de 2 à 16% et de 64% lorsque la porosité est composée de cavités de formes irrégulières. On a alors $L = 1.875$ pour les cavités sphériques, et $L = 4.0$ pour les cavités irrégulières. Ces mesures donnent un ordre de grandeur du paramètre L . Elles présentent toutefois une grande dispersion et ne sont pas réalisées sur des échantillons de glace obtenus par accrétion de particules. Aussi, nous calibrerons la constante L en utilisant la variation de la sévérité de l'accrétion observée par Currie *et al.* [37] pour la série d'expérimentation 1. La figure 4.11 présente les simulations des essais de la série 1 pour différentes valeurs de L . La comparaison avec les mesures expérimentales permet alors de calibrer ce paramètre. Comme le montre la figure 3.16 de la section 3.3.2, les essais menés au NRC en régime *glaciated* présentent une teneur en eau liquide de la couche de glace dont l'évolution suit la variation du taux de fonte des cristaux, avec des valeurs légèrement supérieures car les essais sont réalisés dans un environnement chaud. La valeur permettant de reproduire l'évolution de la sévérité de l'accrétion en fonction du taux de fonte des cristaux est $L = 2.2$. On a alors :

$$\begin{aligned} E_{\alpha_l} &= E \times f(\alpha_l) = E(1.0 - 2.2\alpha_l) \\ \sigma_{el,\alpha_l} &= \sigma_{el} \times f(\alpha_l) = \sigma_{el}(1.0 - 2.2\alpha_l) \end{aligned} \quad (4.11)$$

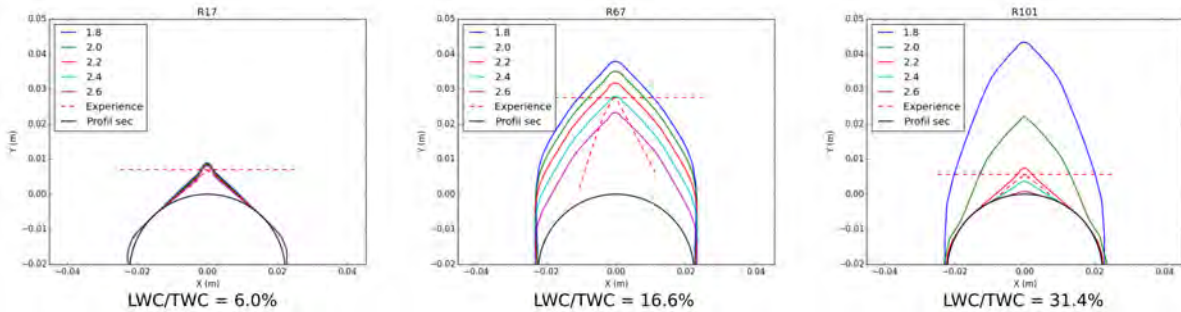


FIGURE 4.11. – Évolution des formes de glace des essais R17, R67 et R101 de la série 1 pour différentes valeurs de L , comparaison avec les formes de glace expérimentales (pointillés rouges)

La variation des formes de glace simulées pour l'essai R17 n'est presque pas influencée par les différentes valeurs de L car la teneur en eau liquide maximale de la couche de glace est de $\alpha_l = 0.065$ (obtenue au point d'arrêt). À l'inverse, les simulations de l'essai R101, pour lequel $\alpha_l = 0.37$ au point d'arrêt sont sensibles à la valeur de L . Les formes de glace prédites pour $L = 2.2$ sont conformes aux observations expérimentales pour les essais R17 et R101, et on retrouve l'état stationnaire de la forme de glace décrit par Currie *et al.* [37] pour ces essais. L'essai R67 est quant à lui caractérisé par une croissance constante de la glace tout au long de l'essai. Ce résultat est également prédit par les simulations et l'on retrouve l'épaisseur de glace expérimentale au bout des 382s d'accrétion. Cependant, la pente de l'accrétion ne correspond pas aux mesures expérimentales et le calcul surestime la masse totale de glace accrétée. Une analyse plus approfondie de l'influence du modèle d'érosion développé au cours de cette thèse sur la forme de glace est proposée dans la partie 4.3.4.

4.3.3. Influence de la taille des particules

Dans le modèle d'érosion proposé (voir chapitre 3), l'influence du diamètre des particules sur le taux d'érosion est prise en compte via le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε_f résultant de la fragmentation de la particule impactante. Ce taux de dissipation dépend lui même du taux de déformation de la particule $\dot{\varepsilon}$, qui fait intervenir sa vitesse d'impact et son diamètre, ainsi que la distribution initiale de défauts pouvant être activés au delà d'une valeur seuil du taux de déformation. Dans le modèle cette distribution est approchée par une loi de Weibull de paramètres k et m [57] (voir la section 3.3.1 du chapitre 3).

Pour les particules de glace injectées, deux distributions de taille ont été utilisées par Currie et al. [37, 35] lors des séries 1 à 5 réalisées au NRC. Les séries 1,2 et 3 sont opérées avec un diamètre volumique moyen MVD de 57 μm , et les séries 4 et 5 avec un MVD de 28 μm . De plus, les essais R699 et R233 présentent un nombre de Mach similaire, respectivement 0.48 et 0.40, alors que l'essai R17 est opéré avec un nombre de Mach plus faible ($M = 0.25$). Ces essais font intervenir une variation de la vitesse d'impact des particules et de leur diamètre. Elles sont utilisés pour calibrer les constantes k et m . En outre, une étude de Petrovic [114] mesure l'effet du volume d'échantillons de glace sur leur résistance en tension. En supposant également une distribution de Weibull pour les défauts présents dans la glace, il propose $m = 5$. Cette valeur sera comparée à la valeur optimale obtenue par calibration afin de retrouver les épaisseurs de glace des essais R17, R233 et R699. Le modèle d'érosion a été ajusté aux essais R17 et R233 pour lesquels $MVD = 57 \mu\text{m}$. Aussi, si l'énergie dissipée par la fragmentation de la particule est négligée, la simulation de l'essai R699 prédit un débit d'accrétion (prenant en compte la somme des débits de glace accumulée et érodée) quasiment nul car le débit d'érosion est alors fortement surestimé. Par ailleurs, la simulation de l'essai R699 sans prise en compte de l'érosion conduit à une accrétion environ 4 fois trop importante par rapport aux mesures expérimentales. L'effet du phénomène d'érosion est donc atténué par la diminution de la taille des particules, mais n'est cependant pas négligeable. On rappelle l'équation 1.40 permettant de calculer le débit de glace érodé :

$$\dot{m}_{er} = \eta_{er} \dot{m}_{imp,c}$$

Où le taux d'érosion η_{er} est proportionnel au carré de la vitesse d'impact réduite des particules v_r :

$$\eta_{er} \propto v_r^2 \quad (4.12)$$

v_r représente la vitesse de la particule en retranchant l'énergie dissipée par fragmentation de son énergie cinétique initiale. On rappelle la définition de v_r donnée section 3.3.1 :

$$v_r = v (1 - \varepsilon_f)^{0.5}$$

Enfin, l'expression de ε_f (équation 3.61) est également rappelée :

$$\begin{aligned} \varepsilon_f &= \frac{Q_f}{Q_c} = \frac{E \frac{m+3}{2(m+5)} \alpha^{-2/(m+3)} \dot{\varepsilon}^{6/(m+3)}}{\frac{1}{2} \rho_p v^2} \\ &= \frac{E}{\rho_p} \frac{m+3}{m+5} \alpha^{-2/(m+3)} v^{-2m/(m+3)} d^{-6/(m+3)} \end{aligned}$$

Où α est une fonction constante des paramètres de fissuration k , m et C_g (équation 3.52) :

$$\alpha = \frac{8\pi k C_g^3}{(m+1)(m+2)(m+3)}$$

Le paramètre m pilote la variation de ε_f en fonction du diamètre de la particule d et de sa vitesse d'impact v , et le paramètre k son ordre de grandeur pour un diamètre donné. Le calcul

de ε_f fait intervenir la vitesse des particules à l'impact par le terme : $v^{-2m/(m+3)}$. Plus la valeur de m est élevée, et plus la dépendance de ε_f à la vitesse de l'impact est grande, v passant d'un exposant nul pour $m = 0$ à -1.54 pour $m = 10$. A l'inverse, l'influence du diamètre particulaire est d'autant plus grande que m est petit, d ayant un exposant allant de -2 lorsque $m = 0$ à -0.46 pour $m = 10$.

Les essais R17 et R233 sont réalisés avec la même distribution en taille de particules. Concernant le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse, on cherche à trouver des valeurs semblables du taux de dissipation ε_f afin que ε_f soit moins sensible à la variation de la vitesse d'impact des particules qu'à celle de leur diamètre. La figure 4.12 présente l'évolution de ε_f en fonction du diamètre des particules pour des vitesses correspondant aux nombre de Mach 0.25, 0.40 et 0.48 des essais R17, R233 et R699. La figure 4.12 comporte 4 configurations, chacune pour une valeur de m différente. Les valeurs de k associées à chaque valeur de m sont ajustées de manière à obtenir la même valeur de ε_f pour l'essai R233. On remarque que pour $m = 3$ et $m = 5$, le calcul de ε_f donne un écart conséquent entre les essais R17 et R233 qui ne permet pas de reproduire correctement la sévérité de l'accrétion observée avec les modèles présentés dans ce manuscrit. La sensibilité du calcul de ε_f à la variation de la vitesse d'impact des particules est trop importante pour de telles valeurs de m . Les résultats sont plus satisfaisants pour de petites valeurs de m . La valeur de k est ensuite calibrée par la variation du diamètre des particules, de manière à reproduire les résultats expérimentaux de l'essai R699. Le couple (m,k) ainsi obtenu avec les résultats des simulations des essais R17, R233 et R699 est :

$$\begin{aligned} m &= 0.5 \\ k &= 5.0 \times 10^{13} \end{aligned} \quad (4.13)$$

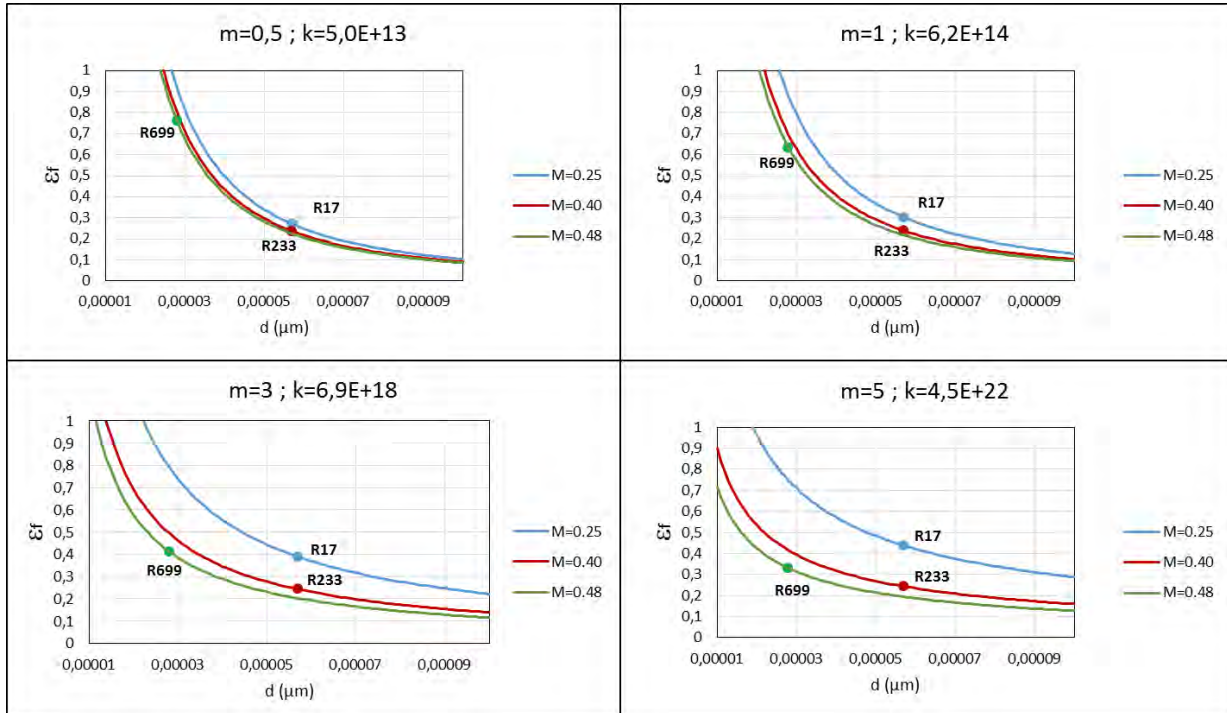


FIGURE 4.12. – Taux de dissipation de l'énergie cinétique ε_f tracé en fonction du diamètre des particules d à des nombres de Mach de 0.25 (courbe bleue), de 0.40 (courbe rouge) et de 0.48 (courbe verte) pour différentes valeurs du couple (m,k)

La valeur de m que l'on obtient dans le cadre de notre étude est inférieure à celle donnée par Petrovic et paraît petite par rapport aux valeurs usuelles utilisées dans le cadre de la théorie de Grady [59] même si l'on considère le fait que les mesures étudiées par Petrovic sont issues du

domaine de la glaciologie (étude des glaciers) alors que l'on étudie ici la fissuration de particules de glace micrométrique formées dans la haute atmosphère.

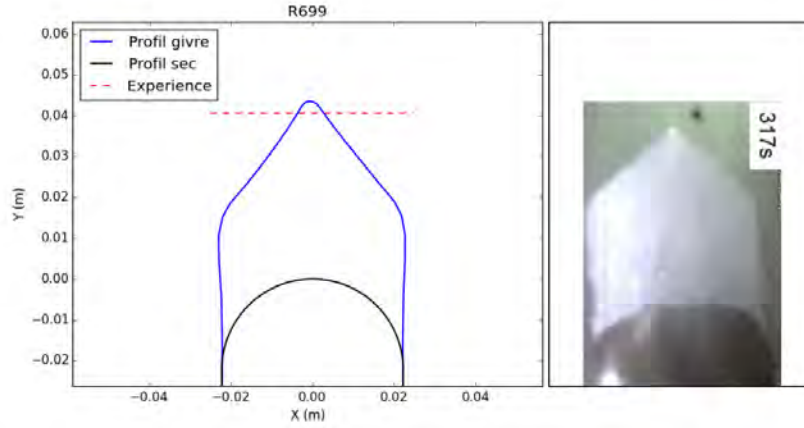


FIGURE 4.13. – Simulation d'accrétion de l'essai R699 d'une durée de 317s avec le couple ($m = 0.5$, $k = 5.0 \times 10^{13}$) et comparaison avec la hauteur de glace expérimentale (pointillés rouges)

La figure 4.13 présente les résultats de la simulation de l'essai R699 avec le couple ($m = 0.5$, $k = 5.0 \times 10^{13}$) et leur comparaison aux données expérimentales. On remarque que la forme en double pente qui caractérise l'essai R699 est correctement reproduite avec le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse. Ce résultat est possible grâce à la reformulation des équations du calcul du volume de matière érodée par l'action de coupage des particules V_c proposée dans la section 3.3.3. Ce dernier point est discuté plus en détail dans la section suivante.

Afin de gagner en temps de calcul, les simulations ont été réalisées en injectant une seule classe de diamètre de particule égale au diamètre volumique moyen MVD des distributions utilisées par Currie *et al.* [37, 35] pour ses essais. Cependant, il est intéressant de considérer une description plus précise de la distribution en taille des particules, les plus grosses particules impactant différemment le profil du fait de leur plus grande inertie. Le modèle d'érosion implémenté dans l'outil IGLOO2D permet de prendre en compte la distribution en tailles des particules impactantes via le diamètre moyen en masse D_{43} calculé à partir des diamètres d_i classes de particules injectées numériquement et de leur nombre par classe n_i ou de leur fraction massique $f_{m,i}$:

$$D_{43} = \frac{\sum n_i d_i^4}{\sum n_i d_i^3} = \frac{\sum \frac{12f_{m,i}}{\rho d_i} d_i^4}{\sum \frac{12f_{m,i}}{\rho d_i} d_i^3} \quad (4.14)$$

Currie *et al.* [34] fournissent la distribution en taille de leurs essais pour les séries d'expérimentations 1 et 2. Celle-ci est décrite par 20 classes discrètes (voir le tableau 4.2). Chaque classe possède une fraction massique de 0.05. La figure 4.14 compare les débits massiques de glace érodée ainsi que les résultats des simulations des essais R17 et R233 effectuées avec une seule classe de particule et en injectant les 20 classes de particules décrites dans le tableau 4.2. Le débit d'érosion calculé pour la configuration avec 20 classes de particules est plus élevé car on a alors $D_{43} = 69,7 \mu\text{m}$ alors que le D_{43} est équivalent au MVD lorsque l'on injecte une seule classe de particule. Cependant, les résultats des simulations sont très similaires, ce qui justifie l'utilisation d'une seule classe particulaire par la suite. Dans l'outil IGLOO2D, la modélisation de l'érosion prend en compte un unique diamètre D_{43} représentatif du nuage des particules. Cependant, il serait également possible de calculer un débit d'érosion associé à chaque classe de particules ayant chacune un diamètre distinct. Au vu de l'importance de l'influence du diamètre des particules sur la sévérité de l'accrétion, cette approche pourrait permettre de calculer plus précisément le débit massique de glace érodée en fonction de la taille des particules. Cette possibilité n'a cependant pas été étudiée rigoureusement au cours de cette thèse et reste une option ouverte.

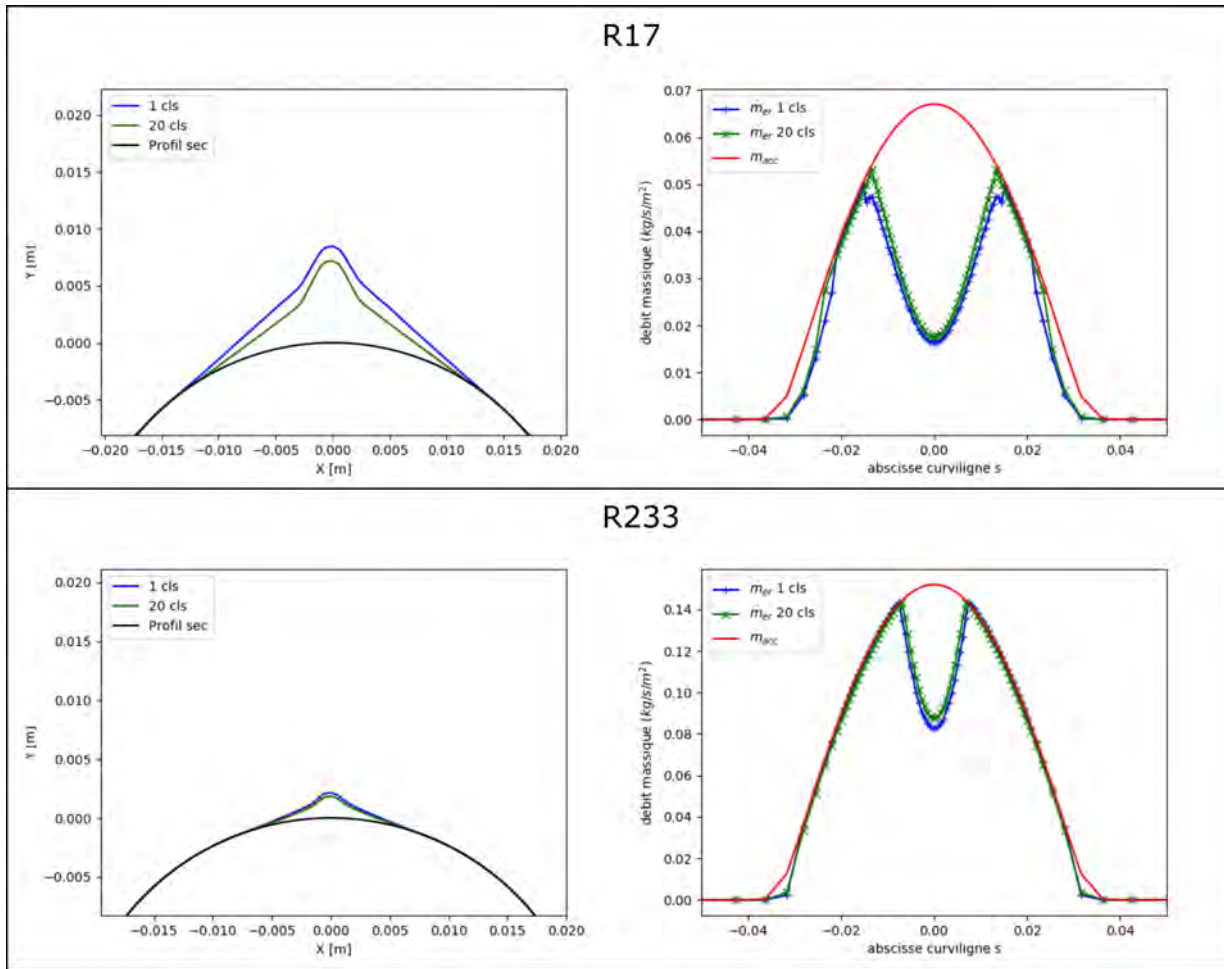
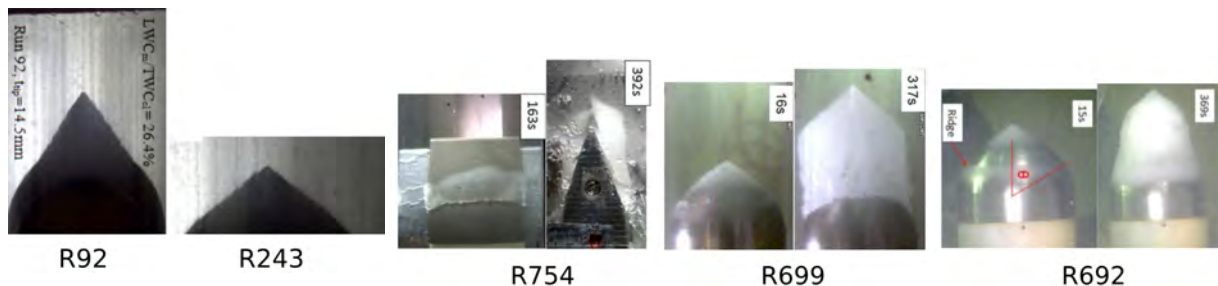


FIGURE 4.14. – Comparaison des débits massiques de glace érodée \dot{m}_{er} ainsi que les résultats des simulations des essais R17 (en haut) et R233 (en bas) effectuées avec une seule classe particulaire et en injectant la distribution de 20 classes décrites dans le tableau 4.2

4.3.4. Étude des formes de glace usuelles de la base de données disponible

D'une manière générale, deux formes de glace sont observées par Currie et al. [37, 35] dans leurs essais. L'une est conique et caractéristique de l'atteinte d'un état stationnaire de l'accrétion, alors que l'autre présente une forme en double pente obtenue pour les essais n'atteignant pas d'état stationnaire.



(a) Formes de glace coniques avec atteinte d'un état stationnaire (b) Formes de glace en double pente sans atteinte d'un état stationnaire

FIGURE 4.15. – Exemples de formes de glace obtenues lors des expériences du NRC - Adaptée de Currie et al. [35, 37]

<i>classe</i>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
d_i (μm)	20.0	28.0	32.5	35.7	38.8	41.8	44.8	48.0	51.5	55.3
<i>classe</i>	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
d_i (μm)	60.8	67.8	75.1	83.0	90.8	99.7	109.8	120.0	130.1	140.0

TABLE 4.2. – Représentation en 20 classes de la distribution en taille des particules utilisée par Currie et al. [34] pour les essais des séries 1 et 2, chaque classe étant caractérisée par une fraction massique de 0.05

La figure 4.15 distingue les deux formes de glace obtenues par Currie et al. [37, 35]. Le modèle d'érosion développé par Trontin et al. [147] permet de retrouver les formes de glace coniques obtenues pour les essais caractérisés par l'atteinte d'un état stationnaire de l'accrétion. En effet, le modèle prévoit une augmentation du taux d'érosion avec la diminution de l'angle d'impact conduisant aux formes d'accrétion coniques de la figure 4.15b. Cependant, l'initiation de l'accrétion observée pour des angles très rasants, voir figure 4.15b, suggère que le taux d'érosion admet un maximum pour un angle d'impact donné avant de décroître lorsque l'angle d'impact augmente encore.

Le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse permet de décrire cette évolution via l'expression du volume érodé par l'action de coupage des particules V_c . Cette expression, établie section 3.3.3, prend en compte la vitesse d'éjection des particules, qui entraîne une diminution du taux d'érosion lorsque l'angle d'impact est très rasant. De plus, la prise en compte de la fragmentation des particules réduit d'autant plus le taux d'érosion que les particules sont petites. Le modèle est alors capable de prédire à la fois les formes coniques des états stationnaires des essais des séries 1 et 2 et les formes en double pente des essais des séries 4 et 5. Les formes de glace obtenues pour l'essai R699, ainsi que les débits massiques surfaciques de glace accumulée \dot{m}_{acc} , érodée \dot{m}_{er} et accrétée \dot{m}_{ice} ($\dot{m}_{ice} = \dot{m}_{acc} - \dot{m}_{er}$) pour trois différentes formulations du modèle sont présentées figure 4.16. Dans la première formulation, le paramètre K caractérisant le ratio des surfaces de contact normale et tangentielle entre particule et paroi au cours de l'impact, est considéré constant et égal à 1. Cette formulation fournit les résultats présentés section 3.2.5. Dans la seconde, le paramètre K est variable mais l'effet de l'érosion négligé. Finalement, le modèle est utilisé dans sa formulation complète, avec un paramètre K variable et une prise en compte de l'érosion.

Lorsque la dissipation de l'énergie liée à la fragmentation des particules n'est pas prise en compte, le débit massique d'accrétion \dot{m}_{ice} est très faible du fait d'un débit massique d'érosion \dot{m}_{er} contrebalançant presque entièrement le débit massique de glace accumulée \dot{m}_{acc} (voir la figure 4.16(b)). Sur les figures 4.16(a) et 4.16(c), on constate le même ordre de grandeur du débit d'érosion \dot{m}_{er} lorsque la fragmentation des particules est prise en compte. Cependant, \dot{m}_{er} est égal à \dot{m}_{acc} pour la figure 4.16(c), i.e. lorsque K est constant, et la forme de glace correspondante atteint un état stationnaire qui n'est pas observé dans l'expérience. Enfin, la réécriture de V_c avec un paramètre K non constant conduit à la décroissance de \dot{m}_{er} pour des angles d'impact très rasants, et permet l'obtention de la forme en double pente en accord avec les données expérimentales. Ainsi, c'est à la fois la prise en compte de la fragmentation des particules et d'un rapport des aires de contacts K variable au cours de l'action de coupage des particules qui permet la prédiction correcte de la forme et de la hauteur de la glace accrétée de l'essai R699.

Cet aspect du modèle d'érosion explique également la surestimation de la masse de glace accrétée calculée pour l'essai R67 (voir figure 4.11). En effet, cet essai est particulier car Currie et al. [37] observent une forme de glace conique mais cette fois-ci sans atteindre un état stationnaire. L'utilisation du modèle d'érosion développé au cours de cette thèse conduit à la prédiction correcte d'une accrétion de glace continue, mais aussi d'une forme de glace en double pente qui n'est pas obtenue expérimentalement. L'angle du cône est alors plus grand que ce que l'on observe lors

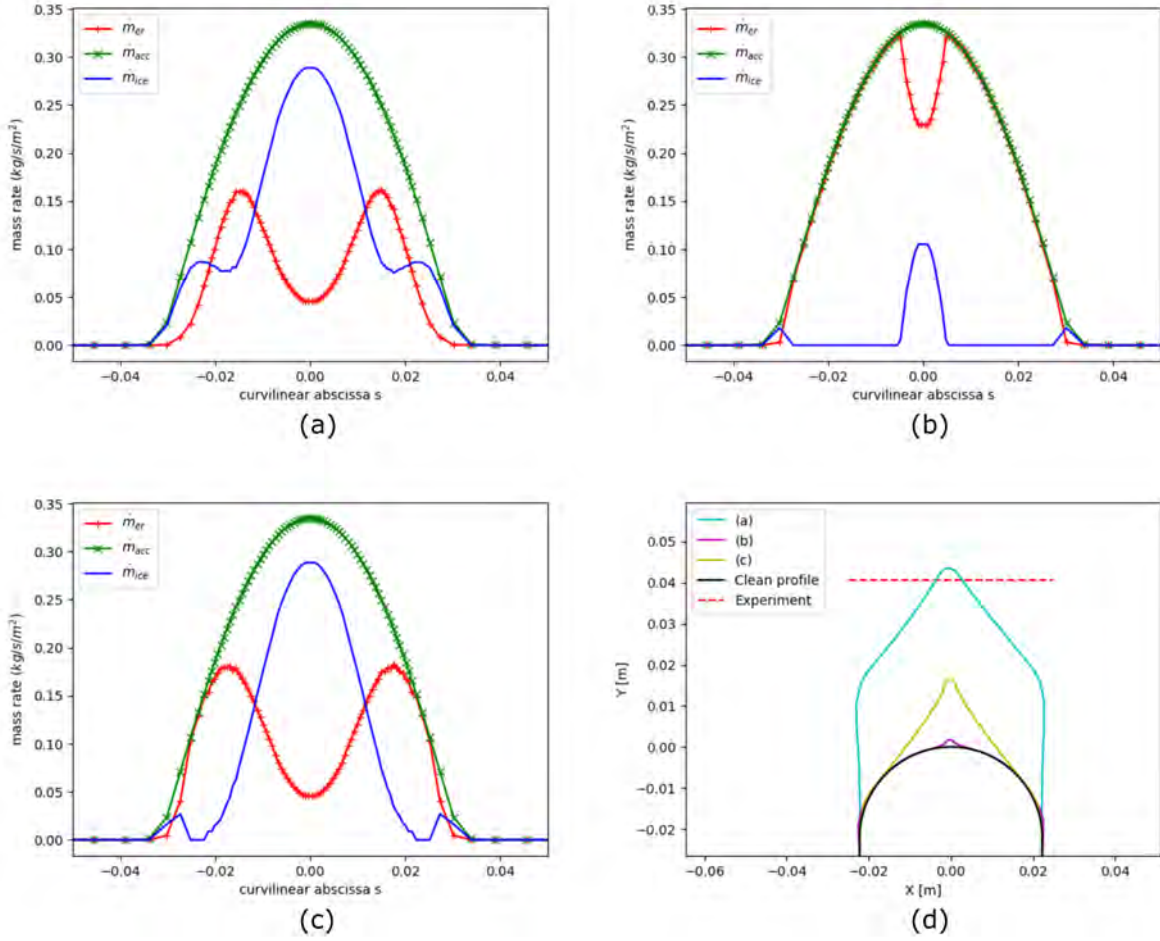


FIGURE 4.16. – Équilibre des débits massiques de glace accumulée \dot{m}_{acc} , érodée \dot{m}_{er} et accrétée \dot{m}_{ice} de l'essai R699 pour trois différentes configuration du modèle d'érosion : (a) prenant en compte un K variable et la fragmentation des particules, (b) prenant en compte un K variable mais pas la fragmentation des particules, et (c) prenant en compte la fragmentation des particules mais avec un K constant ($K = 1.0$) - Les simulations des formes de glace correspondantes sont tracées en (d)

de l'expérience, conduisant à une masse accrétée plus grande. L'angle du cône varie en fonction de l'angle d'impact pour lequel le débit d'érosion est maximal, ce dernier étant lui-même variable pour le modèle développé dans cette thèse. On rappelle les expressions des volumes érodés par usure plastique de la couche de glace (équation 3.75) :

$$V_d = \frac{\frac{1}{2}m(v_n - v_{el})^2}{\varepsilon_D} = \frac{\frac{1}{2}m(v_n - v_{el})^2}{F_{\varepsilon_D}} \frac{E}{\sigma_{el}^2} \quad (4.15)$$

Et par l'action de coupage de la particule (équation 3.16) :

$$V_c = C \frac{m}{2\sigma_{el}} \left(v^2 \cos^2(\theta) - \max \left[0, v \cos(\theta) - \frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi \sigma_{el}^{1/4}} \right]^2 \right) \quad (4.16)$$

On rappelle aussi que lorsque $\frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi \sigma_{el}^{1/4}} \geq v \cos(\theta)$, le régime d'impact est dit quasi-normal. On a alors :

$$V_{c,qn} = C \frac{m}{2\sigma_{el}} v^2 \cos^2(\theta) \quad (4.17)$$

Inversement, lorsque $\frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi \sigma_{el}^{1/4}} < v \cos(\theta)$, le régime d'impact est dit rasant. Pour ce dernier, la particule possède une vitesse tangentielle non nulle à la fin de l'action de coupage :

$$V_{c,r} = C \frac{m}{2\sigma_{el}} \left(v^2 \cos^2(\theta) - \left(v \cos(\theta) - \frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi \sigma_{el}^{1/4}} \right)^2 \right) \quad (4.18)$$

L'angle limite θ_{lim} séparant le régime d'impact des angles quasi-normaux de celui des angles rasants est donné par :

$$v \cos(\theta_{lim}) - \frac{v^{3/2} \sin^{3/2}(\theta_{lim}) \rho^{1/4} I}{6^{1/4} \pi \sigma_{el}^{1/4}} = 0 \quad (4.19)$$

Lorsque $\theta = \theta_{lim}$, $V_{c,r}$ est maximal et on obtient la valeur maximale du taux d'érosion. En vertu de la relation 4.19, θ_{lim} dépend de la vitesse d'impact v , de la densité de la glace ρ et de sa limite d'élasticité σ_{el} . Pour rappel, I est une constante égale à 1.75.

Dans le contexte de cette thèse, la limite d'élasticité correspond à la contrainte en compression, appelée résistance en compression, pour laquelle la glace est déformée de manière irréversible. La littérature fait état d'une grande dispersion des mesures de σ_{el} [142, 44, 79, 129, 130], en fonction notamment du taux de déformation, de la température et de la structure de la glace étudiée. On remarque néanmoins que l'étude de Schremb et al. [129], menée dans le cadre du projet MUSIC-haic, s'attache à caractériser la résistance en compression d'un échantillon de glace produit de manière à ce que sa structure corresponde à celle de la glace d'accrétion obtenue en condition cristaux. Ils mesurent alors des valeurs de la résistance en compression σ_{el} comprises entre 0.05 et 0.2 MPa. Celle-ci intervient à la fois dans l'expression du volume érodé par usure plastique V_d et dans celle du volume érodé par coupage V_c . L'ordre de grandeur de σ_{el} peut être équilibré par les paramètres empiriques F_{ε_D} et C , ce qui ne permet a priori pas de conclure quant à sa valeur. Cependant, σ_{el} est également nécessaire au calcul de l'angle limite θ_{lim} , ce qui permet d'étudier son influence à l'aide des données expérimentales de Currie et al. [37, 35]. La valeur de σ_{el} permettant de reproduire au mieux les données expérimentales sera ensuite comparée aux mesures de la littérature. Ainsi, d'après les équations 4.15, 4.16 et 4.18, les constantes F_{ε_D} et C peuvent être ajustées afin d'obtenir les mêmes amplitudes pour les volumes V_d et $V_{c,qn}$ quelque soit la valeur de σ_{el} . Cependant, la valeur de l'angle limite θ_{lim} maximisant le volume érodé par coupage V_c sera modifiée et par conséquent la forme du bloc de glace.

La figure 4.17 présente l'évolution du taux d'érosion η_r en fonction de l'abscisse curviligne de l'essai R699 pour plusieurs valeurs de σ_{el} . Pour chaque simulation, les constantes F_{ε_D} et C sont ajustées de manière à obtenir la même valeur maximale du taux d'érosion. Plus σ_{el} est petit et plus l'angle d'impact pour lequel l'érosion est maximale est rasant. En conséquence, l'angle du cône d'accrétion varie avec σ_{el} . θ_{lim} varie également avec la vitesse d'impact des particules. Une étude de l'évolution de l'angle du cône d'accrétion en fonction des valeurs de σ_{el} et du nombre de Mach des essais considérés permet donc de calibrer σ_{el} . De plus, les calculs sont effectués avec $\sigma_{el,\alpha_l} = \sigma_{el} \times f(\alpha_l)$ qui dépend elle-même de la teneur en eau liquide α_l de la couche de glace via l'équation 4.11. Le tableau 4.3 présente les résultats de cette étude, ainsi que la moyenne des écarts relatifs e_{moy} entre les mesures des angles simulés et la valeur expérimentale des essais considérés.

Il est difficile de conclure au vu des valeurs moyennes et des écarts relatifs obtenus pour chaque valeur de σ_{el} . Néanmoins, la valeur de σ_{el} permettant de reproduire le plus fidèlement les angles d'accrétion mesurés expérimentalement est finalement :

$$\sigma_{el} = 0.2 \text{ MPa} \quad (4.20)$$

Cette valeur, que l'on retient pour la modélisation du phénomène d'érosion, correspond à l'ordre de grandeur des mesures effectuées par Schremb et al. [129]. Dans le cadre de modélisation ci-contre, il serait important de disposer de données expérimentales sur la résistance en compression σ_{el} d'échantillons de glace obtenus par accrétion de particules de glace en soufflerie, notamment

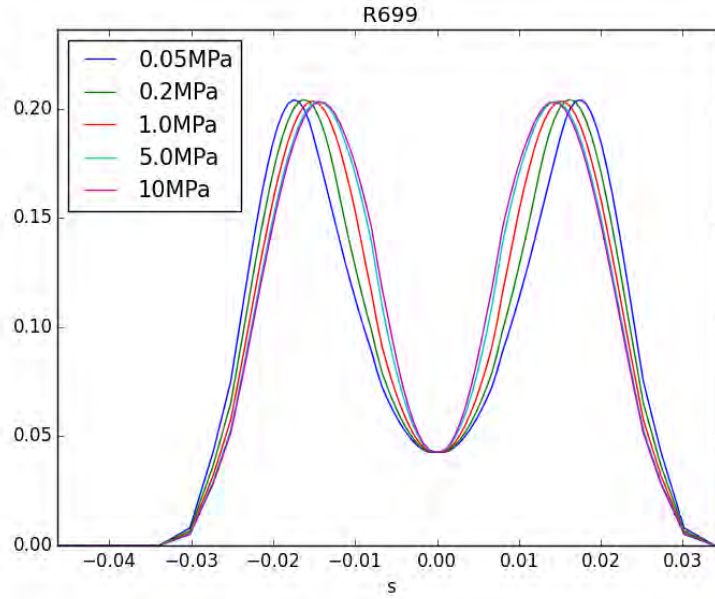


FIGURE 4.17. – Évolution du taux d'érosion η_r en fonction de l'abscisse curviligne de l'essai R699 pour plusieurs valeurs de σ_{el}

	<i>R17</i>	<i>R67</i>	<i>R233</i>	<i>R699</i>	e_{moy}
σ_{el} 0.05 MPa	89.7°	80.6°	127.5°	65.4°	21.2%
0.20 MPa	96.6°	86.6°	130.8°	72.8°	20.7%
1.00 MPa	100.7°	93.7°	137.6°	80.35°	23.8%
5.00 MPa	105.7°	100.0°	142.9°	85.4°	27.6%
10.0 MPa	107.5°	101.6°	145.5°	85.8°	29.2%
<i>expérience</i>	97.6°	55.8°	122.7°	91.2°	

TABLE 4.3. – Évolution des angles des cônes d'accrétion simulés pour différentes valeurs de σ_{el}

en fonction du rapport LWC/TWC . Cependant, il convient de remarquer qu'un tel montage semble difficile à mettre en œuvre.

Bilan

On a traité dans ce chapitre de la calibration des constantes des modèles d'efficacité de collage des particules et d'érosion de la couche de glace, présentés dans les sections 2 et 3 de cette thèse. Une méthodologie la plus rigoureuse possible, compte tenu du jeu limité de données disponibles, a été mise en œuvre d'une part pour fixer au mieux les constantes empiriques des modèles, d'autre part pour valider les valeurs obtenues. Les principales conclusions pouvant être tirées de ce chapitre sont :

- La nouvelle fonction de collage F_{mp} permet une meilleure cohérence des résultats avec les données expérimentales, mais les simulations des essais R175 et R174 de la base de données de Baumert *et al.* [13], avec une température de l'écoulement de $T = -15^{\circ}C$, surestiment encore le taux d'accrétion. Cependant, il est difficile d'améliorer encore les résultats avec la calibration de la fonction F_{mp} sans dégrader ceux des essais réalisés à des températures plus chaudes ou sans être confronté à des problèmes de stabilité du modèle.
- Le calibration du paramètre de Weibull m dans le modèle d'érosion fournit une valeur nettement plus petite que celles rencontrées usuellement dans la littérature. Néanmoins, l'introduction d'un puits d'énergie associé à la fragmentation des particules impactantes permet de prendre en compte l'influence de leur diamètre sur le taux d'érosion et ainsi de retrouver les résultats expérimentaux d'une base de données plus étendue par rapport au précédent modèle d'érosion.
- Les bases de données disponibles ne comprennent que deux distributions de taille différentes pour les cristaux. De plus, la variation de la taille des cristaux s'accompagne également d'un changement du nombre de Mach. La calibration des constantes concernant l'influence du diamètre des particules n'est donc pas aisée. Aussi, des données expérimentales supplémentaires seraient nécessaires pour permettre une détermination plus simple et plus précise des valeurs des constantes.
- La prise en compte d'un rapport variable des surfaces de contact normales et tangentielles entre les particules et la paroi au cours de l'impact (K) ainsi que de la fragmentation des particules permet une nette amélioration des résultats en ce qui concerne l'influence de la taille des cristaux et la prédiction des formes de glace lorsque l'accrétion n'atteint pas d'état stationnaire.

Validation des nouveaux modèles sur des cas bidimensionnels et comparaison avec les modèles HAIC

Un modèle pour le dépôt des particules, ainsi qu'un modèle pour l'érosion de la couche de glace provoquée par l'impact des cristaux ont été décrits respectivement dans les chapitres 2 et 3. Le chapitre 4 a ensuite permis de présenter la méthodologie et les calculs réalisés pour calibrer les constantes empiriques de ces modèles à partir des données expérimentales choisies parmi les essais de Currie *et al.* [37, 35] et de Baumert *et al.* [13]. Ce chapitre présente les résultats de simulations effectuées dans le but de valider les nouveaux modèles proposés et de mesurer leur apport par rapport aux modèles antérieurs issus du projet HAIC. Pour cela, une base de données de validation est tout d'abord construite à partir d'essais réalisés par Currie *et al.* et Baumert *et al.* non encore exploités pour la calibration des modèles. La simulation de cette base de données permet de conclure sur les gains réalisés mais également de pointer certaines limitations et d'avoir quelques perspectives pour des développement futurs.

Sommaire

5.1. Description de la base de données retenue pour la validation des modèles	128
5.2. Efficacité de collage des particules en régime <i>mixed phase</i>	129
5.3. Érosion de la couche de glace	131
5.3.1. Séries 1 et 2 : variation du nombre de Mach et du taux de fonte des cristaux	131
5.3.2. Série 3, essai R1286 : changement de profil de l'article étudié	133
5.3.3. Série 4, essai R699 et série 5, essai R754 : augmentation du nombre de Mach et diminution de la taille des particules	134
5.4. Conclusions	135

5.1. Description de la base de données retenue pour la validation des modèles

En ce qui concerne la modélisation de l'efficacité de collage des particules en régime *mixed phase*, la série 7, constituée des expérimentations de Baumert *et al.* [13] réalisées sur un profil cylindrique, met en œuvre des conditions d'essais similaires à celles de la série 6 et sa simulation nous permet de valider le développement de la fonction F_{mp} .

Pour la modélisation de l'érosion, la simulation de la série 1 des essais de Currie *et al.* permet de valider l'influence de la teneur en eau liquide de la couche de glace sur le débit d'érosion pour un nombre de Mach relativement petit ($M = 0.25$), et la deuxième série pour un nombre de Mach plus élevé ($M = 0.40$). Il est ainsi possible de comparer l'influence du nombre de Mach pour différents taux de fonte des cristaux.

Ensuite, l'essai R1286 de la série 3 met en œuvre des conditions expérimentales similaires à l'essai R17 de la série 1, et le résultat de sa simulation permet de valider l'influence du nombre de Mach sur le débit massique de glace érodée pour une géométrie de profil d'essai différente (*hemispherical nose*) de celle utilisée pour la calibration des modèles (*crowned cylinder*).

Enfin, l'essai R699 de la série 4 est également réalisé avec le profil d'essai *hemispherical nose*, mais pour un nombre de Mach plus élevé ($M = 0.48$ au lieu de $M = 0.25$ pour l'essai R1286), pour un diamètre volumique moyen des particules plus faibles ($MVD = 28 \mu\text{m}$ contre $MVD = 57 \mu\text{m}$ pour l'essai R1286) et pour un taux de fonte des cristaux plus élevé ($\eta_m = 0.07$ pour l'essai R1286 et $\eta_m = 0.14$ pour l'essai R699). L'essai R754 de la série 5 est opéré pour les mêmes conditions que l'essai R699 mais avec le profil *wedge airfoil*, caractérisé par un bord d'attaque en pointe. La simulation des essais R699 et R754 permet de valider la prise en compte de l'influence de la taille des particules sur le débit de glace érodée.

Le tableau 5.1 résume les conditions des essais constituant la base de validation du modèle d'érosion.

<i>Série/[Essai]</i>	<i>M</i>	<i>MVD</i>	<i>LWC/TWC</i>	<i>Profil</i>
1/[R17, R77, R67, R92, R101]	0.25	57 μm	de 6.0% à 31.4%	<i>crowned cylinder</i>
2/[R233, R238, R243, R246]	0.40	57 μm	de 8.6% à 21.4%	<i>crowned cylinder</i>
3/[R1286]	0.25	57 μm	7.0%	<i>hemispherical nose</i>
4/[R699]	0.48	28 μm	14.0%	<i>hemispherical nose</i>
5/[R754]	0.47	28 μm	14.1%	<i>wedge airfoil</i>

TABLE 5.1. – Synthèse des conditions opératoires des essais constituant la base de validation du modèle d'érosion

5.2. Efficacité de collage des particules en régime *mixed phase*

Cette section présente le résultat des simulations des essais de la série 7 effectuée avec les nouveaux modèles d'érosion et d'efficacité de collage. Avant de présenter les résultats, on précise que la simulation de l'essai R114, réalisé avec $LWC/TWC = 0.28$ et $T = 0^\circ C$ n'aboutit pas. En effet, la quantité d'eau liquide présente à la paroi au voisinage du point d'arrêt est plus importante que celle calculée au point d'arrêt, ce qui produit un creux dans la forme de glace. Le calcul de la fraction massique f_l au voisinage du point d'arrêt pour la première itération du calcul de givrage évolue entre 0.53 et 0.8, et la méthode *multi step* peut alors aboutir à un chevauchement du maillage comme le montre la figure 5.1. Ce problème est accentué par l'utilisation du profil cylindrique de la série 7, celui-ci ayant une petite corde (très inférieure au mètre) et un contour non aérodynamique comparé au profil NACA0012 utilisé pour la série 6, ce qui peut conduire à une moins bonne estimation du coefficient d'échange thermique. La simulation avec les modèles issus du projet HAIC de l'essai R98 n'aboutit pas non plus pour les mêmes raisons. Cependant, l'utilisation de la fonction d'efficacité de collage en régime *mixed phase* F_{mp} permet d'atténuer cet effet car son évolution présente une pente plus faible pour les fortes quantités d'eau liquide (voir figure 4.3 de la section 4.2). Enfin, le problème étant lié au remaillage de la forme de glace, la variation du nombre d'itération de la méthode *multi step*, ou bien l'utilisation d'un maillage non structuré pourrait améliorer la robustesse des simulations. Cependant, à des fins de comparaisons des résultats, nous choisissons ici de conserver la méthodologie numérique entre les simulations des essais 6 et 7, à savoir un calcul *multi step* de 10 itérations avec un maillage structuré (voir section 1.4.1).

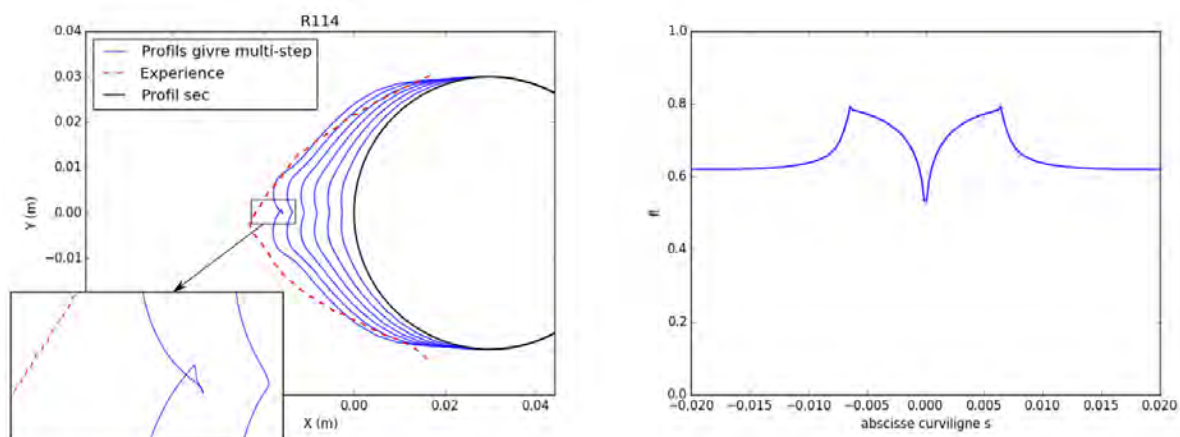


FIGURE 5.1. – Visualisation des formes de glaces calculées à chaque itération de la méthode *multi step* de l'essai R114, chevauchement du maillage à l'itération 6 sur 10 (à gauche), fraction massique d'eau liquide f_l calculée au voisinage du point d'arrêt (à droite)

La figure 5.2 présente le résultat des simulations des essais de la série 7 effectuée avec les modèles d'érosion et d'efficacité de collage des cristaux développés par ce travail de thèse, ainsi qu'avec les modèles précédents issus du projet HAIC. Les simulations confirment les résultats obtenus avec les essais de la série 6 avec une amélioration globale des résultats par rapport à ceux utilisant les modèles issus du projet HAIC, sans toutefois parvenir à reproduire la diminution de la sévérité de l'accrétion pour les cas avec $T = -15^\circ C$. Afin de quantifier l'apport des modèles construits au cours de cette thèse, les épaisseurs de glace calculées au point d'arrêt des essais des séries 6 et 7 sont comparées à celles des simulations utilisant les modèles HAIC et aux mesures expérimentales sur la figure 5.3. Excepté pour l'essai R112, toutes les simulations utilisant les nouveaux modèles sont plus proches des mesures expérimentales.

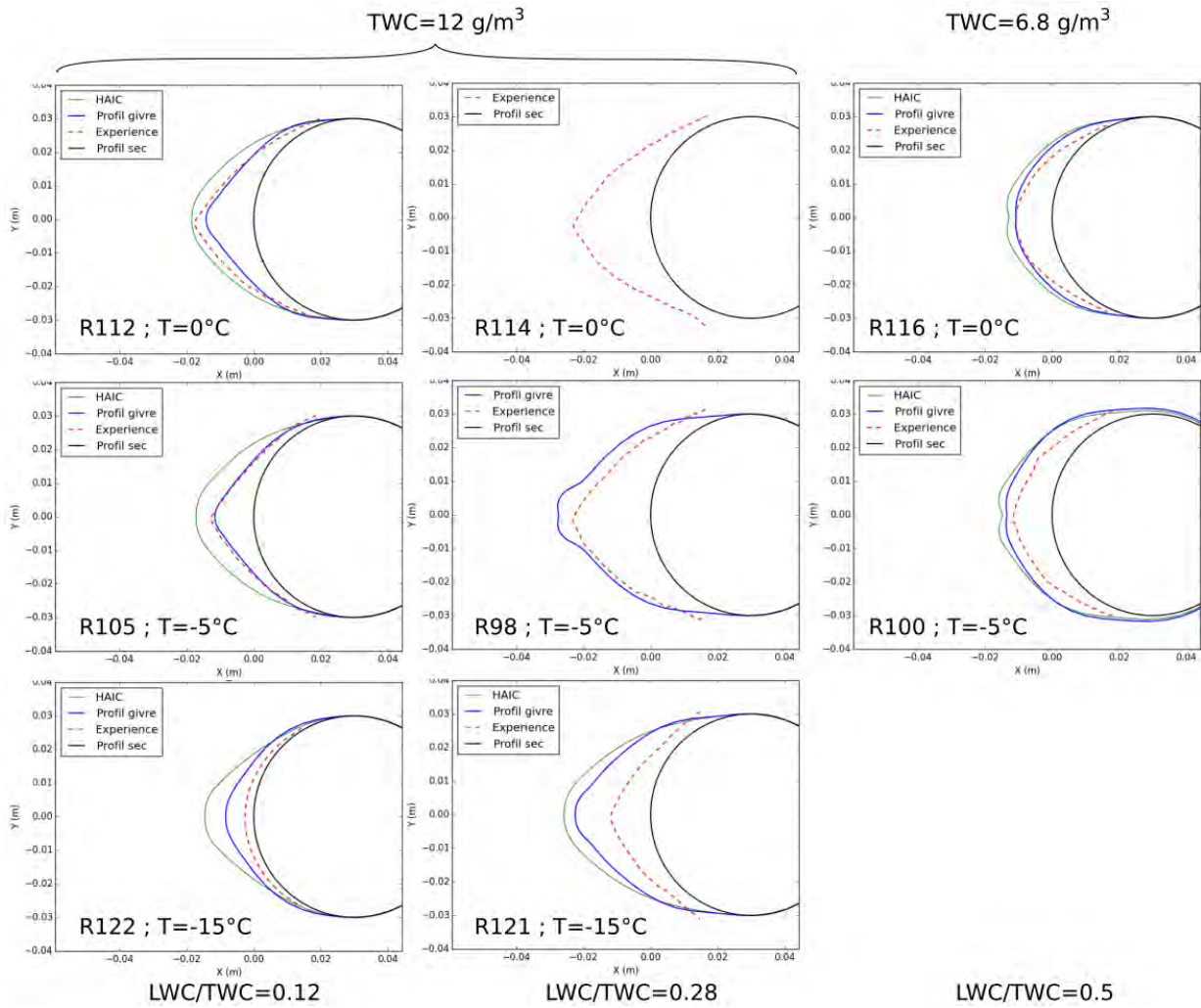
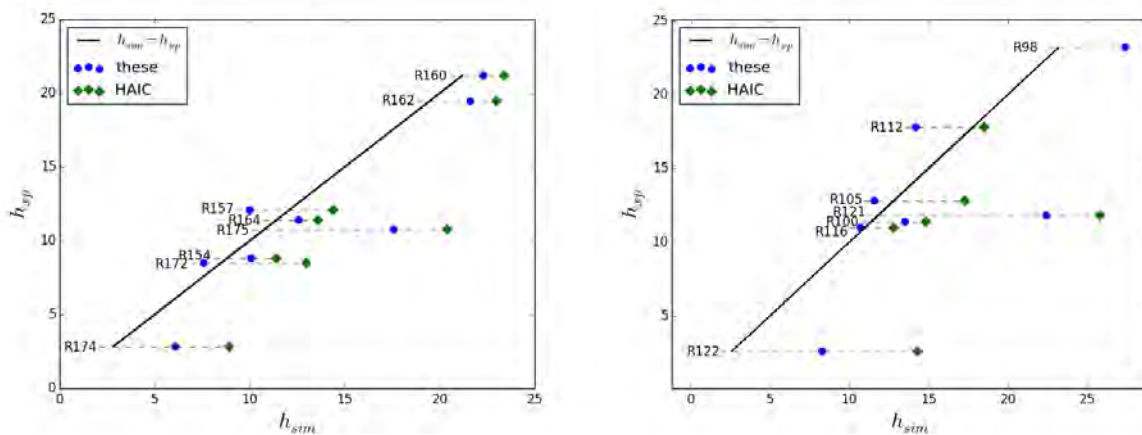


FIGURE 5.2. – Simulations des essais de la série 7 avec les modèles d'érosion et d'efficacité de collages des particules développés au cours de cette thèse (courbes bleues) et ceux issus du projet européen HAIC (courbes vertes). Comparaison avec les formes de glace expérimentales (pointillés rouges)



(a) Essais de la série 6 (NACA0012)

(b) Essais de la série 7 (cylindre)

FIGURE 5.3. – Comparaison des épaisseurs de glace au point d'arrêt des essais des séries 6 et 7

5.3. Érosion de la couche de glace

Cette section concerne la validation du modèle d'érosion. Les simulations présentées dans ce chapitre utilisent également le modèle d'efficacité de collage des particules décrit dans le chapitre 2 unifiant les régimes *glaciated* et *mixed phase*, dont l'expression est rappelée ici (équation 2.5) :

$$\varepsilon_S(\eta_m, f_l) = \frac{F_{gl}(\eta_m) + F_{mp}(f_l)}{1 + \sqrt{F_{gl}(\eta_m)F_{mp}(f_l)}}$$

Les taux de fonte des cristaux des séries 6 et 7 sont nuls (régime *mixed phase*), et le modèle de dépôt unifié est alors équivalent à la fonction F_{mp} : $\varepsilon_S(\eta_m, f_l) = F_{mp}(f_l)$. Les simulations des essais 1 à 5 réalisés en régime *glaciated* présentent un taux de fonte des cristaux non nul ainsi que de l'eau liquide sur la paroi, qui n'était pas pris en compte dans le modèle de dépôt issu du projet HAIC. Il est néanmoins possible d'étudier la validité du modèle d'érosion en le dissociant de la modélisation de l'efficacité de collage des cristaux car la fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi f_l est proche du taux de fonte des cristaux η_m . Or celui-ci prend des valeurs inférieures à 31.4%, ce qui correspond aux faibles valeurs de la fonction F_{mp} . Il en résulte une efficacité de collage équivalente à la fonction F_{gl} du régime *glaciated* utilisée pour les simulations du projet HAIC : $\varepsilon_S(\eta_m, f_l) \simeq F(\eta_m)$, ce qui permet de confronter les modèles d'érosion. La figure 5.4 compare les débits massiques surfaciques de cristaux déposés sur la paroi de l'essai R67 en utilisant la fonction $F(\eta_m)$ du régime *glaciated* et la fonction unifiée $\varepsilon_S(\eta_m, f_l)$.

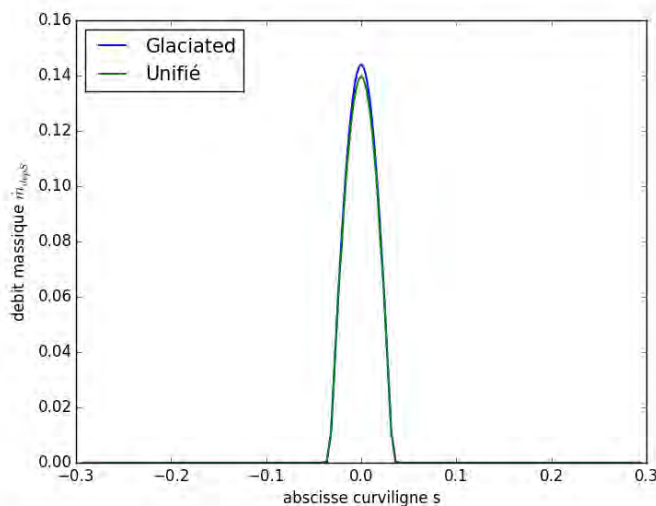


FIGURE 5.4. – Comparaison des débits massiques surfaciques de cristaux déposés calculés pour l'essai R67 avec la fonction $F(\eta_m)$ du régime *glaciated* et la fonction unifiée $\varepsilon_S(\eta_m, f_l)$

5.3.1. Séries 1 et 2 : variation du nombre de Mach et du taux de fonte des cristaux

La figure 5.5 présente les résultats des simulations des essais de la série 1, obtenus avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC et avec le modèle d'érosion développé lors de cette thèse, ainsi que les mesures expérimentales correspondantes. Toutes les formes de glace de la série 1 atteignent un état stationnaire lors des essais, excepté l'essai R67 pour lequel la glace continue de croître. Le phénomène d'érosion peut expliquer ces résultats (voir la section 1.1), qui conduisent à des formes de glace coniques. Le modèle d'érosion de Trontin *et al.* [149] conduit à des formes de glace stationnaires pour tous les essais, y compris l'essai R67. Le nouveau modèle prédit également un état stationnaire des formes de glace, excepté pour les essais R77 et R67. L'épaisseur de glace simulée pour l'essai R77 n'atteint pas l'état stationnaire observé expérimentalement et est en

conséquence surestimée. Ces résultats sont conformes avec ceux du chapitre 4 : la forme de glace est conique lorsqu'un état stationnaire est atteint, et elle présente une forme en double pente lorsqu'elle croît de manière continue. Ce comportement du modèle permet de retrouver les observations expérimentales des cas pour lesquelles l'initiation de l'accrétion se fait en aval du bord d'attaque et les formes d'accrétion de glace correspondantes en doubles pentes (essais R699 et R754). Cependant, bien que les épaisseurs de glace au point d'arrêt soit correctement prédites, les formes de glace de la série 1 ne sont en conséquence pas aussi bien simulées par rapport aux résultats utilisant le modèle d'érosion issu du projet HAIC. La masse de glace accrétée est ainsi surestimée pour les essais R77 et R67 dont les simulations prédisent une croissance constante.

Néanmoins, la prise en compte de l'évolution de la structure de la glace en fonction de sa teneur en eau liquide permet de simuler correctement la décroissance de la sévérité de l'accrétion. De plus, le nouveau modèle d'érosion prédit une croissance constante de la glace pour l'essai R67, ce qui est cohérent avec les observations expérimentales. La figure 5.6 présente l'évolution de l'épaisseur de la glace calculée au point d'arrêt en fonction du temps de l'essai R67, pour lequel Currie *et al.* [37] fournissent une mesure.

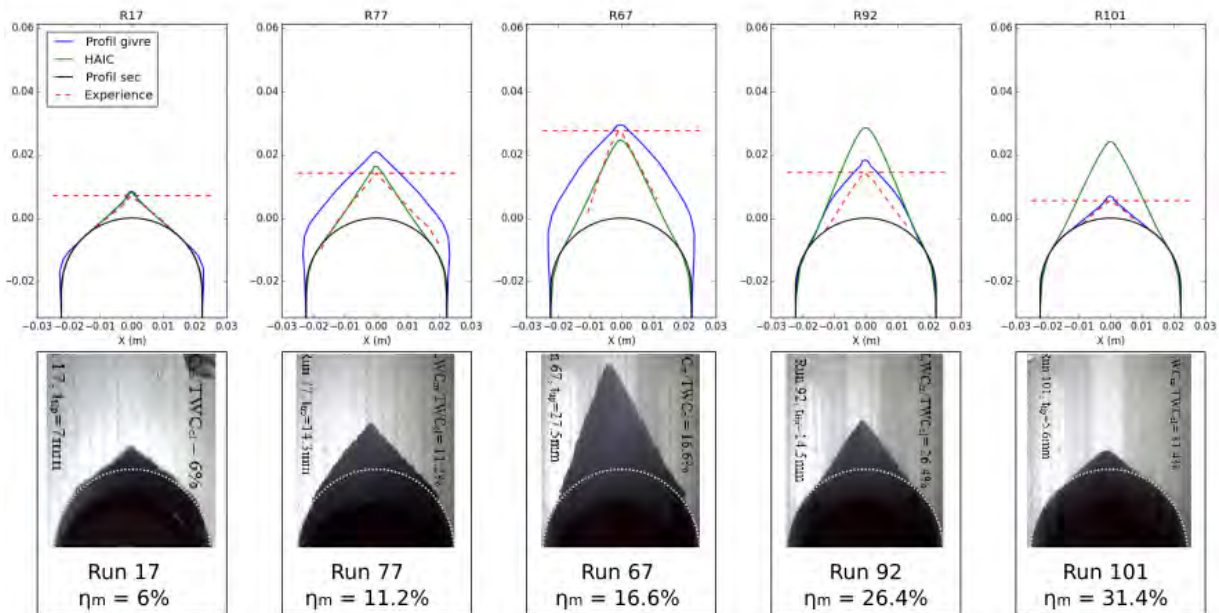


FIGURE 5.5. – Simulations des essais de la série 1 pour lesquelles $M = 0.25$ avec le modèle d'érosion de type Finnie et Bitter, et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC (en haut). Comparaison avec les formes de glace expérimentales (en bas) - Images expérimentales adaptées de Currie *et al.* [37]

De la même manière que la figure 5.5 pour la série 1, la figure 5.7 décrit l'évolution des formes des dépôt de givre des essais de la série 2, opérés pour un nombre de Mach de 0.40. Les formes de glace sont globalement correctement simulées avec les modèles développés durant cette thèse comme avec ceux issus du projet HAIC et atteignent toutes l'état stationnaire observé expérimentalement pour chacun des essais de la série 2. On remarque tout de même une surestimation du débit d'accrétion par les modèles HAIC pour l'essai R233, et une sous estimation par les nouveaux modèles. De plus, les calculs ne permettent pas de retrouver les résultats de l'essai R246, pour lequel aucune accrétion de glace n'est observée expérimentalement. Cet essai est réalisé pour un taux de fonte des cristaux de 21.4%. Or, l'essai R92 de la série 1 (avec $M = 0.25$), produit de l'accrétion de glace avec un taux de fonte des cristaux de 26.4%. Currie *et al.* [37] observent ainsi un déplacement de la limite droite du plateau de sévérité de l'accrétion vers de plus faible taux de fonte des cristaux lorsque le nombre de Mach augmente. L'évolution des propriétés mécaniques de la couche de glace (E_{α_l} et σ_{α_l}) avec sa teneur en eau liquide ne permet pas de retrouver ces résultats. Le phénomène de lessivage des cristaux, qui peut intervenir lorsque la quantité

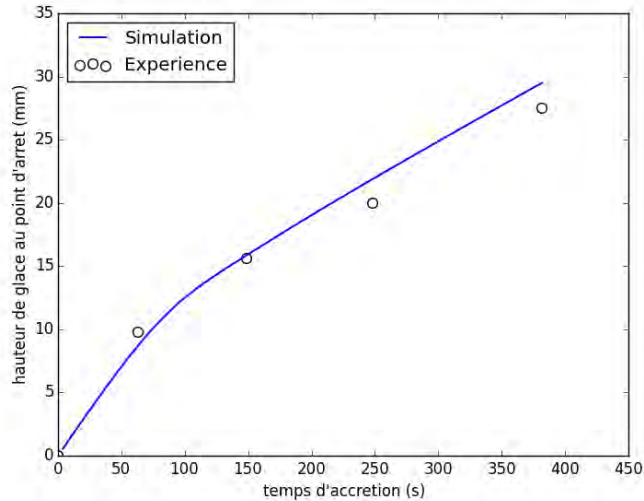


FIGURE 5.6. – Taux de croissance de la glace au point d'arrêt de l'essai R67, calculé en utilisant le nouveau modèle d'érosion et mesuré expérimentalement

de liquide présente sur la paroi est suffisamment élevée pour conduire à la formation d'un film ruisselant, n'est pas pris en compte dans le calcul et pourrait être à l'origine de cette observation.

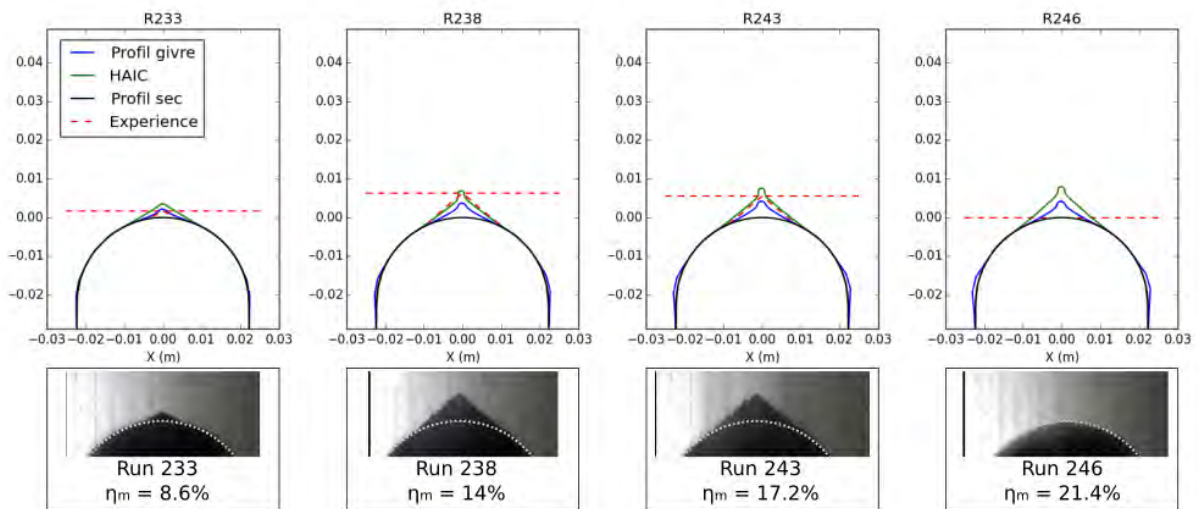


FIGURE 5.7. – Simulations des essais de la série 2 pour lesquelles $M = 0.40$ avec le nouveau modèle d'érosion et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC (en haut). Comparaison avec les formes de glace expérimentales (en bas) - Images expérimentales adaptées de Currie *et al.* [37]

5.3.2. Série 3, essai R1286 : changement de profil de l'article étudié

L'essai R1286 de la série d'expérimentation 3 de Currie *et al.* [36] met en œuvre des conditions opératoires similaires de celle de l'essai R17 de la série 1 : $M = 0.25$, $MVD = 57 \mu\text{m}$, $LWC/TWC = 14.1\%$, $TWC = 7.6 \text{ g/m}^3$, mais pour le profil d'essai *hemispherical nose*. Celui-ci possède une courbure au bord d'attaque similaire au *crowned cylinder*, mais est symétrique par révolution, ce qui apporte un effet tridimensionnel à l'écoulement que ne peut reproduire IGLOO2D. La simulation de ce cas permet de tester la robustesse des modèles, et de vérifier le potentiel écart des simulations 2D d'un écoulement 3D. Ainsi, le résultat de la simulation de l'essai R1286 nous permettra de mieux discuter les résultats de l'essai R699 de la série 4 réalisé

sur le même profil pour des particules plus petites et un nombre de Mach plus élevé. La figure 5.8 présente les simulations effectuées avec le nouveau modèle d'érosion ainsi qu'avec le modèle développé durant le projet HAIC. Les résultats montrent un bon accord avec les données expérimentales, et l'effet tridimensionnel de l'écoulement semble ici négligeable sur le calcul d'accrétion de glace.

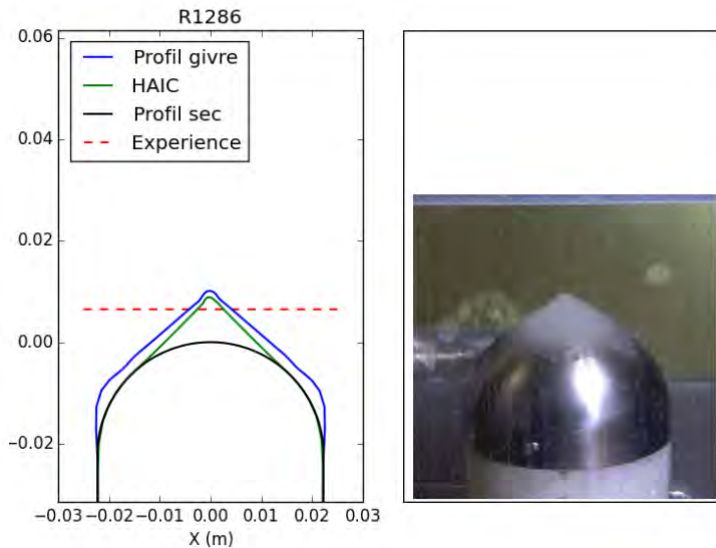
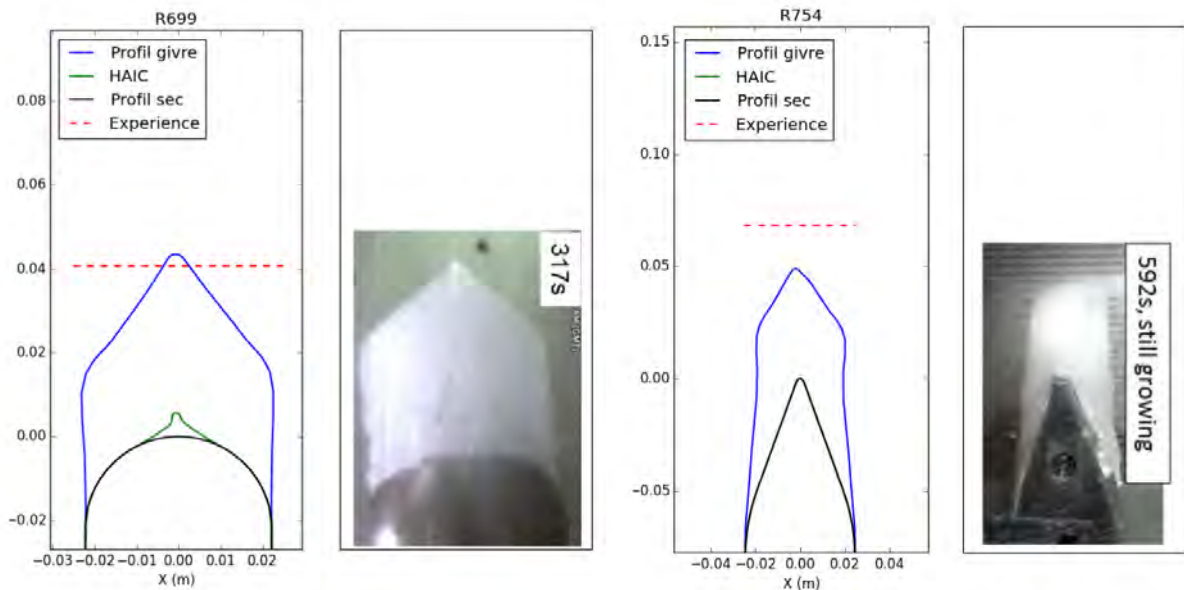


FIGURE 5.8. – Simulations de l'essai R1286 de la série 3 avec le nouveau modèle d'érosion et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC (à gauche). Comparaison avec l'expérience (à droite) - Image expérimentales adaptées de Currie *et al.* [36]

5.3.3. Série 4, essai R699 et série 5, essai R754 : augmentation du nombre de Mach et diminution de la taille des particules

L'essai R699 est réalisé avec le profil *hemispherical nose* pour un nombre de Mach de 0.48 et une taille moyenne volumique des cristaux de $28 \mu\text{m}$. Le taux d'accrétion observé expérimentalement n'atteint cette fois-ci pas d'état stationnaire, même si le débit massique de particules impactantes est comparable à ceux de la série 2 (nombre de Mach et TWC similaires). La grande augmentation du taux d'accrétion par rapport aux essais de la série 2 provient de la diminution de la taille des particules. La figure 5.9a présente les résultats des simulations pour cet essai. Le modèle issu de projet HAIC ne prend pas en compte l'effet de la taille des particules sur le débit de glace érodée et le résultat de la simulation correspondante donne une sévérité de l'accrétion fortement sous estimée. Au contraire, le nouveau modèle d'érosion permet de reproduire le résultat expérimental. Le taux d'accrétion est en croissance constante et l'épaisseur de glace calculée au bout des 317 secondes d'accrétion est cohérente avec les mesures expérimentales. La forme de glace en double pente est également correctement prédite grâce à l'expression du volume érodé par l'action de coupage des particules V_c qui décrit une décroissance du débit d'érosion pour les angles d'impact très rasant (voir section 4.3.3 du chapitre précédent).

L'essai R754 de la série 5 est également opéré pour une taille volumique moyenne des cristaux de $28 \mu\text{m}$ et pour un nombre de Mach de 0.47, mais avec le profil d'essai *wedge airfoil*. Ce profil est caractérisé par un bord d'attaque pointu offrant un angle d'impact constant avec les particules le long de son profil. La forme de glace expérimentale produite par cet essai n'atteint pas d'état stationnaire et présente également une double pente. A nouveau, le modèle d'érosion issu du projet HAIC prédit un débit de glace érodée équivalent au débit de glace accumulée sur la paroi. Il en résulte un taux d'accrétion nul et aucun dépôt de givre n'est obtenu. Cet écart est encore une fois lié à l'effet de la diminution de la taille des cristaux. L'épaisseur et la forme du dépôt de



(a) Essai R699 de la série 4

(b) Essai R754 de la série 5

FIGURE 5.9. – Simulations des essais R699 de la série 4 et R754 de la série 5 avec le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse, et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC. Comparaison avec l'expérience - Image expérimentales adaptées de Currie *et al.* [35]

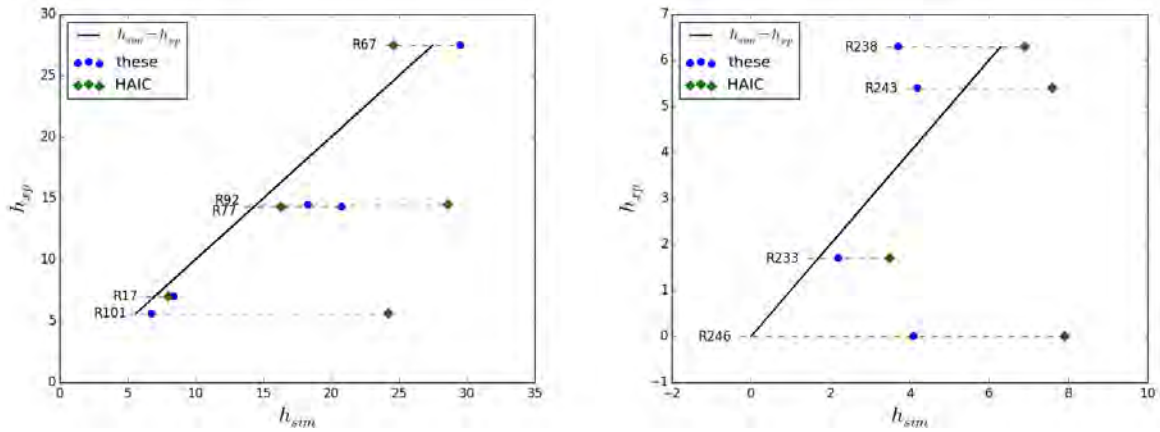
givre simulé avec les nouveaux modèles sont en meilleur accord avec les données expérimentales (voir figure 5.9b). Les calculs permettent de retrouver la forme en double pente observée par Currie *et al.* [35] ainsi que la croissance constante de la glace. Cependant, au bout des 592 s d'accrétion, l'épaisseur de glace est cette fois sous estimée par la simulation. En effet, même si les essais R699 et R754 sont opérés pour des conditions aérodynamiques et diphasiques similaires, la forme du profil *wedge airfoil* favorise l'échange de chaleur par convection avec l'écoulement. En conséquence, la quantité d'eau liquide présente sur la paroi diffère pour les deux essais : $\alpha_l = 0.27$ au point d'arrêt de l'essai R754 alors que $\alpha_l = 0.20$ pour l'essai R699, ce qui entraîne alors un plus grand débit massique de glace érodée pour l'essai R754, qui est alors moins représentatif des mesures expérimentales.

5.4. Conclusions

Les simulations présentées ci-dessus permettent de valider la calibration des constantes du modèle d'érosion effectuée au chapitre précédent. Les résultats confirment les observations faites au chapitre 4 : le modèle permet globalement de reproduire correctement les états stationnaires ou de croissance continue de la glace, de prendre en compte l'influence de la taille des particules et de la teneur en eau liquide de la couche de glace ainsi que de l'influence du nombre de Mach. Par rapport au modèle d'érosion issu du projet européen HAIC, le nouveau modèle prédit une diminution du débit de glace érodé pour les angles d'impact très rasant qui permet, en la couplant à la prise en compte de l'influence de la taille des particules, de reproduire les formes de glace en double pente observées pour les essais R699 et R754 (lorsque l'accrétion est également initiée en aval du bord d'attaque et croît de manière continue). En contrepartie, les formes de glace simulées des essais R77 et R67 sont moins précises qu'avec le modèle HAIC. Les résultats sont plus cohérents avec les observations expérimentales pour les essais R92 et R101 ayant une forte teneur en eau liquide. Toutefois aucun des deux modèles ne parvient à reproduire le décalage de la limite droite du plateau concernant la sévérité de l'accrétion vers des fractions massiques d'eau

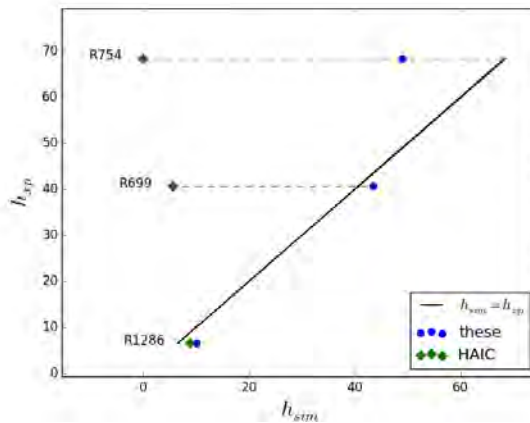
liquide plus petites avec l'augmentation du nombre de Mach observé pour l'essai R146. La figure 5.10 permet de quantifier globalement l'apport des modèles développés au cours de cette thèse par rapport aux modèles issus du projet HAIC.

Les développements apportés au modèle d'érosion de type Finnie & Bitter concernant la réécriture de l'expression du volume V_c avec un paramètre K variable, la prise en compte de l'influence de l'eau liquide et du diamètre des particules, ainsi que les résultats des simulations présentées dans ce chapitre ont fait l'objet d'un article pour la conférence AIAA Aviation Forum 2020 [26].



(a) Essais de la série 1

(b) Essais de la série 2



(c) Essais des séries 3 (R1286), 4 (R699) et 5 (R754)

FIGURE 5.10. – Comparaison des hauteurs de glace au point d'arrêt des essais des séries 1 à 5

Bilan

La partie II de cette thèse propose de nouvelles approches de modélisation pour les phénomènes d'efficacité de collage des particules et d'érosion de la couche de glace. Ce dernier chapitre valide la construction de ces nouveaux modèles grâce à la simulation des données expérimentales disponibles. Ainsi, le taux de fonte des cristaux et la quantité d'eau liquide présente à la paroi sont pris en compte dans le calcul de l'efficacité de collage des particules dans un modèle unifiant les régimes *mixed phase* et *glaciated*. Une analyse physique a permis la construction d'un modèle d'érosion capable de prédire l'influence du nombre de Mach, de la taille des particules, et de la teneur en eau liquide de la couche de glace sur le débit de glace érodé, apportant des améliorations notables pour ces deux derniers points par rapport aux précédents modèles. Les remarques suivantes concluent cette partie de la thèse :

- La simulation des essais des séries 1 et 2 réalisés en régime *mixed phase* sont globalement améliorées par l'utilisation de la fonction F_{mp} utilisant la fraction d'eau liquide f_l présente en paroi. Les simulations des essais opérés avec la température de l'écoulement la plus froide ($T = -15^\circ\text{C}$) surestiment encore la sévérité de l'accrétion. Cependant, les contraintes numériques évoquées lors de cette thèse rendent l'amélioration des résultats difficile dans le cadre des hypothèses utilisées. On note également que pour étudier l'influence de la proportion d'eau liquide sur la sévérité de l'accrétion, les contraintes expérimentales conduisent à la variation de la concentration en cristaux plutôt que celle des gouttelettes d'eau liquide. Le débit de glace érodé n'est alors plus négligeable pour les essais ayant le rapport LWC/TWC le plus faible, ce qui complique la calibration des paramètres de la fonction d'efficacité de collage F_{mp} .
- Le modèle d'érosion de type Finnie et Bitter développé dans ce travail de thèse permet de reproduire les essais des séries 1 à 5 de manière cohérente avec les données expérimentales, notamment en ce qui concerne les formes de glace en double pente, ainsi que l'obtention d'un état stationnaire ou non de la forme de glace. Cependant, la masse accrétée est surestimée pour les essais R77 et R67 de la série 1, et la décroissance de la sévérité de l'accrétion n'est pas correctement simulée lorsque le nombre de Mach augmente (essai R246).
- Une étude utilisant une base de données expérimentale plus large serait nécessaire afin de conclure quant à la robustesse des modèles, tout particulièrement en ce qui concerne l'influence de la taille des particules. La théorie de Grady, utilisée pour calculer l'énergie dissipée par la fragmentation des particules, nécessiterait une investigation plus poussée. Elle permet également de déterminer la distribution en taille des fragments ré-émis et pourrait par exemple être confrontée à des mesures expérimentales de distribution en taille des fragments post-impact. L'idée à retenir ici est surtout que la prise en compte de la fragmentation des particules permet de limiter l'influence du phénomène d'érosion en introduisant un terme puits dans le bilan énergétique de l'impact des particules.
- D'une manière générale, il est difficile de décorrélérer chacun des phénomènes du processus de givrage. Par exemple, comme le décrit la section 2.2, la fragmentation des particules pourrait également favoriser leur capture par effet capillaire avec le film liquide. De plus, le phénomène de lessivage des cristaux, de détachement de l'accrétion par bloc, ou encore l'effet bouclier provoqué par l'interaction particules-particules proche paroi [34] sont des phénomènes complexes dont l'intégration dans les outils de calcul pourrait se révéler essentielle pour l'amélioration des prédictions du givrage en condition cristaux dans les turboréacteurs.

La troisième partie de cette thèse aborde maintenant l'implémentation des nouveaux modèles dans l'outil CEDRE de calcul multiphysique 3D de l'Onera, et leur application sur des configurations moteur, abordable uniquement avec des outils numériques 3D.

Troisième partie

Application à des configurations moteur

Description de l'outil CEDRE

Ce chapitre présente succinctement les solveurs CHARME, SPARTE et FILM de la suite de calcul multiphysique 3D CEDRE de l'ONERA, utilisés pour le calcul de l'accrétion de givre en conditions cristaux sur les architectures moteur, ainsi que les possibles couplages entre ces solveurs. Ces trois solveurs sont les pendants industriels des solveurs AERO2D, TRAJL2D et ACCRET2D de l'outil de givrage IGLOO2D. Ce chapitre aborde également la validation de l'implémentation des modèles cristaux dans le solveur FILM, à l'aide d'une comparaison avec l'outil IGLOO2D de la simulation de l'essai R67 présenté section 1.2.1.1. Enfin, une méthode itérative pour le calcul de la forme de la glace accrétée en utilisant le modèle d'érosion est également présentée. Cette méthode permet de prendre en compte certains aspects de l'influence de la croissance de la glace sur l'écoulement et la trajectoire des particules via le calcul du débit de glace érodée, en une tentative palliant le manque d'équivalent de la méthode *multi step* pour les calculs 3D.

Sommaire

6.1. Présentation des solveurs CHARME, SPARTE et FILM	142
6.1.1. Solveur CHARME	143
6.1.1.1. Modélisation	143
6.1.1.2. Discrétisation spatiale	144
6.1.1.3. Discrétisation temporelle	146
6.1.1.4. Condition aux limites	146
6.1.2. Solveur SPARTE	147
6.1.2.1. Modélisation	147
6.1.2.2. Méthodes numériques	148
6.1.2.3. Condition aux limites	149
6.1.3. Solveur FILM	150
6.1.3.1. Modélisation	150
6.1.3.2. Schémas numériques et conditions aux limites	152
6.1.4. Méthodologie d'un calcul complet de givrage	152
6.2. Méthode de mise à jour des normales pour le calcul de la forme de glace	153
6.2.1. Problématique de la méthode <i>multi step</i> pour les calculs 3D CEDRE	153
6.2.2. Principe de la méthode de mise à jour des normales	153
6.2.3. Résultats préliminaires de la méthode de mise à jour des normales pour les essais R67 et R1286	156

6.1. Présentation des solveurs CHARME, SPARTE et FILM

Cette partie de la thèse aborde les simulations mettant en œuvre une architecture moteur. Ces simulations sont réalisées avec l'outil CEDRE de l'ONERA qui est une chaîne de calcul multiphysique 3D incluant différents solveurs. CEDRE est spécialisé dans la réalisation de calculs d'énergétique et de propulsion pour des applications industrielles et de recherche. La description complète de CEDRE est disponible dans le manuel théorique de la chaîne [2].

En ce qui concerne la motorisation des avions de ligne contemporain, on distingue deux catégories de systèmes de propulsion : les moteurs à réaction appelés turboréacteurs et les moteurs à hélice appelés turbopropulseurs. La majorité des avions de ligne sont équipés de turboréacteurs et c'est ce type de configuration que nous considérerons dans cette thèse. Plus précisément, la configuration la plus utilisée est le turboréacteur double corps double flux. La dénomination double corps fait référence au double jeu de l'ensemble compresseur/turbine reliés par deux axes moteurs tournant à des vitesses différentes et la dénomination double flux à la séparation du flux derrière la soufflante (aussi appelée *fan*) permettant à une partie du débit d'air de contourner le générateur de gaz. La figure 6.1 illustre le fonctionnement de ce type de turboréacteur et permet de définir la nomenclature utilisée dans ce manuscrit. La géométrie du turboréacteur double corps double flux est composée de 5 éléments principaux. Depuis l'admission de l'air à sa sortie ces éléments sont :

- Une soufflante (*fan*) assurant l'admission des gaz frais au sein du moteur
- Un compresseur basse pression (LPC) puis haute pression (HPC) permettant d'augmenter la pression de l'air
- Une chambre de combustion, où le mélange d'air comprimé et de carburant est brûlé, augmentant la température de l'écoulement
- Une turbine haute pression (HPT) puis basse pression (LPT) dans lesquelles l'écoulement se détend, ce qui permet de récupérer l'énergie mécanique pour entraîner les compresseurs et la soufflante
- Une tuyère en sortie du moteur où s'achève la détente des gaz brûlés et qui fournit une poussée résiduelle, l'essentielle de la poussée étant assurée par le flux secondaire

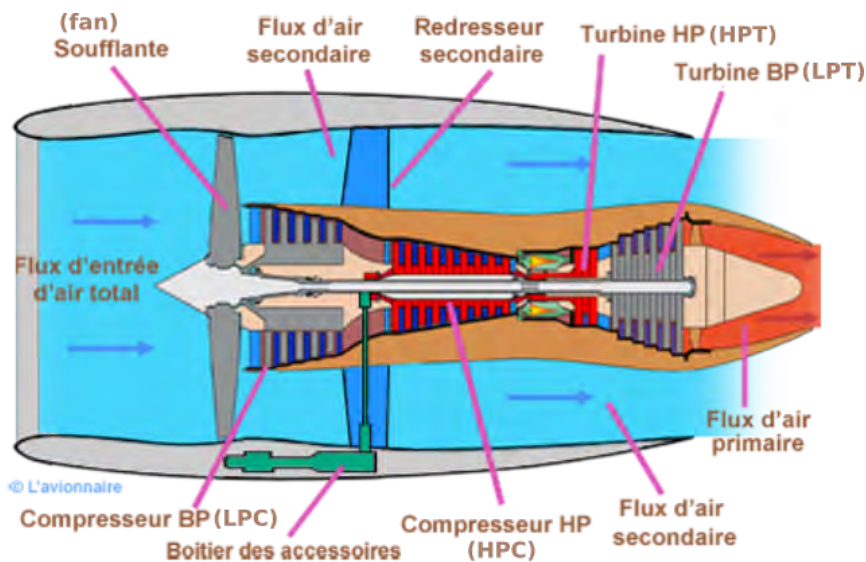


FIGURE 6.1. – Schéma des différents éléments constituant un turboréacteur double corps double flux - Adaptée de L'avionnaire [1]

Les calculs CEDRE sont adaptés aux maillages structurés ou non-structurés avec des éléments polyédriques quelconques. Ces derniers facilitent le maillage de géométrie complexes. Le code est capable de simuler des écoulements de systèmes propulsifs, avec à la fois des parties tournantes et des parties fixes, par une approche multi-bloc. Les conditions aux limites entre chaque bloc sont transmises par une méthode de plan de mélange. Le code CEDRE est également destiné au

calcul parallèle. Enfin, les simulations de cette thèse sont effectuées pour un état stationnaire de l'écoulement, de la trajectoire des particules et de la croissance de la glace.

Dans le cas de la simulation du givrage pour les turboréacteurs, le solveur CHARME permet de calculer le champ aérodynamique par la résolution des équations de Navier-Stokes. La modélisation de la turbulence est réalisée par la formulation moyennée en temps des équations de Navier-Stokes (RANS) dont le coût de calcul convient aux applications industrielles.

Ensuite, le solveur SPARTE permet le calcul de la phase dispersée utilisant une approche Lagrangienne. Cette approche permet d'implémenter plus facilement les modèles physiques avancés pour les particules, notamment pour les changements de phase et les interactions avec les parois. C'est pourquoi ce type d'approche a été choisie dans le cadre du projet européen HAIC pour l'implémentation des modèles associées aux cristaux développés par Villedieu & Trontin [156, 149].

Enfin, le solveur FILM permet le calcul de l'accrétion à la paroi. Le modèle est basé sur une approche bi-couche : une couche de glace dans laquelle le gradient thermique est négligé surmontée par une couche liquide résolue par une approche Eulérienne intégrale de type Saint Venant. L'adaptation des modèles relatifs aux conditions cristaux a été réalisée au cours de cette thèse par l'ONERA pour permettre les simulations présentées dans les chapitres 7 et 8 de cette thèse.

Les sections qui suivent présentent plus en détails le fonctionnement des solveurs CHARME, SPARTE et FILM pour le calcul de l'accrétion de givre en conditions cristaux dans les turbo-réacteurs.

6.1.1. Solveur CHARME

6.1.1.1. Modélisation

Le solveur CHARME permet de résoudre les équations de Navier-Stokes ou d'Euler compressible pour plusieurs fluides. Chacun de ces fluides peut être composés de plusieurs phases, elles-mêmes pouvant être composées de plusieurs espèces. Les simulations CHARME de cette thèse utilisent un unique fluide composé d'une phase gazeuse constituée elle-même de deux espèces, l'air et la vapeur d'eau. Les calculs CHARME considèrent que les deux espèces sont en équilibre thermique, elles peuvent alors être décrites par la pression P , la température T et la composition Y du mélange. Dans le contexte de cette thèse, la composition du mélange est donnée par les fractions massiques de vapeur d'eau $Y_{g,v}$ et d'air $Y_{g,air}$:

$$Y = \begin{pmatrix} Y_{g,air} \\ Y_{g,v} \end{pmatrix} \text{ avec } Y_i \geq 0 \text{ et } \sum_i Y_i = 1 \quad (6.1)$$

Cette hypothèse permet d'écrire un modèle constitué de quatre équations, correspondant aux équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ainsi, en notant \vec{v} le vecteur vitesse du mélange, chaque espèce i suit la loi de conservation de la masse suivante :

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho Y_i \vec{v}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_i + \dot{\omega}_i + S_{m,i} \quad (6.2)$$

Où ρ est la masse volumique du mélange, $\vec{\Phi}_i$ le vecteur de densité de flux de diffusion de l'espèce i , $\dot{\omega}_i$ le terme source lié aux réactions chimiques et $S_{m,i}$ le terme source issu du couplage avec la phase dispersée. Au cours de cette thèse, les simulations ont été réalisées en couplage *one way* entre le calcul du champ aérodynamique et du calcul diphasique (l'hypothèse *one way* est discutée dans ce chapitre à la section 6.1.4). De plus, l'écoulement depuis l'entrée du moteur jusqu'à l'entrée de la chambre de combustion est non réactif, ce qui implique que le terme source $\dot{\omega}_i$ est nul. L'équation 6.2 se simplifie donc en :

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho Y_i \vec{v}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_i \quad (6.3)$$

Ensuite, la formulation générale de l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{\sigma} + \vec{f} + \vec{S}_v \quad (6.4)$$

Où $\vec{\sigma}$ est le tenseur des contraintes de Cauchy liées aux actions de surface, \vec{f} le vecteur des forces volumiques réduites ici à la gravité, et \vec{S}_v le vecteur des termes sources de transfert de quantité de mouvement par couplage avec la phase dispersée. Ce terme de couplage est négligé en calcul *one way*, ce qui peut se justifier par le fait que la concentration en particules injectées dans le moteur est très faible devant le débit d'air. Le tenseur des contraintes de Cauchy peut se décomposer selon ses contributions en pression $P\vec{I}$ (où \vec{I} est le tenseur identité) et en contraintes visqueuses $\vec{\tau}$. L'équation 6.5 devient alors :

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} + P\vec{I}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \vec{f} \quad (6.5)$$

Enfin, en notant e_t l'énergie totale (somme de l'énergie interne e et de l'énergie cinétique $1/2 \vec{v} \cdot \vec{v}$), l'équation de conservation de l'énergie s'écrit dans sa formulation générale :

$$\frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(\rho e_t + P) \vec{v}] = \vec{\nabla} \cdot [\vec{\tau} \cdot \vec{v}] - \vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{e_t} + \rho \vec{g} \cdot \vec{v} + S_e \quad (6.6)$$

Où $\vec{\Phi}_{e_t}$ est le flux d'énergie totale : $\vec{\Phi}_{e_t} = q + \sum_i H_i \vec{\Phi}_i$, avec q le flux de diffusion de la chaleur et $H_i(P, T)$ l'enthalpie de l'espèce i . S_e est le terme source lié aux échanges de chaleur avec la phase dispersée, qui est nul dans le cadre de l'approche *one way*.

La fermeture du système d'équation présenté ci-dessus est effectuée par la modélisation de la thermodynamique avec des lois usuelles liant la pression, la température et la masse volumique du mélange. La loi des gaz parfaits est utilisée pour les applications de cette thèse. La modélisation de la turbulence est réalisée à l'aide de la formulation moyennée en temps (RANS) des équations de Navier-Stokes 6.3, 6.5 et 6.6, introduisant l'énergie cinétique de la turbulence k et le tenseur des contraintes de Reynolds τ_{ij} . L'approximation de Boussinesq, qui introduit une viscosité turbulente ν_t , est utilisée pour décrire le tenseur τ_{ij} en fonction de k et ν_t ce qui réduit le problème à la connaissance de ces deux variables. La viscosité turbulente ν_t n'est pas universelle, elle dépend des propriétés locales du champ turbulent (ρ , k , etc), et de divers paramètres. Ainsi, la détermination de ν_t nécessite l'utilisation d'un modèle de turbulence ($k - \varepsilon$, $k - l$, $k - \omega$, etc). Nous choisissons pour les simulations CHARME de cette thèse d'utiliser un modèle de type $k - \omega$. Enfin, les lois de paroi disponibles dans le solveur CHARME [2] permettent d'évaluer l'interaction entre l'écoulement et les parois et de déterminer le frottement pariétal τ_p . Ces lois de paroi sont basées sur le caractère supposé universel de la loi logarithmique de la couche limite turbulente [33].

6.1.1.2. Discrétisation spatiale

On note u l'état de l'écoulement, il est défini en chaque point par la pression P , la température T , les trois composantes du vecteur vitesse \vec{v} , les fractions massiques des espèces Y_i , et d'autres variables scalaires z transportées par l'écoulement telles que l'énergie cinétique de la turbulence k . On peut donc calculer en tout point le vecteur colonne des quantités conservées $q(u)$: masses d'espèces, quantité de mouvement, énergie totale et autres grandeurs scalaires par unité de volume.

$$u = \begin{pmatrix} P \\ T \\ \vec{v} \\ Y_i \\ z \end{pmatrix} \Rightarrow q(u) = \begin{pmatrix} \rho Y_i \\ \rho \vec{v} \\ \rho e_t \\ \rho z \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

On rappelle que l'énergie totale s'écrit : $e_t = e + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v}$. La masse volumique ρ et l'énergie interne e et les autres fonctions thermodynamiques sont liées aux variables (P, T, Y_i) par les équations d'état du mélange. Réciproquement, les variables (P, T, Y_i) peuvent s'exprimer en fonction des grandeurs volumiques. Le système composé des équations 6.3, 6.5 et 6.6 peut ainsi s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{q}(u)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{f}(u) + \vec{\phi}(u, \nabla u)) + \vec{S}(u, \nabla u) \quad (6.8)$$

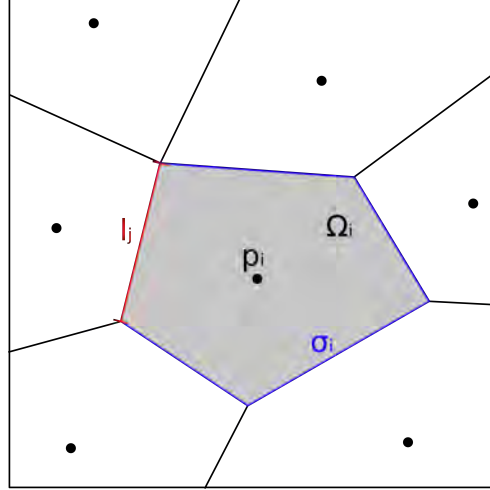


FIGURE 6.2. – Schéma d'une cellule de volume Ω_i , de surface σ_i , d'arête l_j et de barycentre p_i

Au second membre figurent les densités de flux réversible d'Euler $\vec{f}(u)$ composé d'un terme convectif et d'un terme lié à la pression, et irréversible de Navier-Stokes $\vec{\phi}(u, \nabla u)$ constitué d'une contribution laminaire et d'une contribution turbulente, ainsi que les sources volumiques $\vec{S}(u, \nabla u)$ des quantités q (gravité, turbulence). Le solveur CHARME utilise une approche de type volumes finis pour la discrétisation du système d'équations 6.8. Cette approche consiste à résoudre numériquement la formulation intégrale de l'équation 6.8 sur l'ensemble du domaine d'étude Ω , en le divisant en un ensemble de polyèdres Ω_i qui forment les cellules du maillage. Chaque volume de contrôle Ω_i possède une surface σ_i , un ensemble d'arête l_j et entoure un nœud principal p_i (voir figure 6.2). Intégré sur un volume Ω_i , le système 6.8 s'écrit :

$$\int_{\Omega_i} \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega_i} \vec{\nabla} \cdot (\vec{f} + \vec{\phi}) d\Omega = \int_{\Omega_i} \vec{S} d\Omega \quad (6.9)$$

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradski qui relie l'intégrale de la divergence d'un vecteur à l'intégrale du flux défini par ce vecteur, on obtient :

$$\int_{\Omega_i} \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} d\Omega + \int_{\partial\Omega_i} (\vec{f} + \vec{\phi}) \cdot \vec{n} d\sigma = \int_{\Omega_i} \vec{S} d\Omega \quad (6.10)$$

Or $\partial\Omega_i$ est délimité par l'ensemble des arêtes du volume de contrôle Ω_i , on a donc :

$$\int_{\partial\Omega_i} (\vec{f} + \vec{\phi}) \cdot \vec{n} d\sigma = \sum_{\text{faces } l_j} \int_{\sigma_i} (\vec{f}_j + \vec{\phi}_j) \cdot \vec{n}_j d\sigma \quad (6.11)$$

Et le bilan sur chaque volume de contrôle Ω_i s'écrit finalement :

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_i} \sum_{\text{faces } k} (\vec{f}_j + \vec{\phi}_j) \cdot \vec{\sigma}_{i,k} = S_i \quad (6.12)$$

Où q_i est la valeur moyenne de q sur Ω_i (valeur au centre de Ω_i) et $(\vec{f}_j + \vec{\phi}_j)$ est le flux moyen

sur σ_j . Les valeurs des flux sont approximées par interpolation avec les volumes de contrôles voisins. Le choix du schéma d'approximation dépend de la nature du maillage et du problème. Une interpolation spatiale d'ordre 2 est utilisée pour le calcul des flux convectifs lors des simulations de cette thèse avec la méthode multipente, présentée en détail par Touze *et al.* [88]. Avec cette méthode, les interpolations aux faces pour les flux convectifs sont effectuées à partir de pentes scalaires calculées pour chaque face. Elle diffère des méthodes d'interpolation classiques qui utilisent un gradient de maille unique pour calculer les reconstructions des flux sur toutes les faces d'une cellule donnée. Plusieurs approximations des flux convectifs sont disponibles dans le solveur CHARME. Dans le cadre de cette thèse on utilise un schéma décentré de type Godunov basé sur la résolution approchée du problème de Riemann appelé HLLC [144, 143]. Les flux de diffusion sur les faces sont calculés en fonction des gradients interpolés d'une part et d'autre du centre de la face [90].

6.1.1.3. Discrétisation temporelle

La discrétisation spatiale effectuée par une méthode de type volumes finis permet d'obtenir un système d'équations différentielles ordinaires sur l'ensemble des états dans les cellules et aux limites, décrit par les variables naturelles U ou les quantités conservées $Q = Q(U)$. On écrit alors :

$$M\dot{Q} = F(Q) \quad (6.13)$$

Où M est la matrice de masse, constituée des volumes des cellules, et F est le second membre résultant des flux d'Euler, de Navier-Stokes et des termes sources. L'intégration temporelle permet de discrétiser l'évolution de $Q(t)$. La solution Q^{n+1} de l'instant $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ s'exprime en fonction de la solution Q^n de l'instant t^n par :

$$M \frac{Q^{n+1} - Q^n}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_n^{n+1} F(Q) dt \quad (6.14)$$

Dans le cadre de cette thèse, l'intégration temporelle est réalisée selon le θ -schéma implicite disponible dans le solveur CHARME [2], permettant de s'affranchir de la restriction sur le pas de temps traduite par le critère CFL . Le θ -schéma s'écrit :

$$M \frac{Q^{n+1} - Q^n}{\Delta t} = F[\theta Q^{n+1} + (1 - \theta)Q^n] \quad (6.15)$$

Où θ est un paramètre compris entre 0 et 1. Ce type de schéma convient à la recherche à grand pas de temps de solutions asymptotiques. Sa résolution passe par une étape de linéarisation du second membre :

$$M \frac{Q^{n+1} - Q^n}{\Delta t} = F(Q^n) + \theta \Delta t J^n \quad (6.16)$$

Où J_n est la matrice Jacobienne :

$$J^n = \left(\frac{\partial F}{\partial Q} \right)_n \quad (6.17)$$

En pratique, le calcul et le stockage de J^n peut s'avérer très couteux, on l'approxime alors en ne considérant que les termes d'ordre 1 [2], ce qui ne présente pas d'inconvénient dans le cadre de cette thèse car on recherche un état stationnaire. A chaque pas de temps, le système linéaire 6.16 est résolu par une méthode d'itérations $GMRES$ [127].

6.1.1.4. Condition aux limites

Le solveur CHARME permet de définir de nombreux types de conditions aux limites. Les simulations effectuées au cours de cette thèse utilisent les conditions suivantes :

- Une condition d'entrée subsonique est utilisée pour la section d'entrée du moteur, pour laquelle l'utilisateur impose le débit d'air ainsi que la température totale. Le domaine de l'entrée moteur (soufflante et cône) est en rotation avec une vitesse angulaire ω_{rot} égale à la vitesse de rotation de l'axe moteur. Aussi, dans les configurations de calcul où la section en amont du moteur correspond à la section de l'entrée du moteur on impose également une condition de rotation pour l'écoulement, dite *swirl*, telle que : $swirl = \rho_{air}\omega_{rot}$ qui prend en compte l'effet de la rotation du repère sur le vecteur vitesse.
- Les sorties des simulations correspondent aux sorties des veines primaires et secondaires du moteur en aval du compresseur basse pression. On utilise alors une condition de sortie subsonique, en imposant la pression pour la sortie de la veine primaire et le débit pour la sortie de la veine secondaire. De cette manière, on assure l'établissement correct de l'écoulement ainsi que le contrôle du taux de compression.
- Des conditions de plans de mélanges permettent de transmettre les informations entre deux domaines en rotation l'un par rapport à l'autre en effectuant des moyennes sur les quantité conservées $q(u)$ selon un découpage en couronnes.
- Des conditions de périodicité permettent de simuler seulement un secteur du moteur par symétrie axiale.
- Enfin, les parois sont caractérisées par des conditions de parois immobiles ou en rotation. Elles sont considérées adiabatiques lorsqu'elles sont sèches et on impose une température de 273.15 K sur les parois sujettes à l'accrétion de glace (température d'équilibre de la glace accrétée).

6.1.2. Solveur SPARTE

6.1.2.1. Modélisation

Le solveur SPARTE permet de décrire la dynamique d'un nuage de particules en faible concentration immergées dans un écoulement porteur par une approche Lagrangienne. Le nuage de particules est ainsi considéré comme une phase dispersée et le fluide comme une phase continue. La modélisation de la phase dispersée, i.e. des cristaux de glace dans le cadre de notre étude, est présentée au chapitre 1 dans la section 1.3.1. On rappelle ici les principales caractéristiques de cette modélisation : l'évaporation/sublimation et les échanges de chaleur avec l'air sont pris en compte tout au long de la trajectoire des particules, la forme des particules est prise en compte pour le calcul de la force de traînée ainsi que des échanges thermiques (les cristaux rencontrés en haute altitude ne sont pas sphériques) et enfin, les phénomènes de fragmentation, rebond/adhérence et ré-émission de particules secondaires lors de l'impact avec une paroi sont également modélisés.

Le solveur SPARTE est conçu pour simuler un grand nombre de particules (atomisation, fragmentation, etc) et il n'est pas envisageable de simuler le comportement individuel de chaque particule de manière déterministe. La phase dispersée est ainsi modélisée par des particules numériques qui représentent chacune un nombre arbitraire de particules physiques et qui sont caractérisées par leur vecteur position \vec{x}_p , leur vecteur vitesse \vec{v}_p , leur rayon r_p , leur température T_p , ainsi que par leur poids numérique n_p (nombre de particules physiques représentées par la particule numérique). SPARTE utilise alors une approche statistique pour décrire la phase dispersée en introduisant une fonction de densité de particules $f_p(t, \vec{x}_p, \vec{v}_p, r_p, T_p)$, qui représente le nombre moyen de particules numériques situées à l'instant t dans le volume $[\vec{x}_p, \vec{x}_p + d\vec{x}_p]$, avec une vitesse comprise dans l'intervalle $[\vec{v}_p, \vec{v}_p + d\vec{v}_p]$, un rayon compris dans $[r_p, r_p + dr_p]$ et une température dans $[T_p, T_p + dT_p]$. L'évolution de la fonction f_p est donnée par l'équation de Williams [160] :

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \nabla_x \cdot (\vec{v}_p f_p) + \nabla_u \cdot \left(\frac{\vec{F}_p}{m_p} f_p \right) + \frac{\partial \mathcal{R} f_p}{\partial r} + \frac{\partial \mathcal{T} f_p}{\partial T} = Q_{coll} + Q_{frag} \quad (6.18)$$

Où :

- \vec{F}_p désigne les forces extérieures agissant sur la particule de masse $m_p = \frac{4}{3}\pi\rho_p(T_p)r_p^3$, avec ρ_p la densité de la particule. Les forces considérées dans notre étude sont la force de traînée

(équation 1.2 donnée section 1.3.1.1 avec un coefficient de trainée C_d adapté aux cristaux de glace) :

$$\overrightarrow{F_{p,d}} = -\frac{1}{8}\rho_g C_d \pi d_p^2 \|\overrightarrow{v_g} - \overrightarrow{v_p}\| (\overrightarrow{v_g} - \overrightarrow{v_p})$$

la force de gravité, qui s'exprime en négligeant le terme de flottabilité (densité de l'écoulement négligeable devant celle des particules : $\rho_p \gg \rho_g$) par :

$$\overrightarrow{F_{p,g}} = \frac{4}{3}\pi\rho_p(T_p)r_p^3\overrightarrow{g} \quad (6.19)$$

et la force d'inertie liée à la rotation du repère à vitesse angulaire constante ω_{rot} :

$$\overrightarrow{F_{p,i}} = -\omega_{rot}(\omega_{rot}(\overrightarrow{x_p} - \overrightarrow{x_{rot}})) - 2\omega_{rot}\overrightarrow{v_p} \quad (6.20)$$

où $\overrightarrow{x_{rot}}$ est un point quelconque de l'axe de rotation

- \mathcal{R} et \mathcal{T} sont respectivement les taux d'évaporation et de chauffage de la particule, dont les modélisations sont détaillées section 1.3.1.2.
- Q_{coll} et Q_{frag} représentent les termes de collision entre particules et de fragmentation due à l'écoulement gazeux. Ces deux termes ne sont pas pris en compte dans les simulations de cette thèse car les concentrations en particules sont suffisamment faibles pour négliger leurs collisions et les forces aérodynamiques sont insuffisantes pour conduire à la fragmentation des cristaux de glace. On peut toutefois préciser que la concentration des particules dans la conduite du compresseur basse pression peut être localement très élevée du fait de la centrifugation. La collision interparticulaire pourrait alors jouer un rôle non négligeable comme l'indique Currie dans un article de la conférence SAE de 2019 [34]. L'influence des collisions interparticulaires n'a cependant pas été étudiée au cours de cette thèse.

6.1.2.2. Méthodes numériques

La méthode numérique de SPARTE utilisée pour discrétiser l'équation modélisant la phase dispersée est une méthode particulaire stochastique Lagrangienne possédant deux variantes : une méthode dite "stationnaire", limitée aux écoulements stationnaires et dilués (influence modérée de la phase dispersée sur la phase gazeuse), et une méthode dite "instationnaire", plus coûteuse en mémoire et temps de calcul mais permettant la simulation d'écoulements pour lesquels le couplage gaz-particule et les interactions entre les particules ne sont pas négligeables. La méthode stationnaire convient aux travaux de cette thèse pour laquelle une approche de type *one way* a été mise en œuvre. En pratique, au début du calcul, N particules numériques sont injectées à partir de points fixés par l'utilisateur sur une frontière ou à l'intérieur du domaine de calcul, puis les trajectoires des particules sont calculées simultanément, jusqu'à ce qu'elles soient toutes évaporées ou sorties du domaine de calcul. Le poids $n_{p,i}$ de chaque particule numérique permet de calculer dans chaque cellule les grandeurs moyennes associées aux particules. Ainsi, la valeur moyenne dans la cellule C d'une quantité quelconque q est par définition :

$$q_C = \frac{1}{V_C} \sum_{i=1}^N q_i n_{p,i}(t) \Delta t_i \quad (6.21)$$

Où V_C est le volume de la cellule C et Δt_i le temps passé par la particule i dans la cellule C . Lors du trajet des particules dans l'écoulement, en l'absence de collision et de fragmentation, le nombre de particules se conserve et le poids $n_i(t)$ d'une particule numérique reste constant. On détermine l'évolution aux différents instants de discrétisation n de la position $\overrightarrow{x_{p,i}^n}$, de la vitesse $\overrightarrow{v_{p,i}^n}$, du rayon $r_{p,i}^n$ et de la température $T_{p,i}^n$ associés à chaque particule numérique par la résolution du système d'équations 6.18 en utilisant un schéma numérique d'ordre 1 pour son intégration. En notant Δt le pas de temps, $T_{sur,i}$ la température de surface de la particule et $\overrightarrow{v_{g,i}}$ la vitesse moyenne du gaz au point où se trouve la particule i , le système s'écrit [2] :

$$\begin{cases} \overrightarrow{x_{p,i}^{n+1}} = \overrightarrow{x_{p,i}^n} + \overrightarrow{v_{g,i}}\Delta t + \tau_{p,i}^n(1 - \alpha_i^n)(\overrightarrow{v_{p,i}^n} - \overrightarrow{v_{g,i}}) + \tau_{p,i}^n(\Delta t - (1 - \alpha_i^n)\tau_{p,i}^n)\overrightarrow{g} \\ \overrightarrow{v_{p,i}^{n+1}} = \overrightarrow{v_{g,i}} + \alpha_i^n(\overrightarrow{v_{p,i}^n} - \overrightarrow{v_{g,i}}) + \tau_{p,i}^n(1 - \alpha_i^n)\overrightarrow{g} \\ T_{p,i}^{n+1} = T_{sur,i}^n + \beta_i^n(T_{p,i}^n - T_{sur,i}^n) \\ r_i^{n+1} = \min(0, (r_i^n)^2 - \Delta t K_{ev,i}^n)^{1/2} \end{cases} \quad (6.22)$$

Avec :

$$\alpha_i^n = \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_{p,i}^n}\right), \quad \beta_i^n = \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_{c,i}^n}\right) \quad (6.23)$$

Où τ_p et τ_c sont respectivement le temps de relaxation dynamique de la particule et le temps caractéristique de chauffage de la particule :

$$\tau_p = \frac{8\rho_p(T_p)r_p}{3C_d\rho_p\|\overrightarrow{v_g} - \overrightarrow{v_p}\|}, \quad \tau_c = \frac{2r_p^2C_{pp}\rho_p}{3Nu_g^*\lambda_g} \quad (6.24)$$

Où C_{pp} est la chaleur spécifique de la particule à pression constante, Nu_g^* le nombre de Nusselt modifié et λ_g la conductivité thermique du gaz. Enfin, la constante d'évaporation K_{ev} est donné par l'équation de l'évaporation d'une particule (voir section 1.3.1.2) :

$$K_{ev} = \frac{\mu_g Sh^*}{\rho_p Sc} \ln(1 + B_M) \quad (6.25)$$

Où μ_g désigne la viscosité dynamique du gaz, Sc le nombre de Schmidt de la vapeur, Sh^* le nombre de Sherwood modifié et B_M le nombre de Spalding massique. Plusieurs modèles sont disponibles dans le solveur SPARTE pour le calcul des différents nombre adimensionnés [2], certaines corrélations étant présentées section 1.3.1. Pour le calcul des valeurs de $\overrightarrow{v_{g,i}^n}$, $\tau_{p,i}^n$, $\tau_{c,i}^n$, $K_{ev,i}^n$ et $T_{sur,i}^n$, SPARTE permet de choisir d'utiliser les valeurs de $\overrightarrow{v_g}$, ρ_g et T_g au centre de la cellule où se trouve la particule considérée, ou bien d'interpoler linéairement pour une meilleure précision.

Dans le cas des cristaux une fraction massique solide de la particule est définie et le taux de fonte du cristal est calculé à partir du flux de chaleur échangé avec la particule (flux convectif avec le gaz et d'évaporation/sublimation de la particule) en négligeant les gradients thermiques dans la particule.

6.1.2.3. Condition aux limites

Plusieurs conditions aux limites sont disponibles pour chaque frontière du domaine de calcul :

- L'entrée du calcul correspond au plan d'entrée du moteur pour lequel on utilise une condition de frontière débitante permettant d'injecter les cristaux de glace en définissant leur granulométrie. Les particules sont injectées en équilibre thermique et dynamique avec le gaz.
- Les sorties des veines primaires et secondaires sont caractérisées par une condition de frontière libre : lorsque les particules atteignent ces frontières, elles sont supprimées du calcul.
- Des conditions de périodicités pour lesquelles les particules atteignant les frontières concernées sont réinjectées à leur point "image".
- Des conditions de raccordement multidomaines permettent de transmettre les informations au niveau des plans de mélange.
- Les parois du moteur, fixes ou tournantes, sont définies par des conditions de parois avec fragmentation, rebond et/ou dépôt des cristaux selon les modèles développés par Villedieu & Trontin [156, 149, 148, 145] présentés à la section 1.3.1 de cette thèse.

6.1.3. Solveur FILM

6.1.3.1. Modélisation

Les modèles contenus dans le solveur FILM permettent de calculer l'écoulement d'un film liquide mince pariétal [2]. L'épaisseur du film liquide est supposée très petite devant les dimensions du problème étudié, ce qui permet de le modéliser par une approche intégrale des équations de Navier-Stokes sur l'épaisseur du film. Celui-ci est alors décrit par son épaisseur h_l , sa pression moyenne \hat{p} , sa température moyenne \hat{T}_l , son vecteur vitesse moyen \vec{v}_l et sa composition moyenne \hat{y} décrivant les n_y espèces qui le compose. Si l'on désigne une variable naturelle par f , on obtient la moyenne intégrée sur l'épaisseur du film s'écoulant dans le plan (x, y) et ayant une normale selon l'axe z par :

$$\hat{f} = \frac{\int_0^f v_l dz}{h_l} \quad (6.26)$$

Deux modèles dynamiques sont disponibles dans le solveur FILM [2] :

- Un modèle de lubrification à une équation, pour lequel on suppose l'équilibre local ce qui permet d'exprimer la vitesse en fonction de l'épaisseur. On résout ensuite l'équation intégrée de la conservation de la masse pour obtenir l'évolution de l'épaisseur du film.
- Un modèle à deux équations pour lequel l'équation de la conservation de la quantité de mouvement est aussi résolue. Dans le cadre d'une configuration moteur, la gravité est négligée et seuls les effets inertiels liés à la rotation et tangentiels à la paroi sont pris en compte.

Une équation intégrale pour l'enthalpie du film est également résolue pour calculer l'évolution de la température moyenne (les films liquides considérés sont suffisamment minces pour négliger les gradients thermiques dans l'épaisseur).

Dans le cadre du projet européen STORM [134, 117], un modèle d'accrétion de glace en conditions givrantes classiques (impact de gouttelettes d'eau liquide surfondue) a été implémenté dans FILM pour des applications 3D de givrage. Le solveur FILM simule alors l'accrétion de glace par un système multicouche présenté figure 6.3. En stationnaire, ce modèle est alors équivalent à l'approche Messinger utilisée par l'outil IGLOO2D, hormis la prise en compte des forces centrifuges et de coriolis. Les équations de FILM étant instationnaires, il serait possible de prendre en compte le chauffage cyclique d'un système de dégivrage ou encore le phénomène de détachement en bloc de la glace.

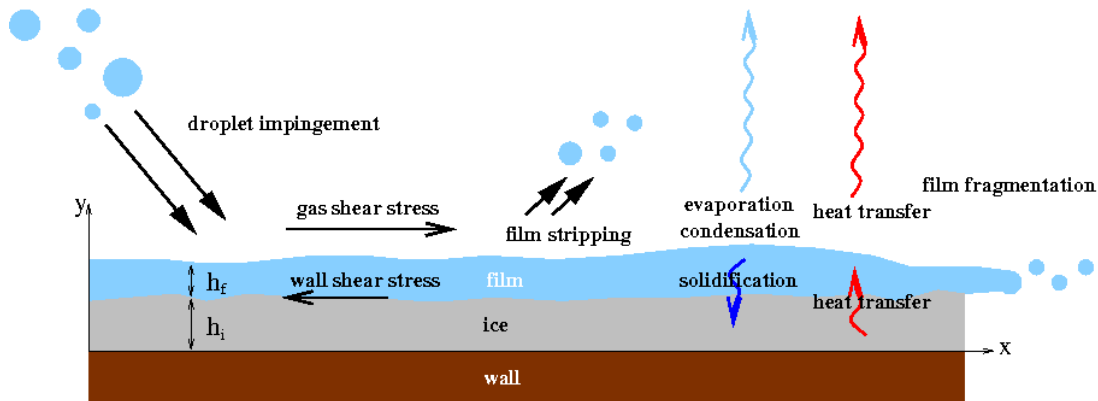


FIGURE 6.3. – Système multicouche pour la modélisation de l'accrétion de glace - D'après [117]

Dans le cadre de cette thèse, la modélisation de l'accrétion de glace du solveur FILM a été étendue aux conditions givrantes cristaux. Les termes sources liés à l'impact de particules solides ont été ajoutés dans les équations intégrées de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie. En conditions cristaux, l'accrétion de glace s'effectue par accumulation des particules solides impactantes, ce qui diffère de l'accrétion en conditions classiques provoquée par

la solidification de l'eau liquide. Une partie de l'eau liquide provenant des cristaux partiellement fondus est alors susceptible d'être capturée au sein de la couche de glace. Aussi, le modèle de porosité développé pour l'outil IGLOO2D dans le cadre du projet HAIC (voir section 1.3.3) par Trontin *et al.* [149] et permettant la capture d'une partie de l'eau liquide au sein de la couche de glace a été intégré dans le solveur FILM. Enfin, le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse (voir chapitre 3) a également été implémenté dans FILM.

En se plaçant dans un cas bidimensionnel pour simplifier les écritures (film liquide s'écoulant suivant l'axe x et de normale z), la forme générale des équations intégrées pour le film liquide s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho_l h_l}{\partial t} + \frac{\rho_l h_l \hat{v}_{x,l}}{\partial x} = \dot{\Phi}_m^{ech} \\ \frac{\partial \rho_l h_l \hat{v}_{x,l}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l h_l \widehat{v_{x,l} v_{x,l}}}{\partial x} = -h_l \frac{\partial p_g^*}{\partial x} + \mu_g \left(\frac{\partial v_{x,g}}{\partial z} \right)_{z=h} - \mu_l \left(\frac{\partial v_{x,l}}{\partial z} \right)_{z=0} - \\ \rho_l h_l (\overline{\omega_{rot}} \wedge (\overline{\omega_{rot}} \wedge \vec{r}))_x - 2\rho_l h_l (\overline{\omega_{rot}} \wedge \vec{v}_l)_x + \dot{\Phi}_{mv_x}^{ech} \\ \frac{\partial \rho_l C_{p,l} \hat{T}_l h_l}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l C_{p,l} \widehat{T_l v_{x,l} h_l}}{\partial x} = \lambda_g \left(\frac{\partial T_g}{\partial z} \right)_{z=h} - \lambda_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial z} \right)_{z=0} + \dot{\Phi}_{enth}^{ech} \end{array} \right. \quad (6.27)$$

Où $\dot{\Phi}_m^{ech}$, $\dot{\Phi}_{mv_x}^{ech}$ et $\dot{\Phi}_{enth}^{ech}$ sont des termes sources liés aux impacts de particules (gouttelettes et/ou cristaux), ainsi que des termes d'évaporation/condensation ou de fusion/solidification selon le régime de givrage simulé. Par exemple, $\dot{\Phi}_m^{ech} = -\dot{\Phi}_m^{ev} + \dot{\Phi}_m^d + \dot{\Phi}_m^{cl} + \dot{\Phi}_m^f$ dans le cas d'impact de gouttelettes d'eau liquides et de cristaux surfondus, d et cl désignant respectivement les termes de dépôt des gouttelettes et de la partie liquide des cristaux, ev désignant le terme d'évaporation et f celui de fusion de la couche de glace. La deuxième équation traduit l'équilibre entre le terme d'inertie, le terme lié au gradient de pression, les contraintes dues au cisaillement du gaz, les forces d'inertie de rotation et le terme $p_g^* = p_g - \dot{\Phi}_{mv_z}^p$ qui traduit l'effet de gradient de pression du gaz en prenant en compte la pression induite par l'impact des particules $\dot{\Phi}_{mv_z}^p$.

De la même manière que pour la résolution du bilan de Messinger (voir section 1.3.3), on distingue trois régimes de givrage : le régime d'eau ruisselante (pas d'accrétion), le régime *rime* et le régime *glaze*. Pour chacun de ces régimes, un système d'équations différent est à résoudre avec le film liquide résolu par une approche intégrale comme présenté ci-dessus. Le régime de givrage est déterminé de la manière suivante : on résout le système d'équation pour le film liquide seul et on obtient la température moyenne \hat{T}_l , puis on résout le système d'équation pour une couche de glace sans eau liquide et on obtient \hat{T}_s . Si \hat{T}_l et \hat{T}_s sont positives, le régime correspond à de l'eau ruisselante sans accrétion de glace, si \hat{T}_l est négative et \hat{T}_s positive on est dans un régime *glaze* et sinon dans un régime *rime*. Cette méthode est analogue à la méthode utilisée par les outils de type Messinger. Aussi, les différents systèmes d'équations sont analogues aux systèmes décrits à la section 1.3.3. Le détail des équations de FILM pour les différents régimes de givrage est donné en annexe A.

La validation du solveur FILM en conditions cristaux est testée par la comparaison de la simulation de l'essai R67 de Currie *et al.* [37] avec les résultats de l'outil IGLOO2D. Afin de comparer uniquement les calculs d'accrétion de glace, le champ aérodynamique et la trajectographie des cristaux calculés par IGLOO2D sont ré-utilisés pour le calcul FILM. La figure 6.4 présente les formes de glace obtenues par le solveur FILM et par l'outil IGLOO2D pour un pas de temps correspondant au temps d'accrétion total de l'essai R67 (le remaillage en 3D n'est pas possible dans l'outil CEDRE). Les débits massiques surfaciques de cristaux déposés $\dot{m}_{dep,S}$, de glace accrétée \dot{m}_{acc} et de glace érodée \dot{m}_{er} sont également comparés, ainsi que la fraction massique d'eau liquide capturée au sein de la couche de glace α_l . Les résultats sont identiques entre les calculs IGLOO2D et FILM, ce qui valide l'implémentation des termes sources liés à l'impact des cristaux dans le modèle d'accrétion de FILM, ainsi que du modèle de porosité et d'érosion de la couche de glace.

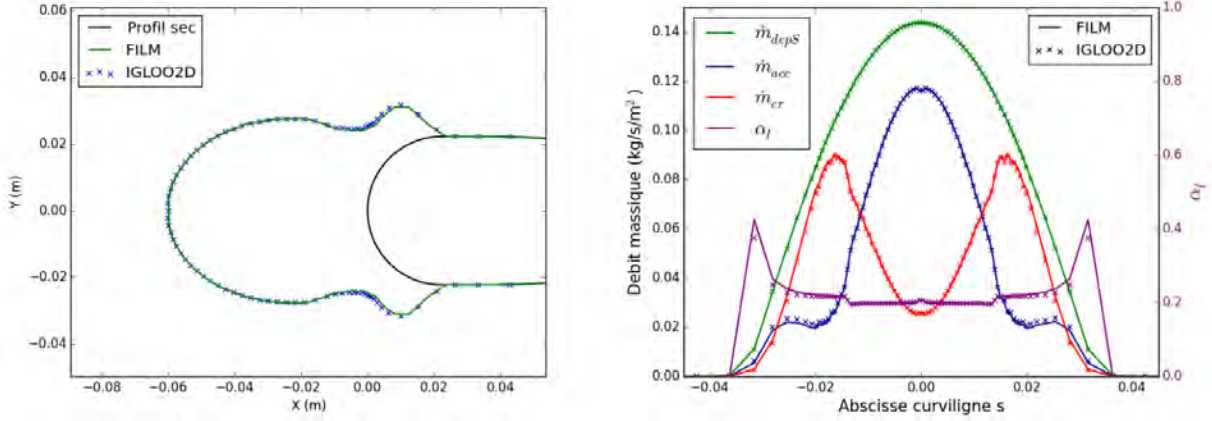


FIGURE 6.4. – Comparaison des formes de glace (à gauche) et des débits massiques surfaciques de cristaux déposés $\dot{m}_{dep,S}$, de glace accrétée \dot{m}_{acc} , de glace érodée \dot{m}_{er} et de la fraction massique d'eau liquide capturée au sein de la couche de glace α_l (à droite)

6.1.3.2. Schémas numériques et conditions aux limites

Plusieurs schémas sont disponibles pour le calcul des flux : un schéma décentré 1, qui est décentré pour la grandeur transportée et dont la vitesse à l'interface est égale à la vitesse moyenne des cellules adjacentes et un schéma décentré 2 pour lequel la vitesse à l'interface est également décentrée. Ce dernier est choisi pour nos simulations car il est plus robuste. La méthode d'intégration temporelle est un schéma explicite précis à l'ordre 1 dont la stabilité est conditionnée par un nombre CFL dont la valeur est fixée par défaut à 0.5. L'application de ces schémas est disponible dans l'annexe A.

Les conditions aux limites du solveur FILM permettent de définir des raccordements entre parois jointives, des conditions de périodicités, ainsi que des frontières de sortie délimitant le domaine de calcul.

6.1.4. Méthodologie d'un calcul complet de givrage

Le calcul de givrage complet avec l'outil CEDRE fait intervenir les mêmes étapes de calcul que celles de l'outil IGLOO2D décrites section 1.4.1. Cependant, le remaillage automatique n'est pas disponible dans CEDRE et la retro-action de la croissance de la glace sur le champ aérodynamique et sur la trajectographie des cristaux n'est pas prise en compte. La simulation est ainsi réalisée sur un seul cycle CHARME \rightarrow SPARTE \rightarrow FILM. Le calcul d'accrétion est alors effectué pour un pas de temps égal à la durée d'accrétion totale (méthode dite *one step*). Ce dernier point est discuté plus en détails dans la section suivante.

De plus, pour éviter une complexité supplémentaire des calculs, on choisit une méthode *one way* pour les échanges entre CHARME et SPARTE, c'est-à-dire que le couplage de SPARTE vers CHARME n'est pas simulé. En effet, on considère que la phase dispersée est assez diluée dans l'écoulement gazeux pour que la force exercée par les particules sur le fluide porteur soit négligeable. Une seconde conséquence du calcul *one way* est que l'augmentation de la fraction massique en vapeur d'eau locale de l'écoulement gazeux provoquée par l'évaporation des particules n'est pas non plus prise en compte. De fait, l'utilisation de cette méthode impliquerait alors un plus grand taux d'évaporation des particules car l'air est plus sec. Mais ici deux effets viennent s'équilibrer : une plus forte évaporation entraîne une diminution de la température de l'écoulement, ce qui atténue alors l'évaporation. Ainsi l'augmentation de l'évaporation des particules provoquée par une fraction massique en vapeur d'eau plus faible serait contrebalancée par la diminution de la température de l'écoulement liée à cette évaporation. Dans la pratique, l'utilisation d'une méthode *two way* est très coûteuse à mettre en place et a un défaut de robustesse. Ainsi, malgré l'approximation induite par la méthode *one way*, on peut supposer que les deux phénomènes

antagonistes décrits ci-dessus limitent l'effet de l'hypothèse *one way*, ce qu'il faudrait vérifier par une étude quantitative qui n'a pas été réalisée au cours de cette thèse.

6.2. Méthode de mise à jour des normales pour le calcul de la forme de glace de glace

6.2.1. Problématique de la méthode *multi step* pour les calculs 3D CEDRE

La méthode *multi step* qui consiste à diviser le temps d'accrétion en N pas de temps et d'effectuer un cycle de calcul complet à chaque itération (maillage, aérodynamique, trajectographie et accrétion) permet de modéliser la rétro action de la croissance de la glace sur le champ aérodynamique et sur la trajectographie des cristaux, ce qui influence alors la croissance de la glace. La figure 6.5 présente les simulations de la forme de glace de l'essai R67 avec deux méthodes : la première est la méthode *multi step* décrite section 1.4 et utilisée tout au long de cette thèse pour les simulations IGLOO2D, et la deuxième, que l'on nommera *one step*, consiste à effectuer un seul cycle de calcul avec un pas de temps égal au temps d'accrétion. La comparaison des résultats montre que la méthode *one step* surestime la masse et l'épaisseur de la glace et ne peut reproduire la forme pointue de la glace obtenue expérimentalement. D'une manière générale, les formes de glace présentées dans ce manuscrit reproduisent les observations expérimentales grâce à la prise en compte de l'évolution de la forme de la glace pour le calcul de l'écoulement gazeux, de la trajectographie et de l'accrétion par la méthode *multi step*. Cette méthode n'est cependant pas opérationnelle pour les calculs tridimensionnels de cette thèse. De plus, un cycle de calcul s'effectue en environ 4h pour les configurations moteur étudiées lors de cette thèse et l'utilisation de la méthode *multi step* en 3D allongerait grandement les temps de calculs. Aussi, cette section propose de tester une méthode qui serait applicable aux cas 3D afin de prendre en compte l'effet de l'évolution de la forme de la glace sur la captation des cristaux ainsi que sur l'érosion qui sont des paramètres influençant grandement la forme de la glace.

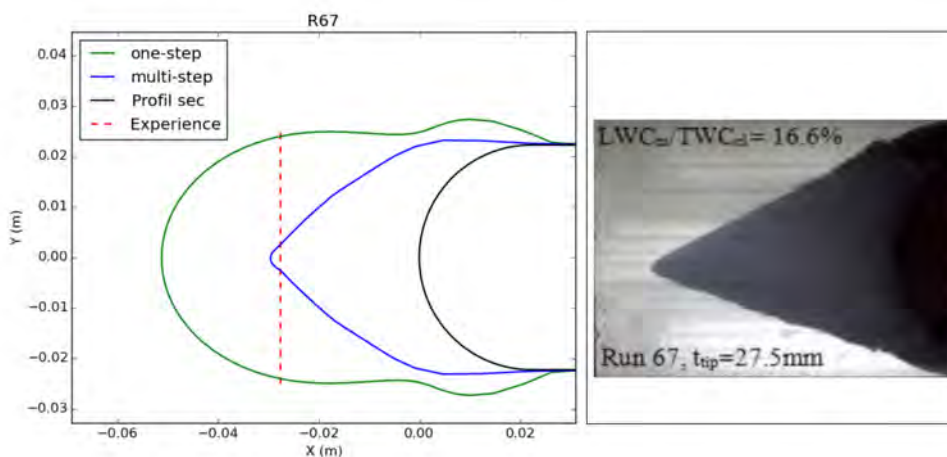


FIGURE 6.5. – Comparaison entre les formes de glace simulées avec la méthode *one step* (courbe verte) et *multi step* (courbe bleue) avec l'épaisseur de glace expérimentale (pointillés rouge) et avec la forme observée par Currie *et al.* [37] pour 382 s d'accrétion de l'essai R67

6.2.2. Principe de la méthode de mise à jour des normales

La figure 6.6 trace pour l'essai R67, la répartition entre le taux d'érosion piloté par la vitesse tangentielle des particules (phénomène de coupage, voir section 3.2.2) et par la vitesse normale (phénomène de déformation plastique, voir section 3.2.1) issue du modèle d'érosion de type Finnie

et Bitter développé dans le chapitre 3 de cette thèse. Pour l'essai R67, la géométrie du profil *crowned cylinder* avec un bord d'attaque cylindrique conduit à une perte de matière par coupage plus importante que par déformation plastique, sauf au voisinage du point d'arrêt ($s \approx 0.0$) où la vitesse tangentielle des particules impactantes diminue. Aussi, la forme conique de la glace semble être obtenue par l'effet de l'érosion : le taux d'érosion est maximum pour des angles d'impact obliques (voir section 4.3.4), ce qui favorise la croissance de la glace dans la région d'impact avec des angles normaux.

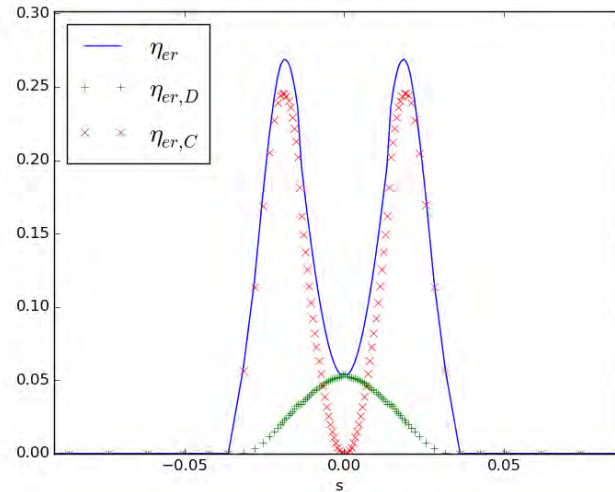


FIGURE 6.6. – Distribution du taux d'érosion total η_{er} entre les phénomènes de coupage $\eta_{er,C}$ et de déformation plastique $\eta_{er,D}$

Afin de reproduire la forme conique de la glace sans utiliser la méthode *multi step*, nous proposons de diviser la durée d'accrétion en N pas de temps et de mettre à jour à chaque itération i le vecteur des vitesses d'impact par rapport à la nouvelle normale du profil de glace pour mettre à jour les débits de captation et d'érosion. Ainsi, cette méthode, nommée méthode de mise à jour des normales, permet de prendre en compte l'évolution de l'angle d'impact à chaque itération, façonnant la forme de glace, sans remailler le domaine ni recalculer le champ aérodynamique ou la trajectographie des cristaux. La figure 6.7 illustre le chaînage d'un calcul utilisant la méthode de mise à jour des normales.

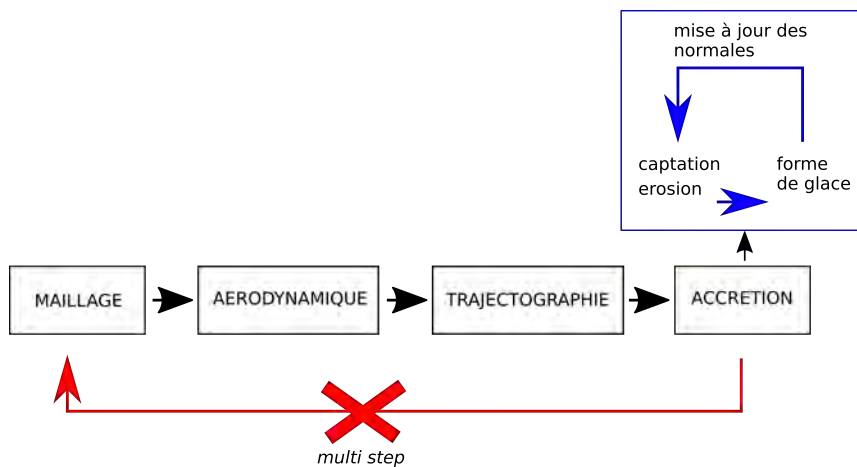


FIGURE 6.7. – Chaînage d'un calcul de givrage complet en utilisant la méthode de mise à jour des normales

La croissance de la glace est ainsi atténuée dans les régions où l'angle d'impact tend vers l'angle pour lequel l'érosion est maximum, i.e. les angles rasants. Comme le montre schématiquement

la figure 6.8, les cellules en aval du point d'arrêt voient leur débit d'érosion augmenter au fur et à mesure des itérations, ce qui conduit à une formation de glace en cône correspondant au calcul *multi step*. Une fois effectué le calcul du champ aérodynamique et de la trajectographie des cristaux, la durée d'accrétion est divisée en N pas de temps fixés par l'utilisateur, chacun d'une durée Δt . Le calcul d'accrétion est alors effectué N fois, et pour chacune des itérations, la durée d'accrétion $\Delta t_{acc,i}$ considérée pour chaque calcul est incrémentée de la valeur du pas de temps Δt . Ainsi, la dernière itération correspond à un calcul d'accrétion effectué pour la durée d'accrétion totale : $\Delta t_{acc,i} = \Delta t_{acc}$. La méthode de la mise à jour des normales se décompose de la manière suivante pour les itérations du calcul d'accrétion (voir la figure 6.8) :

- (1) Calcul de l'épaisseur de glace à partir du profil sec pour la durée d'accrétion $\Delta t_{acc,i}$ de l'itération courante.
- (2) Calcul des gradients d'épaisseur de glace et mise à jour des normales du profil givré.
- (3) Projection sur les normales mises à jour des débits impactants pour le calcul de la nouvelle captation, ainsi que de la vitesse des cristaux pour le calcul du nouvel angle d'impact en entrée du modèle d'érosion.
- (4) Nouveau calcul d'accrétion sur le profil sec pour la durée d'accrétion de l'itération courante $\Delta t_{acc,i}$ avec la captation et l'érosion calculées à l'étape précédente.
- (5) Incrément de la durée d'accrétion pour la prochaine itération : $\Delta t_{acc,i+1} = \Delta t_{acc,i} + \Delta t$.

Le fonctionnement de cette méthode ainsi que son application à des configurations académiques sera détaillée dans un article à paraître de Laurent *et al.* [86]. Au cours de cette thèse, la méthode de mise à jour des normales a dans un premier temps été testée avec l'outil IGLOO2D. Après des premiers résultats encourageants, elle a ensuite été implémentée par Laurent *et al.* dans le solveur FILM et des tests préliminaires ont été effectués avec la simulation des essais R67 et R1286 des expérimentations de Currie *et al.* [37].

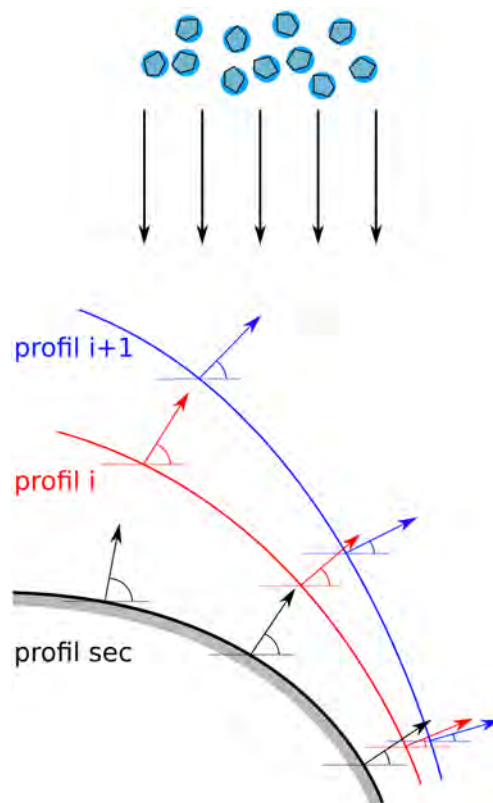


FIGURE 6.8. – Schéma du calcul itératif de la méthode de mise à jour des normales, l'angle d'impact est de plus en plus rasant au fur et à mesure des itérations

6.2.3. Résultats préliminaires de la méthode de mise à jour des normales pour les essais R67 et R1286

La figure 6.9a présente l'application de la méthode de mise à jour des normales pour la simulation de l'essai R67 et la figure 6.9b pour la simulation de l'essai R1286. Les résultats sont comparés avec les simulations en *one step* et en *multi step* de l'outil IGLOO2D. Tout comme lors de la validation de l'implémentation des modèles cristaux dans le solveur FILM, les simulations effectuées avec FILM prennent ici en entrée les champs aérodynamique et diphasique calculés par IGLOO2D. La forme de glace obtenue avec la méthode de mise à jour des normales présente un cône au point d'arrêt et se rapproche de la forme obtenue par la méthode *multi step* d'IGLOO2D. Les masses totales de la glace accrétées sont également beaucoup plus proches de celles prédites par les simulations *multi step*. Cependant, la forme régulière des profils *crowned cylinder* et *hemispherical nose* assure une certaine stabilité de la méthode. Par ailleurs, il a fallu jouer sur le nombre d'itérations réalisées (i.e. sur le pas de temps choisi) pour obtenir des résultats satisfaisants. Enfin, il faut noter que cette méthode ne pourra pas remplacer une approche basée sur du re-maillage dans le cas de géométries complexes où l'écoulement gazeux est très perturbé par l'accrétion de glace, ou bien où l'apparition d'une forme de glace en amont viendrait masquer l'accrétion en aval comme cela peut être le cas avec des profils d'aubes en cascade. Ainsi, malgré le résultat encourageant obtenu pour les essais R67 et R1286, il est important de noter que cette méthode présente donc des limitations et que son application nécessiterait des approfondissements plus poussés, notamment au niveau numérique.

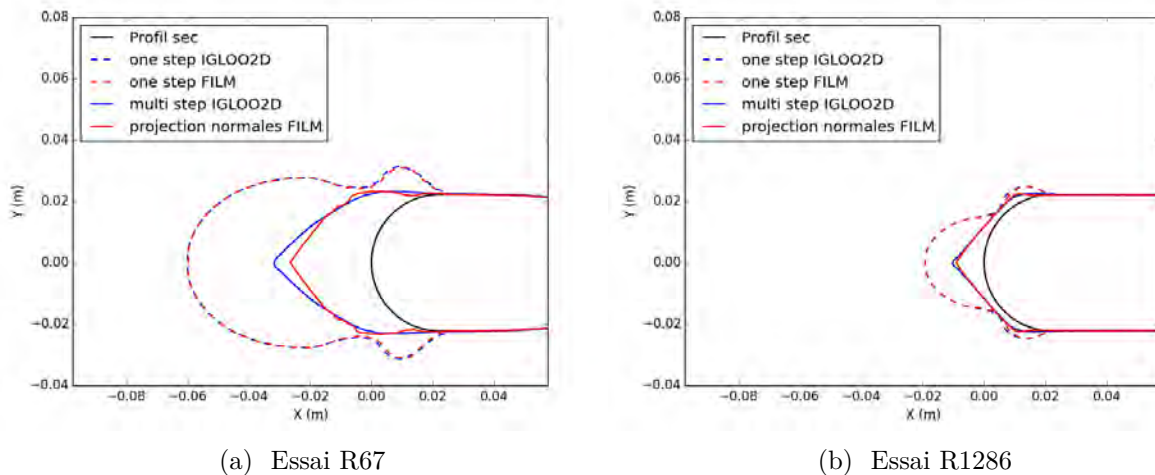


FIGURE 6.9. – Simulations des essais R67 et R1286 avec les méthodes *one step* et *multi step* de l'outil IGLOO2D et avec les méthodes *one step* et de mise à jour des normales du solveur FILM

Bilan

Ce chapitre présente les solveurs CHARME, SPARTE et FILM en vue de leur utilisation pour les simulations de configuration moteur. La validation de l'implémentation des modèles cristaux dans FILM, notamment pour l'érosion et la porosité de la couche de glace a été effectuée par comparaison avec IGLOO2D afin de s'assurer du fonctionnement du solveur FILM pour les simulations présentées dans les chapitres suivants. La différence principale entre les deux outils provient de la prise en compte par IGLOO2D de l'influence de la croissance de la glace sur l'écoulement et la trajectographie des cristaux par l'approche *multi step*. La limitation de CEDRE aux calculs *one step* entraîne une surestimation du débit de glace accrétée ainsi qu'une forme de glace non représentative des observations expérimentales. Des essais préliminaires ont été réalisés avec une méthode dite de mise à jour des normales qui permet de s'affranchir de cette limitation dans le cadre des simulations des essais R67 et R1286. Même si les résultats semblent encourageants, cette méthode présente des limitations et sa mise en œuvre pour des calculs sur des géométries plus complexes est discutée au chapitre 8.

Reproduction des essais de l'ALF502R-5A

The purpose of this chapter is to evaluate CEDRE capacity to realize ice crystals icing simulations applied to engine geometry. These simulations allow to test the model related to crystals implemented in FILM solver. In addition to two-phase flow calculations, this chapter results give the localisation of accretion sites and quantitative values of ice thickness. In general terms, calculations are taking into account particle melting, fragmentation upon impact with the engine walls, sticking ability according to their melting ratio and erosion of the accreted ice using the chapter 3 model. Thus, this chapter presents the simulation of Honeywell ALF502-5A engine (out of service) which knew several loss of thrust event related to ice particle ingestion in high altitude during the 90s. The ALF502-5A was used for two test campaigns at NASA Propulsion System Laboratory for which ice accretion was successfully reproduced. Simulations results are compared with the available experimental data from these test campaigns.

Any use of the data relative to ALF502-5A test campaigns requires Ice Crystals Consortium (ICC) agreement. This chapter was submitted to the ICC in order to obtain diffusion agreement, it is thus written in English. Data are limited and non dimensionalised in the respect of confidentiality constraints.

Sommaire

7.1. Presentation of the study cases	160
7.1.0.1. Context	160
7.1.0.2. Test point description	161
7.1.0.3. Numerical input	162
7.2. Simulation results	163

7.1. Presentation of the study cases

7.1.0.1. Context

For a decade, Ice Crystals Consortium (ICC) members (engine and aircraft manufacturers) seek to build an experimental database of ice crystals icing in order to develop and validate modelling tools. In this context, the Propulsion Systems Laboratory (PSL), an altitude test facility at NASA Glenn Research center, has been used for a full scale ALF502R-5A Honeywell engine test campaign. This variant of the engine, which is not in service, used to experience icing events related to ice crystals during the 90's. Furthermore, its small size fitted the PSL icing tunnel and its aged conception minimized potential confidential issues. The PSL wind tunnel is able to provide a continuous cloud of ice crystals with controlled characteristic of particles size and concentration. A first ALF502R-5A engine, with serial number LF01, was tested as a research item in a 2013 test campaign. The goal was to reproduce icing events at simulated altitude operating conditions. This first campaign successfully reproduced the roll back events associated with ice accretion and allowed to study the engine behaviour under such events. Afterwards, a campaign using a second ALF502R-5A engine with serial number LF11 took place in 2015. LF11 was highly instrumented including video cameras inside the engine to confirm the ice accretion (see figure 7.2), which was suspected to occur during the LF01 test campaign, as well as traditional pressure and temperature probes. During the first test campaign, the accretion was suspected to occur near the low pressure compressor (LPC) exit guide vane (EGV). This was confirmed by LF11 campaign results. Figure 7.1 shows the ALF502R-5A turbofan engine and a zoom on LPC area where accretion is suspected to occur. A particularity of the ALF502R-5A engine is the tandem stator stage which forms the EGV. The splitter cavity, separating primary and secondary flow, as well as the IGV blades can be anti-iced with hot air [16, 153]. This system can be activated at will and its influence was studied during the campaign.

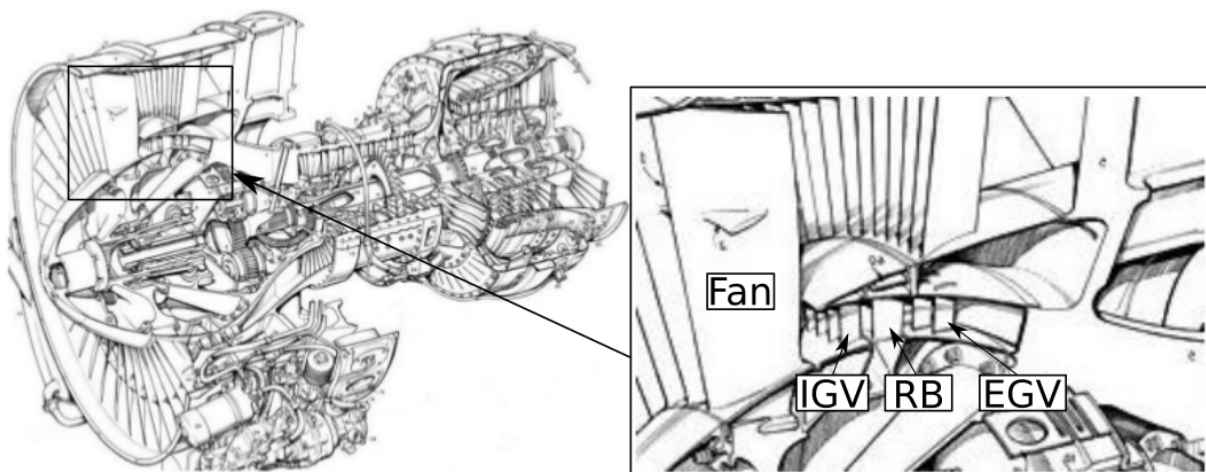


FIGURE 7.1. – Sectional view of the ALF502R-5A Honeywell turbofan engine, zoom on the single stage LPC illustrating the Inlet Guide Vane (IGV) stator, the rotor blade (RB) and the Exit Guide Vane (EGV) stator tandem - Adapted from [153]

Several studies were conducted on LF01 and LF11 campaigns. Oliver [110] investigated on the capacity of LF01 tests to reproduce ice crystal icing events with altitude scaling and Veres *et al.* [152] studied the engine response and its behaviour during the transient regime caused by the ice blockage. Walker [158] developed methods to determine when the ALF502R-5A engine has recovered from icing induced roll-back events. Ice accretion risk criteria was proposed by Veres *et al.* [153] using multiple data points simulations with Numerical Propulsion System Simulation (NPSS) tool. Furthermore, Bidwell *et al.* [16] simulated and analysed the flow and the particle states for two data points (one leading to roll-back event and one with no roll-back event) with LEWICE3D code, accounting for particle melting and fragmentation upon impact. More recently,

Fuleki *et al.* [52] studied an ALF502R-5A low pressure EGV ring segment test at the National Research Council of Canada's RATFac wind tunnel configured for ICI testing. The use of such a smaller scale component allows to increase the obtainable data along with cost reduction.



FIGURE 7.2. – Image of accretion at the second stator EGV trailing edge and on the Nozzle (upper duct wall) - Adapted from [153]

The aim of this chapter is to perform a full engine scale ice crystal icing simulation with ONERA's multiphysics platform CEDRE in order to assess the new models implemented in FILM solver for ice accretion simulation in ICI conditions. The particles trajectory calculation capacity, including heat and mass transfers, was already implemented in CEDRE's solver SPARTE at the beginning of the thesis according to Villedieu & Trontin [156, 149] models developed in the framework of HAIC project. In addition to particles and flow calculations, simulations performed in the framework of this thesis provide ice accretion localisation in the engine and qualitative values of corresponding ice thickness. Overall, the calculations account for particle melting and evaporation, fragmentation upon impact, sticking efficiency according to particles melting rate and erosion of the ice layer including liquid water and particle size effect. Calculated ice locations and severity of the accretion were confronted to the corresponding test points experimental data thanks to the use of video cameras during LF11 campaign.

7.1.0.2. Test point description

Three test points are simulated in the present study. The first one, taken as the reference point and called PRB, corresponds to an LF11 test point for which the engine encountered a roll-back event due to ice accretion. The corresponding video showed constant accretion growth (with shedding though) during the whole test in the EGV area. No roll-back was obtained for the second and the third simulated points. These points, called PC and PH, are operated for a lower (respectively higher) inlet air temperature compared to PRB. In the case of the lower temperature PC case, no accretion is detected as it is likely that particles are not heated enough to reach the melting point during the injection timescale so that they remain solid and only bounce on the surface. In the PH case of the higher temperature, the wet bulb temperature (T_{wb}) is too high above freezing so that the convective heat load prevents ice growth to be sustained. The video analysis of PH test showed neglectable ice accretion and a consequent amount of liquid water flowing on the EGV wall. These three points were chosen as they cover the plateau of the accretion severity observed by Currie *et al.* [37]. Additionally, the anti-icing system was disabled for each of these points, which simplify the aerodynamic field and particle/wall interaction computations in the first place. Beside the inlet temperature differences, which are representative of different altitudes from the ICI envelope defined in regulation material (FAA Code of Federal Regulation (CFR) Part 33, Appendix D and EASA Certification Specification (CS) 25, Appendix P), the

engine regimes as well as the inflow conditions were similar for each test points. The PSL facility produces ice particles using supercooled liquid droplets injected in a high pressure flow. Therefore, the aerodynamic perturbations are sufficient to initiate the particle freezing. The phase change characteristic time allows to produce fully solid particles up to $80\ \mu\text{m}$ diameter. The obtained particles are spherical and smaller than the one encountered in flight in high altitude which have complex shapes and a wide range of diameters (from less than $100\ \mu\text{m}$ to more than $800\ \mu\text{m}$). However, as they pass through the different stages of the engine, it is expected that the particles scatter into smaller fragments of a similar size than the one produced at the PSL when they reach the EGV area. Additionally, the shapes of the spherical particle fragments should be complex and match the one of high altitude ice particles. The cloud produced at the PSL for the three test points is characterised by a mean volumetric diameter of (MVD) $20\ \mu\text{m}$ [16]. Finally, the cloud concentration used for the PRB experiment was higher than for the two other points.

7.1.0.3. Numerical input

The aerodynamic fields are computed using CHARME solver of CEDRE suite described in chapter 6 which is a 3D finite volume based Navier Stokes flow solver. The code is able to compute flow on complex propulsion systems with rotative and non rotative parts using a multi-block grid. The computation employs a mixing plane method to transmit boundary conditions data between grid blocks. The code supports several turbulence models. The grid blocks used for the simulation are shown in figure 7.3. Four different blocks are used, one corresponding to the Fan area, including the inflow and the secondary flow sections, and three corresponding to the Booster area composed of IGW, RB and EGV domains. Thanks to the rotational symmetry, each blocks use periodicity conditions that allow to compute only a slice of the engine. Aerodynamic simulation results of the three test points were confronted with the thermocouple and probe measurements in the EGV area. The relative error calculated between averaged pressure and flow rate and their corresponding measures is less then 2.7%, and the absolute error is less than 1°C for the static temperature, which is sufficient for the purpose of the present study. Table 7.1 resumes these relative errors.

<i>Test point</i>	P_s	P_t	T_s	T_t	Q
<i>PRB</i>	0.0%	1.7%	0.16°C	1.04°C	0.18%
<i>PH</i>	0.0%	2.7%	0.71°C	0.94°C	0.19%
<i>PC</i>	0.0%	2.1%	1.03°C	1.22°C	0.17%

TABLE 7.1. – Relative and absolute errors between simulated static pressure P_s , total pressure P_t , static temperature T_s , total temperature T_t and flow rate Q and the corresponding measurement values in the EGV area

The calculations of particle flow are performed with the Lagrangian solver SPARTE presented in chapter 6. SPARTE can handle steady and unsteady dispersed two-phase flows. The numerical particles are individually tracked along their path from the engine inflow to the primary and secondary duct exit. Ganser [53] drag model is used in the present study, as well as Villedieu *et al.* [156] heat and mass exchange models developed for ice crystals. Several regimes are modelled for particle-wall interactions : bouncing, full deposition and splashing with partial deposition and fragmentation. In the case of crystals, the sticking efficiency depends of the particle melting according to Villedieu *et al.* [156] model. FILM solver (presented in chapter 6) is a surface code solving shallow water equations for wall liquid films. In order to simulate ice accretion, FILM uses a two layers model composed of an ice layer and a runback liquid film on top of it equivalent to Messinger approach for steady state computation. The ice layer itself can contain liquid water as it is expected to be a porous media. FILM accretion model is coupled with CHARME for gas driving, heat and mass exchanges and with SPARTE for particle deposition and atomization.

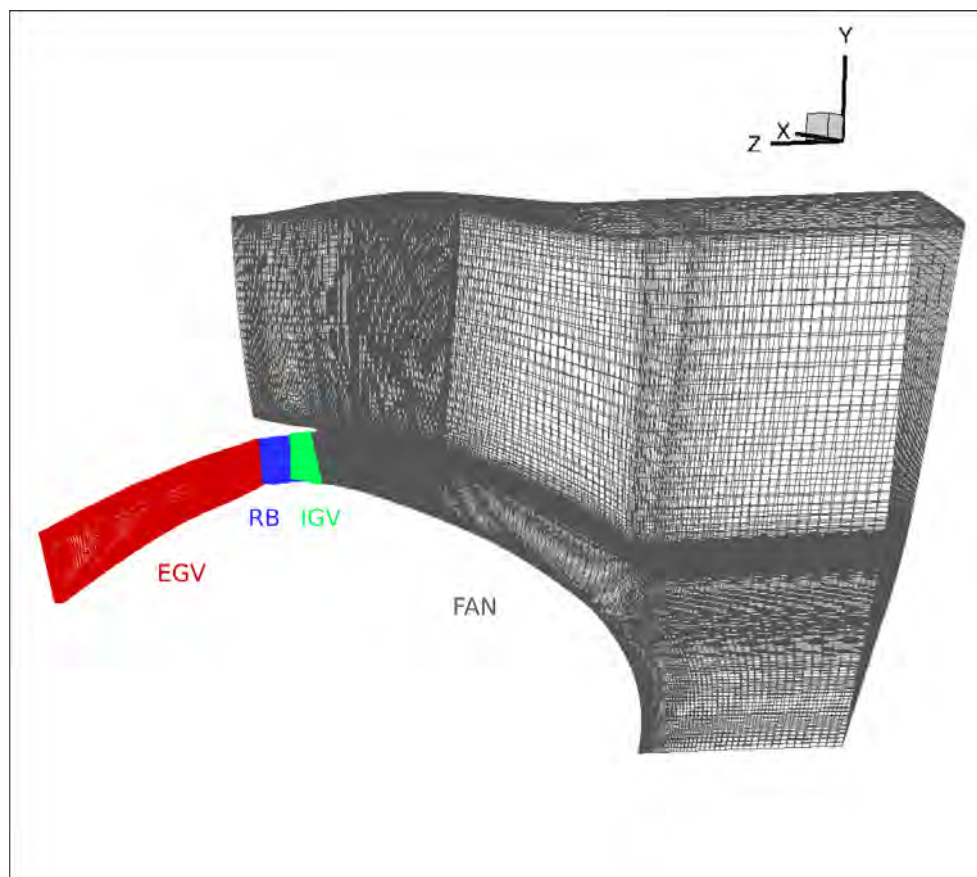


FIGURE 7.3. – Grid blocks used for the different geometrical domains of ALF502R-5A engine

Simulated ice growth account for erosion phenomena using the erosion model developed in the framework of this thesis (see chapter 3).

7.2. Simulation results

This section addresses particles trajectory and accretion risk analysis for the three test points simulations. It is expected that particles trajectory won't differ too much from one case to another since the initial particle characteristics are approximately the same and the engine regimes similar. The normalised impinging surface mass flux are shown figure 7.4 for PRB simulation. These flux are normalised in respect to the inlet particle injection mass flux. As the Fan blade is rotating, particles impinge on its pressure side, and in an area near to the engine axe. Some of the impacts on the Fan blade come from the inlet cone bouncing particles. The majority of the particles are ingested in the secondary flow. Figure 7.5 shows normalised impinging surface mass flux for the three simulation points on the Nozzle wall of the primary flow path (upper wall of the duct). As expected, the impacted area are similar for the three cases. However, the impinging mass flux near the duct exit is higher for the PC simulation as the particle remain solid and bounce to the surface without sticking. Figure 7.6 shows the normalised mass rate against the normalised duct span. In the primary flow, particles centrifugation increase across the IGV, RB and EGV domains. As a consequence of the centrifugation effect, the results show a great amount of impingement mass flux in the vicinity of the EGV last stator blade, which is coherent with PSL experimental data that locate ice accretion in this area. Simulations are also able to give the evolution of particles diameter along their path in the engine, as they fragment upon impact (see figure 7.7). The potential fragmentation of the particle is increasing with its size. Additionally, the smaller particles are more likely to follow the streamlines and avoid impact with the wall, resulting in less fragmentation. As a consequence, the highest reduction in particle diameter is predicted in

the Fan domain.

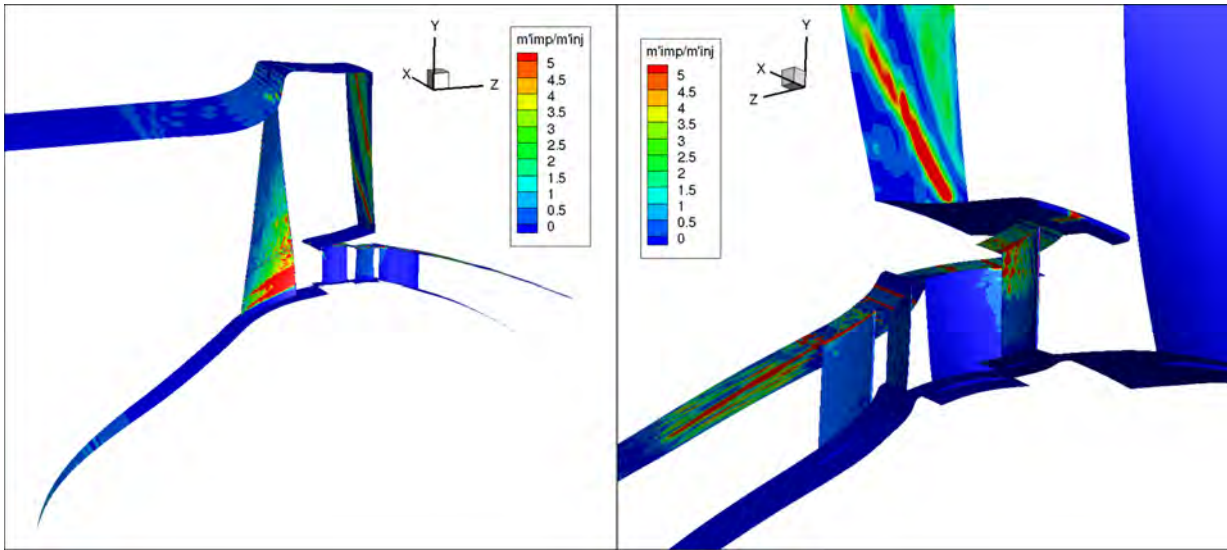


FIGURE 7.4. – Particles impinging surface mass flux of PRB simulation normalised in respect to the inlet injection mass flux

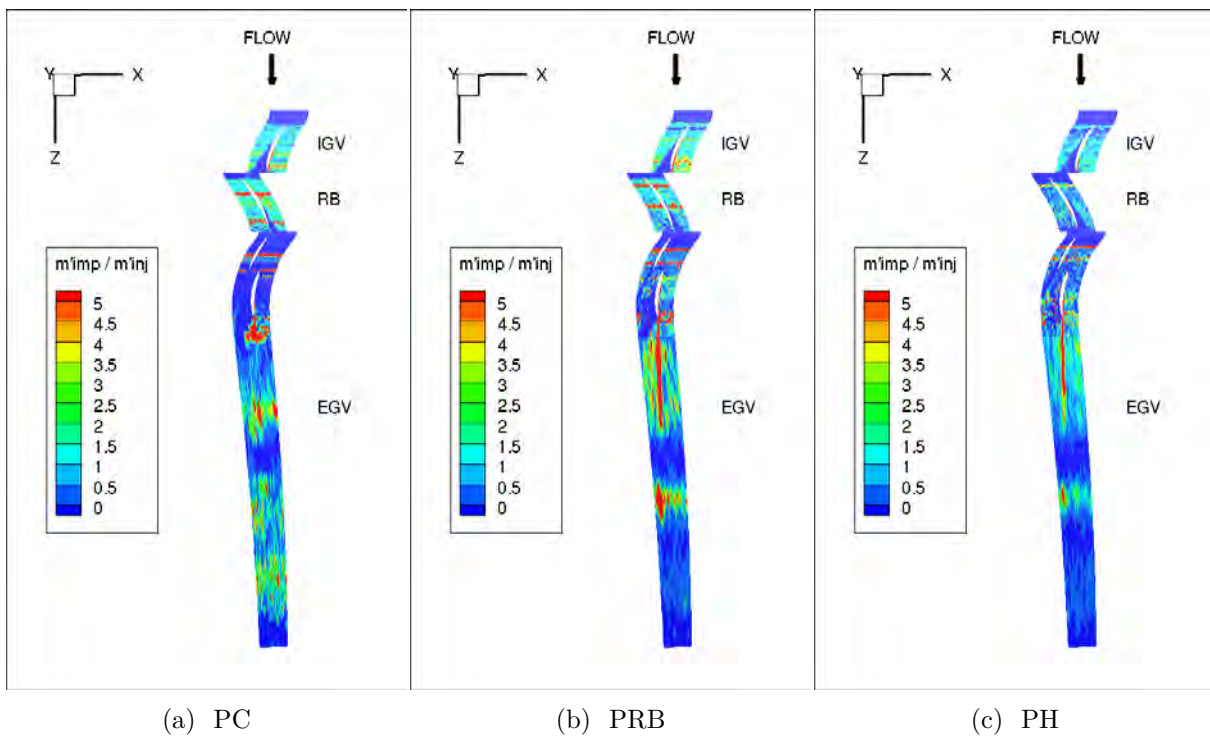


FIGURE 7.5. – Normalised impinging surface mass flux on the Nozzle wall for the three simulation points

Simulated impingement areas are correlated with zones experimentally identified as accretion areas. However, this is not sufficient to conclude on the icing severity, as heat exchange between particles and engine environment drives the accretion growth via the particle melt ratio which gives to the particles their ability to stick to the wall. The flow, as well as the particles, are heated by the compression. Particles can then partially melt, and be composed of a solid ice core covered by a liquid layer. However, engine environment is very dry, and the evaporation of the liquid water cools down the particle solid ice core, which counteract the convective heating from the airflow.

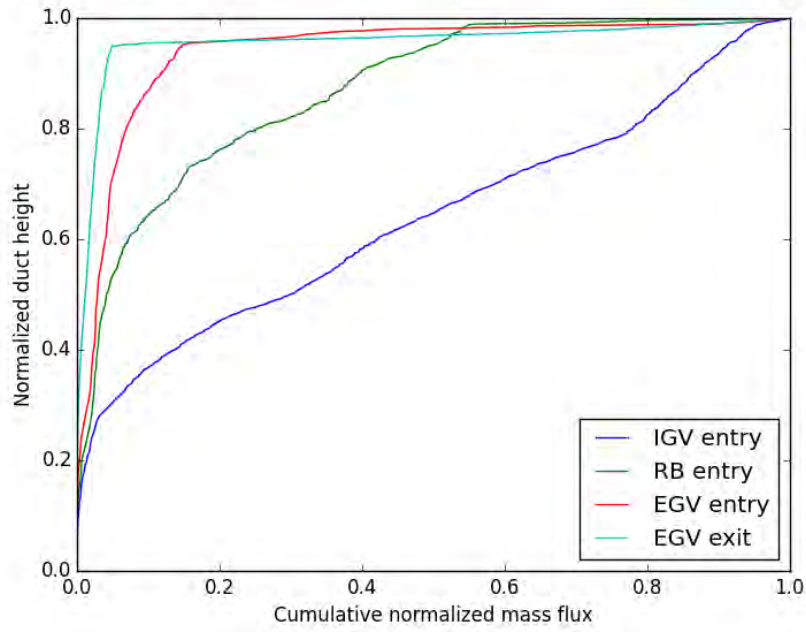


FIGURE 7.6. – RPB simulation - Cumulative normalized mass flux against the normalised duct height at several mixing planes

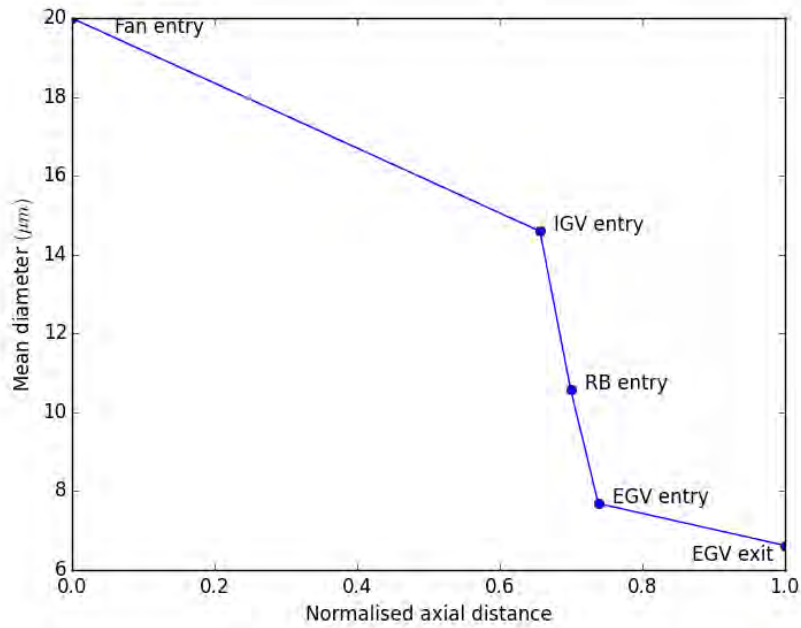


FIGURE 7.7. – RPB simulation - Mean particle diameter across several mixing planes

The wet bulb temperature T_{wb} describes well the effect of the dry engine flow environment and is a good criteria to evaluate ice accretion risk. A positive T_{wb} allows the particle to partially melt. The T_{wb} is given by the equilibrium temperature of an air/water interface assuming uniform water temperature, thermodynamical equilibrium at the interface, and heat transfer entirely consumed for liquid water vaporisation assuming no thermal gradient inside the liquid water. Hence, the balance gives :

$$\dot{Q}_g = \dot{m}_{ev} L_v \quad (7.1)$$

Where \dot{Q}_g is the convective heat flux, \dot{m}_{ev} is the mass vaporisation rate and L_v the specific latent heat for water vaporisation. This balance can be written introducing the heat and mass transfer coefficients h_t and h_m :

$$h_t(T_{wb} - T_g) = \rho_g h_m \left(\frac{Y_{g,v}^\infty - Y_{g,v}}{1 - Y_{g,v}} \right) L_v \quad (7.2)$$

Where T_{wb} is the equilibrium temperature of water, T_g is air temperature at far field, ρ_g the air density, $Y_{g,v}$ and $Y_{g,v}^\infty$ are the mass fractions of water vapour taken respectively at the air/water interface and at far field. The Chilton-Colburn analogy links the heat and mass transfer coefficients :

$$h_m = h_t \frac{L_e^{-2/3}}{\rho_g C_p} \quad (7.3)$$

Where L_e is the Lewis number (ratio of the thermal to the mass diffusivity) and C_p is the air heat capacity. Using this analogy with equation 7.2 yields to :

$$T_{wb} - T_g = \frac{L_v}{C_p} L_e^{-2/3} \left(\frac{Y_{g,v}^\infty - Y_{g,v}}{1 - Y_{g,v}} \right) \quad (7.4)$$

The Lewis number can be written as : $L_e = S_c/P_r$, where the Prandtl number P_r and the Schmidt number S_c are known values ($S_c \simeq 0.67$ and $P_r \simeq 0.7$ for $25^\circ C$ air). Then, at the air/water interface, the definition of the vapour mass fraction gives :

$$Y_{g,v} = \frac{m_{water}}{m_{tot}} = \frac{X_{g,v} \mathcal{M}_{water}}{X_{g,v} \mathcal{M}_{water} + (1 - X_{g,v}) \mathcal{M}_{air}} \quad (7.5)$$

Where \mathcal{M}_{water} and \mathcal{M}_{air} are the water and air molar masses, and $X_{g,v}$ the vapour molar fraction. At the air/water interface, the thermodynamic equilibrium is reached. Thus the Raoult law gives :

$$X_{g,v} = \frac{P_{sat}}{P} \quad (7.6)$$

Where P is the static air pressure at far field. $Y_{g,v}^\infty$ is given by the same expression with :

$$X_{g,v}^\infty = r_h \frac{P_{sat}}{P} \quad (7.7)$$

Where r_h is the relative humidity ($r_h = 1$ at the air/water interface when the thermodynamic equilibrium is reached). Finally, L_v , C_p , and P_{sat} evolve with T_{wb} . Thus, equation 7.4 is non linear and has to be resolved with an iterative method using standard expressions of L_v , C_p , and P_{sat} found in the literature. Here, the T_{wb} calculation is using the static airflow temperature, as it concerns particles state instead of gas recovery temperature utilised for wall calculations. The T_{wb} values of the PC simulation are too low to initiate particle melting so that the particles should bounce to the surface without causing any accretion. This result is in good agreement with the experimental data of the corresponding test point where no liquid film nor ice were detected. Both PRB and PH predict a T_{wb} around and above $0^\circ C$ in the EGV domain. Thus particles should stick upon impact and initiate accretion.

With the current methodology ice accretion calculations are performed for a stationary state. Hence, the EGV walls temperature where accretion is suspected to occur are set to $0^\circ C$, which is the temperature they should have due to ice accretion. However, the use of such wall condition implies a reduction of the EGV domain mean temperature reinforced by the narrow duct geometry. In addition, the particles are small in the EGV domain ($< 10 \mu m$) and have low thermal inertia so that their temperature is highly affected by T_{wb} variation. Thus, the PRB simulation performed with $0^\circ C$ imposed walls temperature leads to non melted particles near the Nozzle wall which is unexpected according to experimental results. This wall condition is too restraining for the

studied cases as ice does not cover the entire wall. Moreover, the centrifugation effect concentrate the particles near the EGV Nozzle wall, where the 0°C imposed temperature has the strongest effect.

Additionally to these consideration, the calculated T_{wb} are merely above 0°C for PRB simulation and the 0°C imposed wall temperature is sufficient to prevent the particles equilibrium temperature to reach 0°C . Even for HP simulation, which is warmer, near walls particles have smaller melting ratio compared to the adiabatic walls conditions simulation as shows figure 7.8. In order to remove such limitation, we choose to perform simulations with adiabatic walls conditions. This implies the computation of an aerodynamic flow field corresponding to pre-cloud ingestion. However, the heat exchange between the air and the ice layer is not anymore taken into account due to the adiabatic walls conditions as they will be at airflow temperature. As a result, the ice severity is overestimated. The correct methodology would be to perform a pre accretion flow field simulation where particles melt and initiate accretion, followed by another flow field simulation with imposed temperature at the location of accretion in order to perform the accretion calculation. Such a method is not easily applicable and is not tested in the present study. Wall liquid fraction should also play a non neglectable role for the particles sticking efficiency. However, it is not accounted for in the present study as it involves complexe coupling between the solver SPARTE and FILM which is not operational for the moment. Thus, the particles sticking efficiency is calculated here from their metling ratio only.

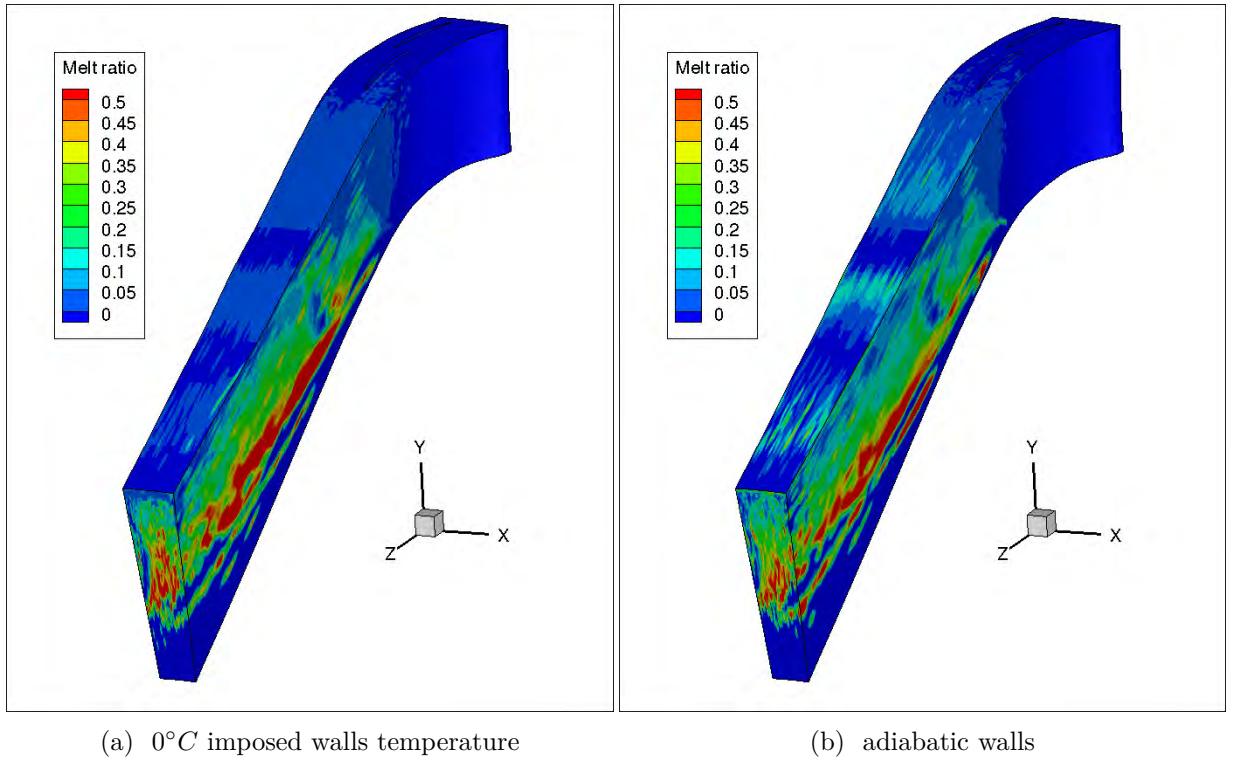


FIGURE 7.8. – Particles melt ratio calculated across the EGV domain of HP simulation

Figure 7.9 shows the particle melt ratio η_m obtained for the three points. As expected, η_m is increasing with the airflow temperature. Once again, the area where accretion is occurring matches the area where particle melt ratio allow the particles to stick to the wall. This area is very narrow for PRB simulation and correspond to the stator blade trailing edge where the flow temperature is the highest. T_{wb} values of PH simulation are higher, which leads to more melted particles and a higher wall liquid water content. On one hand this will result in an increase of the particle sticking efficiency, but it is also weakening the ice layer (see chapter 3), and could lead to higher mass loss due to erosion phenomena. However, the small particule size reduce the effect of erosion, and it is more likely the warmer environment of the PH simulation in comparison to the PRB one which tends to prevent ice accretion. Additionally, shedding of the accreted ice is

expected to occur more frequently with a higher amount of liquid water. Finally, inlet particles injection mass rate is lower for PH test point than for PRB one. As a consequence, and this is what is observed experimentally, icing severity is lower for the PH test point than for the RPB test point, and is not sufficient to cause roll-back event.

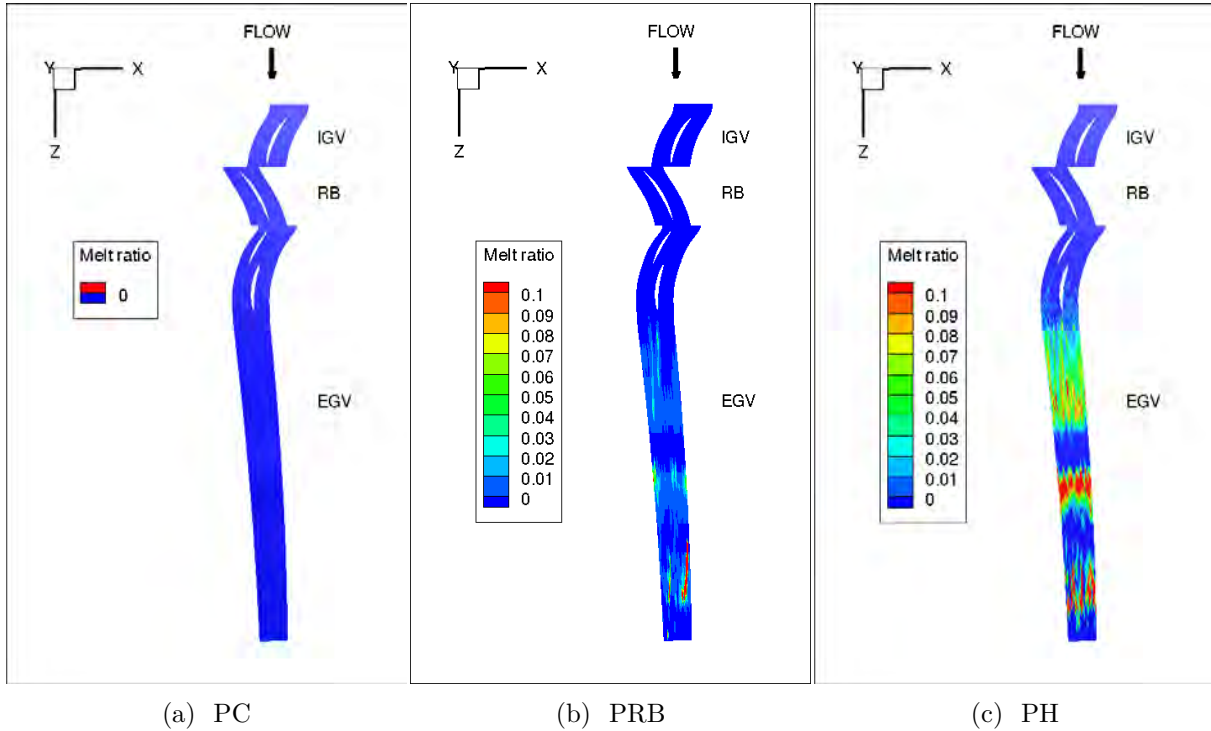


FIGURE 7.9. – Particles melt ratio η_m calculated in a plane across the IGV, RB and EGV domains of the three simulation points

Figure 7.10 shows the ice thickness simulated for the three points. It is important to keep in mind that ice growth has a great effect on the flow, and thus on the particles trajectory which then affects accretion growth, and have to be accounted for precise calculations. The multi-step method, detailed in section 1.4.1 of chapter 1 and used for 2D calculations with Onera's IGLOO2D tool, allows to reproduce ice growth and flow coupling. However, such a coupling is not operational for the present 3D study. Furthermore, ice erosion is calculated from particles impinging directly on the clean wall for all the accretion duration. This implies a constant impact angle for each cells, which is very low regarding the impingement on the Nozzle wall of the EGV domain. In addition to the small particles size which reduces erosion potential, such a low angle yields very few erosion from particles impingement since only a small part of their kinetic energy is transmitted to the wall (see section 4.3.4 of the chapter 4). Additionally, the airflow blockage and the shadowed area caused by ice accretion are not accounted for. Thus, only the first seconds of accretion were simulated in order to limit this effect. As expected, ice accretion is not occurring for PC simulation which is consistent with experimental observations. The maximum ice thickness and accreted mass of PRB and PH simulations are located at the second stator blade trailing edge, which is in good agreement with experimental data. The global ice thickness is also representative, however the icing severity is similar for PRB and PH cases, whereas experiments showed roll back event only during PRB test. This is due to the use of adiabatic walls conditions. PH warmer environment increases particles melting ratio which then increases the deposited mass rate but it is not taken into account regarding heat exchange with the ice layer, leading to an overestimated severity. Thus the modelling of the right end of the accretion severity plateau observed by Currie *et al.* [37] could not be tested with ALF502R-5A simulations, but will be discussed in the next chapter. Finally, PRB simulation shows very few particle melting ratio as the predicted T_{wb} is merely above 0°C . The particle melting ratio might be underestimated as it is very sensible to several parameters

which are complex to simulate precisely such as the airflow humidity (acting on the T_{wb}) or the size of the particules (thermal inertia).

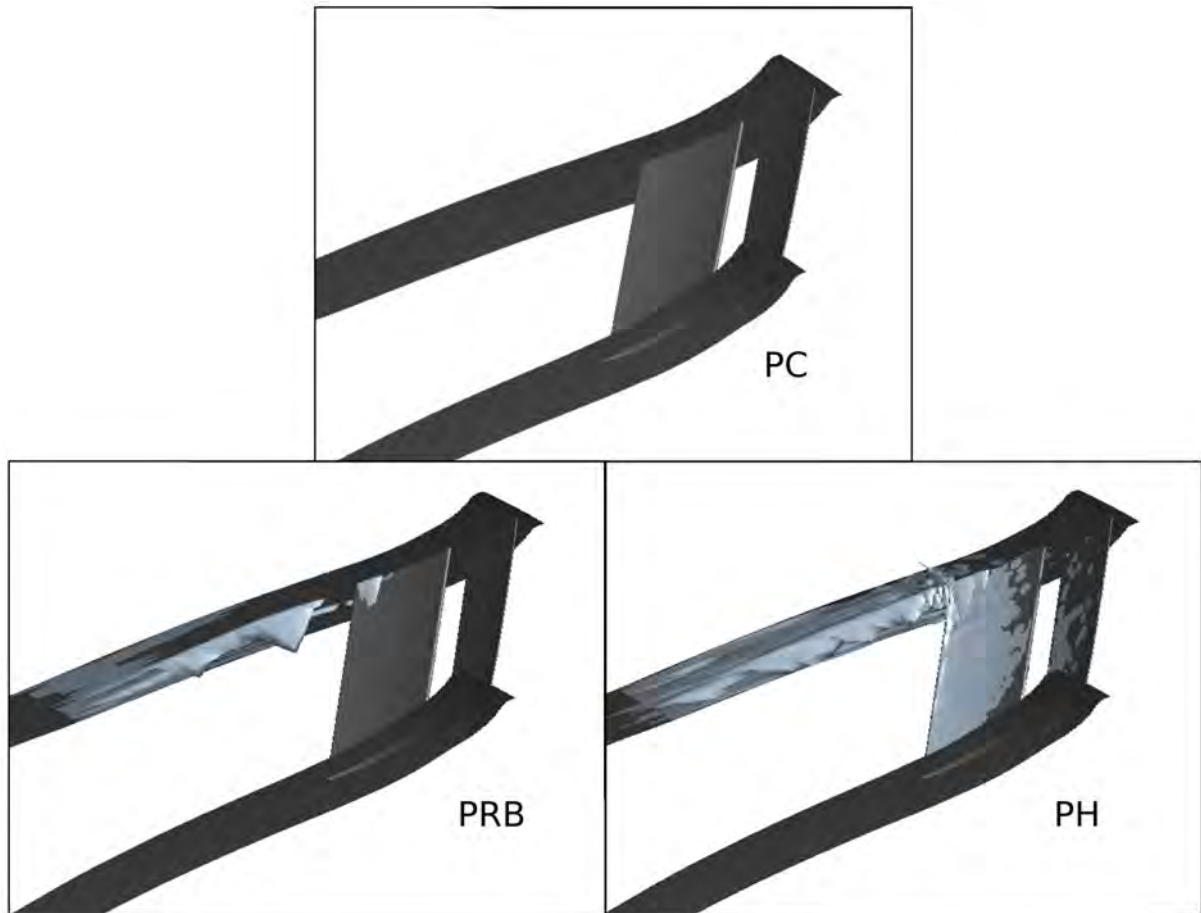


FIGURE 7.10. – Ice thickness simulation for PC, PRB and PH points

Bilan

Simulation results allow to reproduce the experimental tendency regarding ice accretion localisation and severity, which is however overestimated in the warmest simulation (PH) due to adiabatic walls conditions. The results remain qualitative due to the limitations highlighted below :

- Heat exchanges between the ice layer and the airflow are not taken into account as the airflow were calculated for adiabatic wall conditions. Using an imposed 0°C temperature for the airflow simulation would allow to simulate these exchanges but are too restrictive for particles melting prediction. This limitation could be avoided by dividing the simulation in two steps : a first airflow calculation with adiabatic walls to simulate particles melting and initiate the accretion, followed by a second airflow calculation for the accretion simulation with an imposed 0°C temperature and particle deposition calculated at the previous step. Such a methodology could not be tested in the remaining time of the thesis and adiabatic wall were considered during the whole simulation.
- The one-way coupling method between CHARME solver airflow calculation and the particles trajectory calculation performed with SPARTE does not allow to take into account the potential evaporation rate decrease caused by the local vapour increase due to the high particles centrifugation. This limitation should not be too restrictive as the airflow temperature would also decrease because of particles evaporation. This topic is discussed in section 6.1.4. Nevertheless, particles evaporation has a great influence on their equilibrium temperature and thus their melting ratio and a two-way method would give more precise values of the evaporation mass rates.
- The particle deposit rate is calculated from their melting ratio only. It could be interesting to take into account the wall mass liquid fraction for the sticking efficiency calculation as the small particle are more melted than the large one which could be captured by the wall liquid film resulting from small particule sticking. However, this would introduce an additional numerical complexity for the iterative coupling between the particle deposit rate and the wall liquide fraction calculations (see 4.2).
- Finally, the influence of the growing ice on the airflow, the particles deposition and the ice erosion is not accounted for in the simulations. This influence has great importance for ice accretion shapes and growth as the erosion mass rate is strongly dependent on impact angle, and as the impingement area are evolving with ice growth (shadowed zones). Furthermore, the airflow and the two-phase flow are affected by ice blockage, which can then influence accretion growth.

Despite some numerical limitations related to the complex 3D geometry of a turbomachinery, the models related to ICI implemented in CEDRE platform predict coherent results in comparison to available experimental data. Furthermore, such calculations are complex simulation due to multi-physics and multi-scale phenomena and this study illustrates the code capability to reproduce ice accretion sites and overall observed icing severity tendency. However, calculations of ice thickness and mass accretion rate could be greatly improved using a coupling method between flow and ice growth.

Etude d'une configuration de moteur fictive

L'objectif de ce chapitre est de proposer une étude de sensibilité de la sévérité de l'accrétion de glace au sein d'une configuration fictive de turboréacteur. La géométrie ainsi que les conditions aérothermiques de ce cas d'étude sont représentatives d'un turboréacteur rencontrant des conditions givrantes cristaux en vol. Les simulations présentées sont orientées vers deux aspects différents : le premier concerne l'étude de l'influence des caractéristiques des particules, le second l'effet du régime du moteur sur la sévérité de l'accrétion.

Sommaire

8.1. Présentation de la configuration fictive soufflante et compresseur étudiée	172
8.1.1. Géométrie du moteur	172
8.1.2. Conditions de vol étudiées	173
8.1.3. Mise en données numérique	174
8.2. Résultats des simulations	176
8.2.1. Influence de la distribution en taille des particules	176
8.2.2. Influence du régime moteur	181

8.1. Présentation de la configuration fictive soufflante et compresseur étudiée

8.1.1. Géométrie du moteur

La géométrie étudiée dans ce chapitre est caractéristique d'un turboréacteur double corps double flux. Elle est composée de plusieurs pièces adaptées de la littérature [112, 136] et qui ne sont pas originellement conçues pour fonctionner ensemble. Toutefois, cette configuration a l'avantage d'être disponible dans le domaine public, ce qui permet une étude ouverte sans problème de confidentialité. Cette géométrie a initialement été proposée par Aouizerate *et al.* [6] dans le cadre de simulations CEDRE de trajectographie des cristaux. Certains ajustement ont été nécessaires : la taille de l'entrée moteur a été modifiée de sorte qu'elle coïncide avec la taille de la soufflante et le cône a été dessiné et ajouté pour compléter la géométrie initiale. Le compresseur basse pression est composé de trois étages : un premier étage statique de 117 aubes (IGV), un second étage tournant de 125 aubes (RB) et un dernier étage statique de 117 aubes (EGV). La figure 8.1 présente une vue des différents composants du moteur étudié. Cette géométrie n'a pas fait l'objet d'une optimisation aérodynamique car ce n'est pas l'objet de l'étude. Toutefois, la montée en pression et en température à travers le compresseur ainsi que l'établissement d'un champ aérodynamique correct ont été vérifiés (décollement, tourbillons, ...).

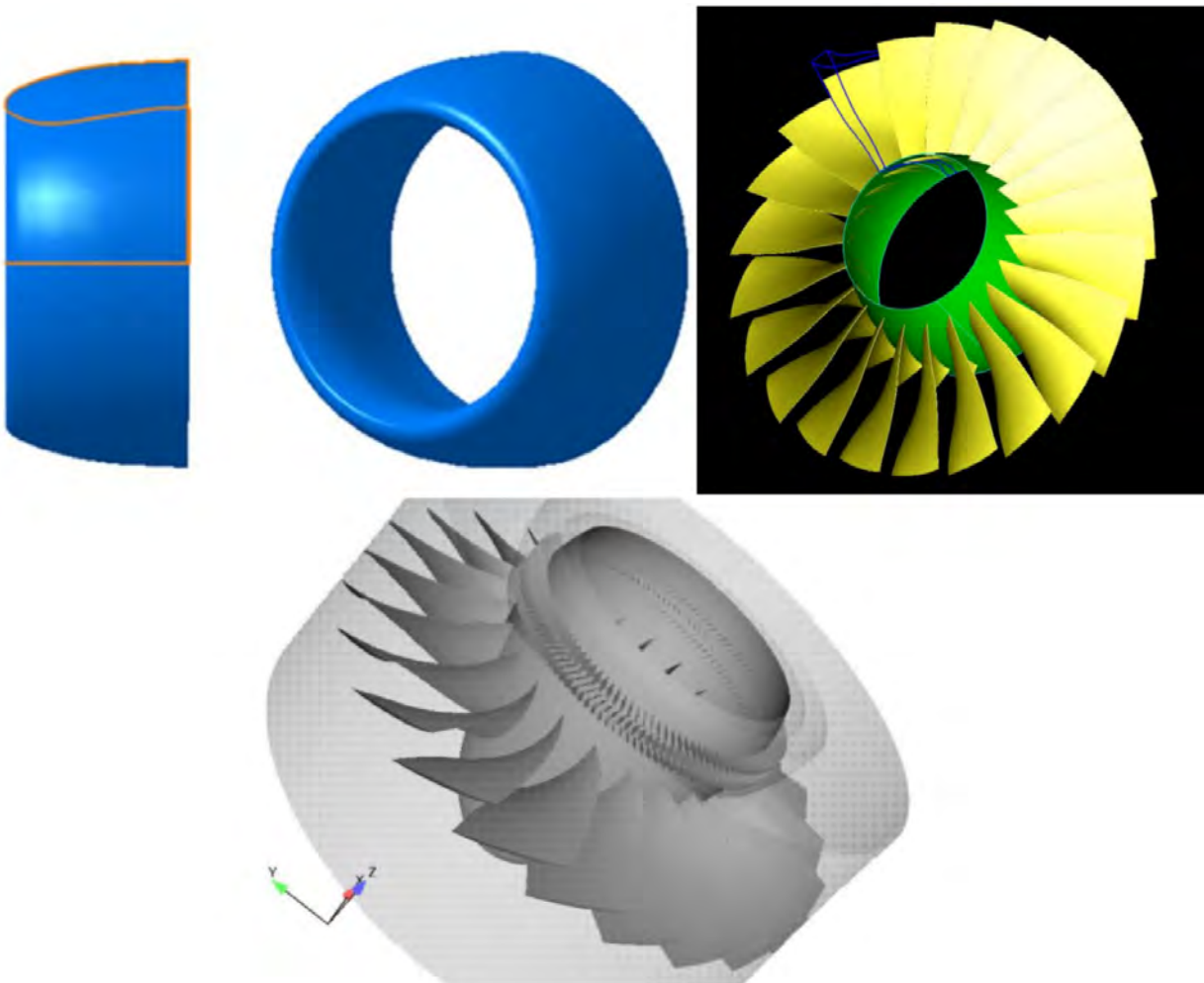


FIGURE 8.1. – Vue des différents composants du moteur étudié : entrée moteur en haut à gauche (issu de Papadakis *et al.* [112]) et fan en haut à droite (issu de Stralizar *et al.* [136])
- Adaptée de Aouizerate *et al.* [6]

8.1.2. Conditions de vol étudiées

On s'intéresse à une étude de sensibilité de la sévérité de l'accrétion en fonction de la taille des particules d'une part, et du régime moteur d'autre part. Trois distributions en tailles de particules sont considérées à deux régimes de rotation différents.

Le point de vol choisit comme référence pour cette étude est représentatif d'un vol en altitude de croisière à 30 *kft*, avec une température ambiante de -27.15°C . Ces conditions de vol sont comprises dans l'enveloppe à risque de givrage en conditions cristaux définie par les autorités de réglementation aéronautique FAA et EASA (EASA CS-25 amdt-16, appendice P [3]). Le régime de rotation de référence, noté $\omega_{rot,1}$, est de 750 *rad/s*. Les conditions de vol ainsi que le fonctionnement du moteur (taux de compression, échauffement de l'écoulement) sont déterminées de manière à obtenir de l'accrétion de glace à la sortie du compresseur basse pression. Une des actions possibles pour prévenir l'accrétion de glace en conditions cristaux est d'augmenter la température dans le compresseur basse pression, ce qui a pour conséquence d'augmenter le taux de fusion des particules qui sera alors trop élevé pour que l'accrétion de glace soit durable. Afin d'obtenir une température plus élevée en sortie du compresseur basse pression, on peut augmenter le régime de rotation du moteur. Cette pratique est notamment mise en œuvre lors de l'ingestion de grêle, rencontrée lors des phases de descente pour lesquelles le régime de rotation du moteur est au ralenti. Bien que le régime soit plus élevé en altitude de croisière qu'en phase de descente de l'appareil, il n'est pas maximal et il est encore possible de l'augmenter.

On a donc réalisée une seconde simulation d'accrétion pour un régime moteur plus élevé. Ce second régime, noté $\omega_{rot,2}$, simulé pour les mêmes conditions atmosphériques, est de 850 *rad/s*, ce qui représente une augmentation de 13.3%, entraînant une augmentation du débit en entrée du moteur et du taux compression conduisant à une élévation de la température à la sortie du compresseur basse pression. L'objectif est d'en observer la conséquence sur l'accrétion afin de déterminer de manière préliminaire si l'action d'augmenter ω_{rot} peut atténuer ou non la sévérité de l'accrétion.

En ce qui concerne la granulométrie des particules injectées, le nuage de référence est caractérisé par une distribution en taille (*PSD*) correspondant aux mesures effectuées durant les campagnes d'essais en vol HAIC/HIWC [89]. La figure 8.2 détaille la distribution utilisée pour le calcul de référence, noté PSD_1 . Cette distribution a un *MVD* de 400 μm et elle est constituée de 12 classes de particules (voir tableau 8.1) étant chacune caractérisée par un diamètre d_i et une fraction massique $f_{m,i}$. A l'injection, les particules sont considérées totalement solides et ont une concentration *TWC* de 15.0 g/m^3 . Cette concentration est plus élevée que ce que montrent les mesures en haute altitude (1 à 5 g/m^3). Cependant, cette valeur est choisie pour nos simulations afin de compenser le fait que peu de particules entrent dans la veine primaire. En effet, la petite taille du moteur étudié conduit à de grandes vitesses de rotation ce qui favorise la centrifugation des particules. De plus, la géométrie de ce moteur en particulier favorise la déviation des particules par le cône et la soufflante. Les deux autres distributions utilisées pour cette étude, notées PSD_2 et PSD_3 , possèdent le même *TWC* mais un *MVD* respectivement de 800 μm et de 200 μm . Les simulations de ces trois *PSD* permettront de quantifier la sensibilité des calculs vis-à-vis de la taille des particules injectées.

Classe	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
d_i (μm)	10	25	35	50	80	150	250	400	650	900	2000	4000
$f_{m,i}$ (%)	0.23	0.37	0.29	0.68	4.17	14.25	21.53	31.6	16.32	3.82	5.38	1.32

TABLE 8.1. – Distribution en taille des particules PSD_1

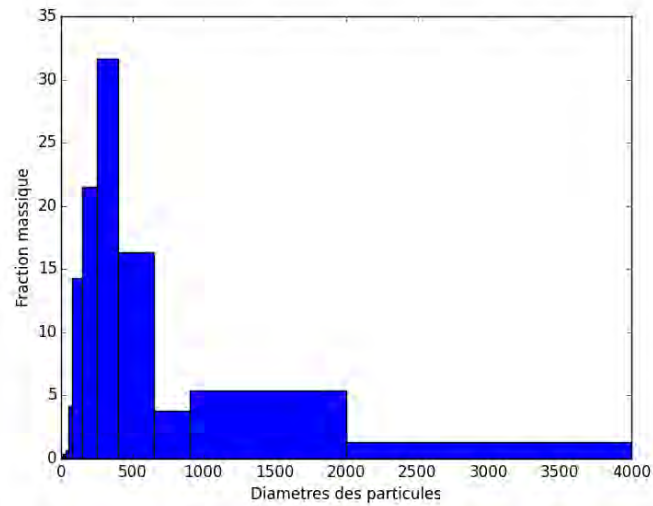


FIGURE 8.2. – Distribution en taille des particules pour le calcul de référence

8.1.3. Mise en données numérique

Les champs aérodynamiques sont simulés par le solveur CHARME. De la même manière que pour la simulation de l'ALF502R-5A du chapitre 7, le domaine de calcul est divisé en différents blocs de maillages liés par des plans de mélange, ce qui permet de simuler les parties tournantes du moteur. De plus, des conditions de périodicité permettent la simulation d'une section du moteur constituée d'une seule aube par étage. Quatre blocs sont définis, correspondant au sous domaine de la soufflante, de l'aube de guidage en entrée du compresseur basse pression (IGV), de l'aube du rotor (RB) et de l'aube de guidage en sortie du compresseur basse pression (EGV). La figure 8.3 présente le maillage structuré utilisé pour les différents blocs, obtenu avec l'outil Autogrid5 de NUMECA par Aouizerate *et al.* [6].

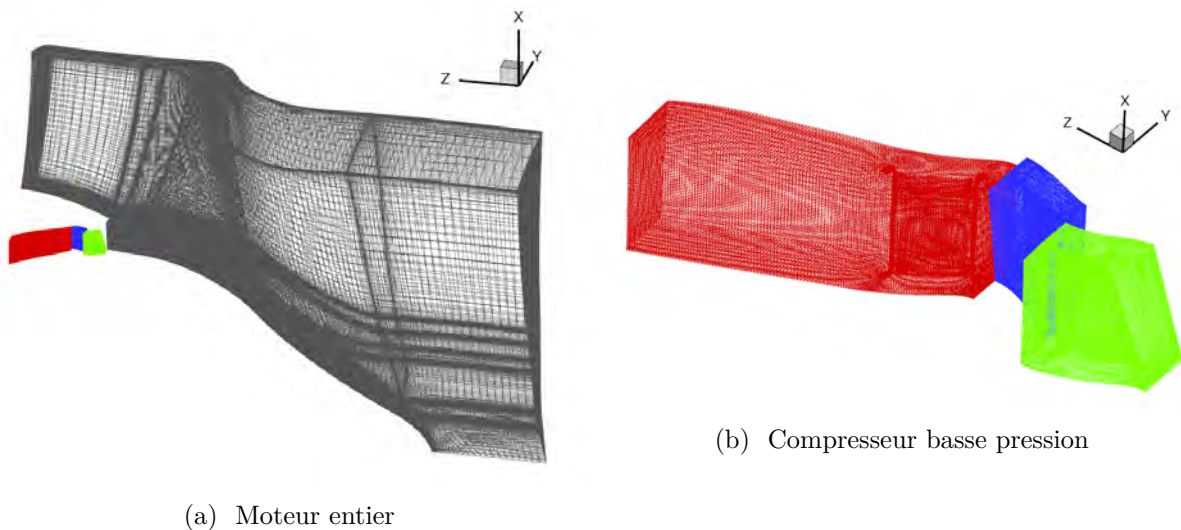


FIGURE 8.3. – Maillage de la géométrie entière (à gauche) et zoom sur la partie compresseur basse pression (à droite)

L'approche RANS du solveur CHARME a été utilisée pour cette étude, avec un modèle de turbulence $k - \omega$. La simulation du champ aérodynamique n'est pas aisée car il faut ajouter à la complexité d'une géométrie de turboréacteur le fait que celle-ci est fictive et n'est pas optimisée vis-à-vis de l'écoulement. Des difficultés ont été rencontrées pour faire converger le champ aérodynamique avec le solveur CHARME tout en garantissant un taux de compression et un

échauffement de l'écoulement suffisant pour conduire à l'accrétion de glace. Aussi, afin de garantir la stabilité du calcul, le champ aérodynamique a été calculé avec une interpolation spatiale à l'ordre 1. Malgré ce choix, qui a permis de simuler un écoulement comprimé et chaud sans rencontrer de phénomène de pompage, de décollement ou de recirculation, la température en entrée moteur a dû être ajustée afin d'obtenir une température d'équilibre des particules provoquant leur fonte à la sortie du compresseur basse pression et ainsi la formation du givre.

Il est important de noter que l'objectif est ici l'étude de l'influence de la taille des particules et du régime de rotation du moteur sur la sévérité de l'accrétion. La démarche est donc d'obtenir un champ aérodynamique le plus représentatif possible et conduisant à l'accrétion de glace puis de faire varier les paramètres de l'étude. L'humidité de l'air est un paramètre important pour nos simulations car le calcul du débit massique d'évaporation des particules et de la couche de glace (donc de leur température d'équilibre) est très sensible à la fraction massique en vapeur d'eau $Y_{g,v}$ de l'écoulement. Les simulations étant réalisées en *one way coupling*, celle-ci est uniformément égale à 0.005 dans l'ensemble du domaine de calcul.

La prise en compte des échanges convectifs entre l'écoulement et la glace est nécessaire pour l'étude de la sensibilité de l'accrétion en fonction du régime du moteur car on s'attend à ce que l'élévation de température prévienne la formation durable de la glace. Aussi, des conditions de paroi avec une température imposée à 0° sont utilisées dans le domaine EGV plutôt que des conditions adiabatiques utilisées dans le cadre des simulations du chapitre précédent. L'utilisation de ces conditions est ici possible car la mise en données est ajustable de manière à obtenir un taux de fonte des particules conduisant à de l'accrétion de glace malgré l'influence contraignante des conditions de température de paroi imposée à 0° .

Finalement, les températures et pressions simulées et moyennées dans les plans d'entrée du moteur et de sortie des veines primaires et secondaires pour les deux régimes moteurs sont résumées dans le tableau 8.2, ainsi que les débits passant par ces plans calculés pour le moteur entier (et non uniquement pour la section du moteur simulé). Les paramètres d'entrée des simulations sont affichés en italique. L'augmentation du régime moteur conduit à une élévation du débit et de la pression en sortie du compresseur et les simulations prédisent une élévation de la température statique d'environ $5^\circ C$.

Vitesse de rotation	Plan de mesure	P_s	P_t	T_s	T_t	Q
750 <i>rad/s</i>	Entrée	61941 <i>Pa</i>	65980 <i>Pa</i>	267.2 <i>K</i>	272 <i>K</i>	8.27 <i>kg/s</i>
	Sortie primaire	65000 <i>Pa</i>	68475 <i>Pa</i>	279.1 <i>K</i>	283.3 <i>K</i>	0.79 <i>kg/s</i>
	Sortie secondaire	61783 <i>Pa</i>	67142 <i>Pa</i>	267.2 <i>K</i>	273.6 <i>K</i>	7.48 <i>kg/s</i>
850 <i>rad/s</i>	Entrée	63930 <i>Pa</i>	68751 <i>Pa</i>	266.5 <i>K</i>	272 <i>K</i>	8.58 <i>kg/s</i>
	Sortie primaire	70000 <i>Pa</i>	73041 <i>Pa</i>	284.0 <i>K</i>	287.5 <i>K</i>	0.75 <i>kg/s</i>
	Sortie secondaire	64653 <i>Pa</i>	70476 <i>Pa</i>	267.4 <i>K</i>	274.1 <i>K</i>	7.92 <i>kg/s</i>

TABLE 8.2. – Pression, température et débit moyennés dans les plans d'entrée du moteur et de sortie des veines primaires et secondaires pour les deux régimes moteurs, les paramètres d'entrée des simulations sont en italiques

La trajectoire des particules ainsi que les transferts thermiques et massiques avec l'écoulement d'air sont simulés avec le solveur Lagrangien SPARTE. La traînée des particules est calculée avec le modèle de Ganser [53]. Les échanges massiques et thermiques ainsi que le comportement des particules à l'impact (rebond, fragmentation, adhésion) sont reproduits avec les modèles développés par Villedieu & Trontin [156, 149, 148, 145] et présentés dans le chapitre 1 de cette thèse. Le modèle de collage des particules implémenté dans le solveur SPARTE correspond au modèle du régime *glaciated* prenant en compte la partie liquide des cristaux partiellement fondus pour calculer leur efficacité de collage (voir la section 1.3.2.1). Enfin le calcul d'accrétion est effectué par le solveur FILM. La porosité du givre ainsi que l'érosion par l'impact des particules

sont pris en compte.

8.2. Résultats des simulations

8.2.1. Influence de la distribution en taille des particules

Trois différentes distributions en taille des particules ont été utilisées : PSD_1 , PSD_2 et PSD_3 avec respectivement $MVD_1 = 400 \mu m$, $MVD_2 = 800 \mu m$ et $MVD_3 = 200 \mu m$, chaque diamètre de la distribution PSD_1 du tableau 8.1 étant multiplié ou divisé par deux pour obtenir les deux autres distributions.

Les particules injectées se fragmentent à l'impact sur les parois du moteur. La figure 8.4 présente l'évolution du diamètre moyen des particules au passage des différents plans de mélange du moteur. Les particules se fragmentent en majorité dans le domaine de la soufflante et l'écart entre les diamètres moyens initiaux est considérablement réduit : les particules entrent dans le compresseur avec des diamètres moyens respectivement de 20, 25.5 et 7.6 μm pour les distributions PSD_1 , PSD_2 et PSD_3 . On retrouve cet effet en entrée de la veine secondaire avec des diamètres moyens respectivement de 109, 175 et 69 μm . On remarque que seules les plus petites particules entrent dans la veine primaire comme indiqué au paragraphe précédent. Néanmoins, les particules continuent de se fragmenter dans la veine primaire pour atteindre un diamètre moyen de l'ordre de la dizaine de micromètres. Les résultats montrent également une diminution plus conséquente du diamètre moyen des particules lorsque le régime moteur augmente que l'on peut attribuer à l'augmentation de la vitesse relative d'impact entre les particules et le fan ainsi qu'à l'élévation de la température qui favorise la fragmentation des particules (voir équation 1.28 du chapitre 1). Malgré la convergence du diamètre des particules vers la dizaine de micromètres, on identifie distinctement les résultats des simulations des trois distributions de particules, avec un diamètre d'impact sur la virole extérieure du domaine EGV, appelée *Nozzle*, plus grand pour la simulation de la distribution PSD_2 par rapport à la distribution PSD_1 et plus petit pour la distribution PSD_3 .

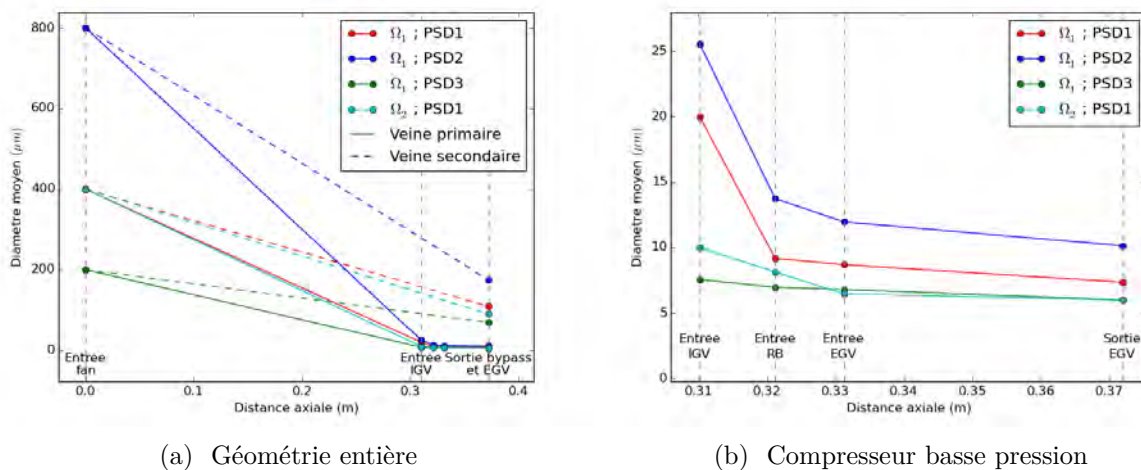


FIGURE 8.4. – Evolution du diamètre moyen des particules au passage des plans de mélange du moteur pour les trois distributions étudiées ainsi qu'avec un régime moteur plus élevé

La figure 8.5 montre les diamètres des particules impactantes sur le *Nozzle* du domaine EGV en fonction de leur taux de fonte η_m . Le taux de fonte des particules augmente lorsque la taille des particules diminue, ce qui favorise leur dépôt pour la simulation de la distribution PSD_3 . L'augmentation de la température de l'écoulement avec la vitesse de rotation du moteur conduit également à un taux de fonte plus élevé des particules impactantes. Ce résultat est cohérent avec

ceux de la figure 8.6 montrant l'évolution du taux de fonte des particules impactant la paroi *Nozzle* du compresseur basse pression.

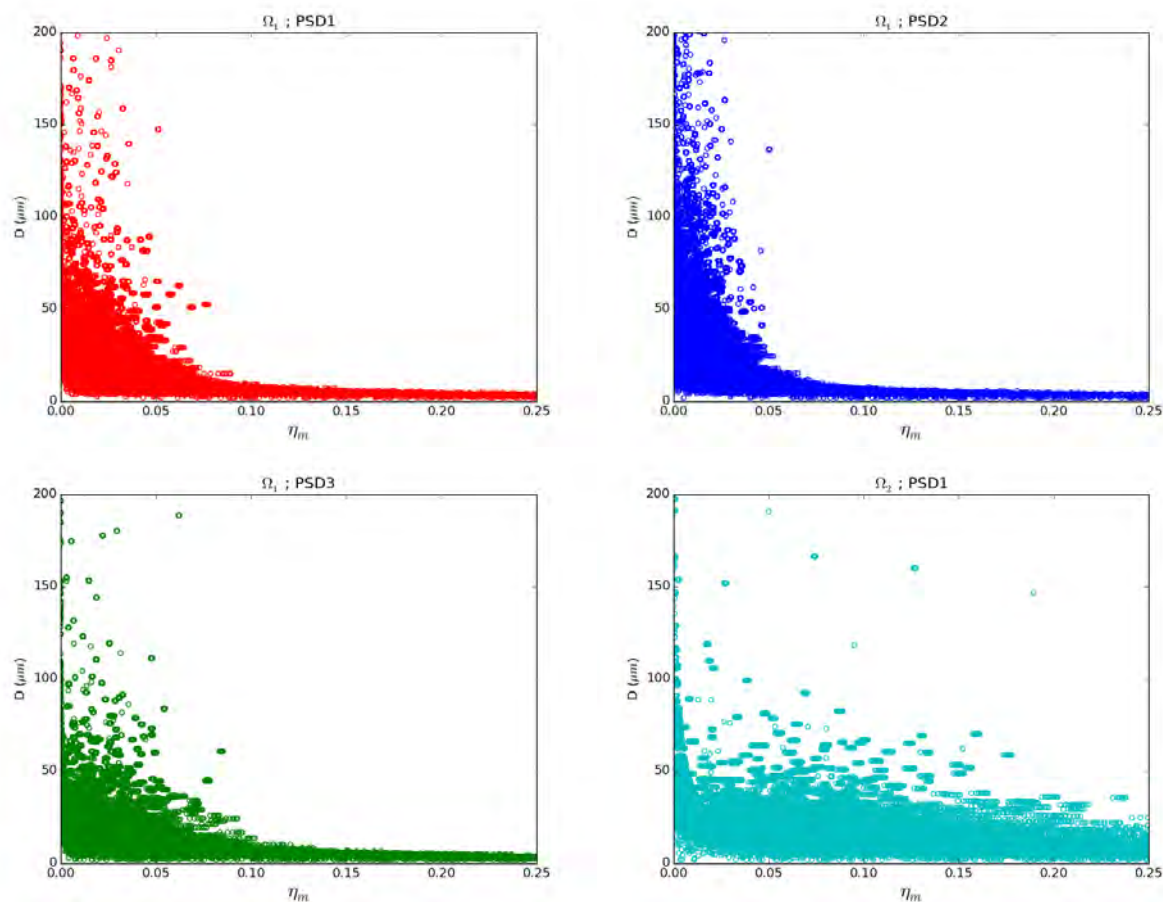
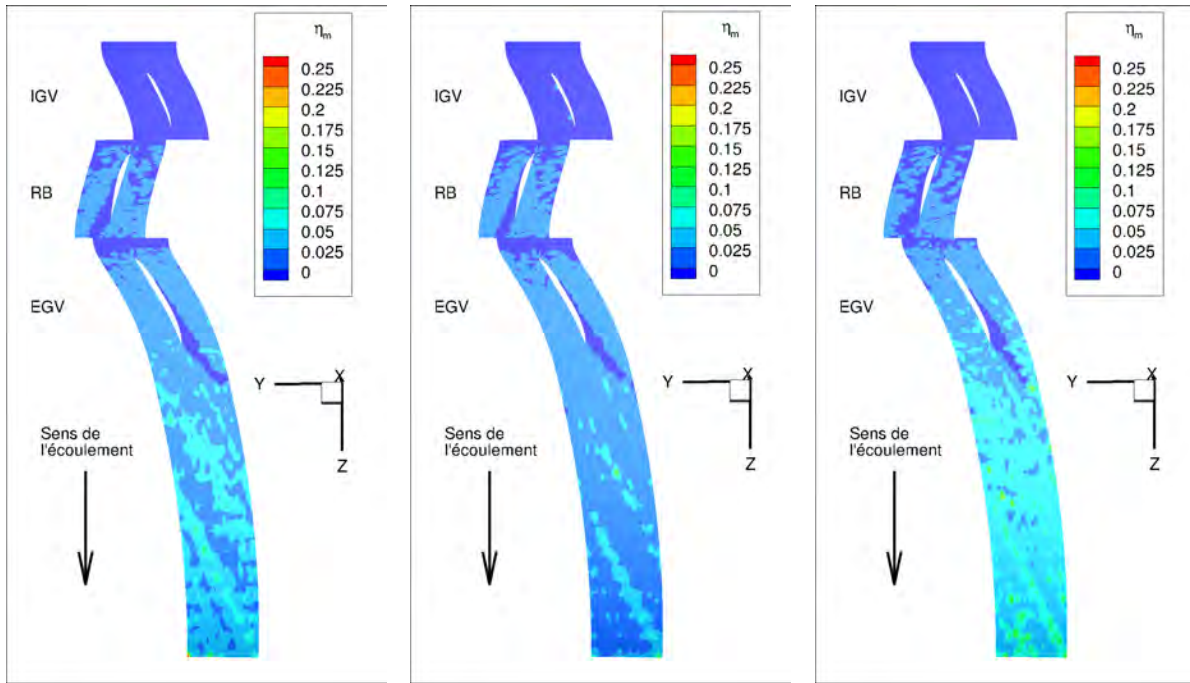


FIGURE 8.5. – Diamètre des particules impactant le *Nozzle* du compresseur basse pression en fonction de leur taux de fonte η_m pour les trois distributions étudiées ainsi qu'avec un régime moteur plus élevé

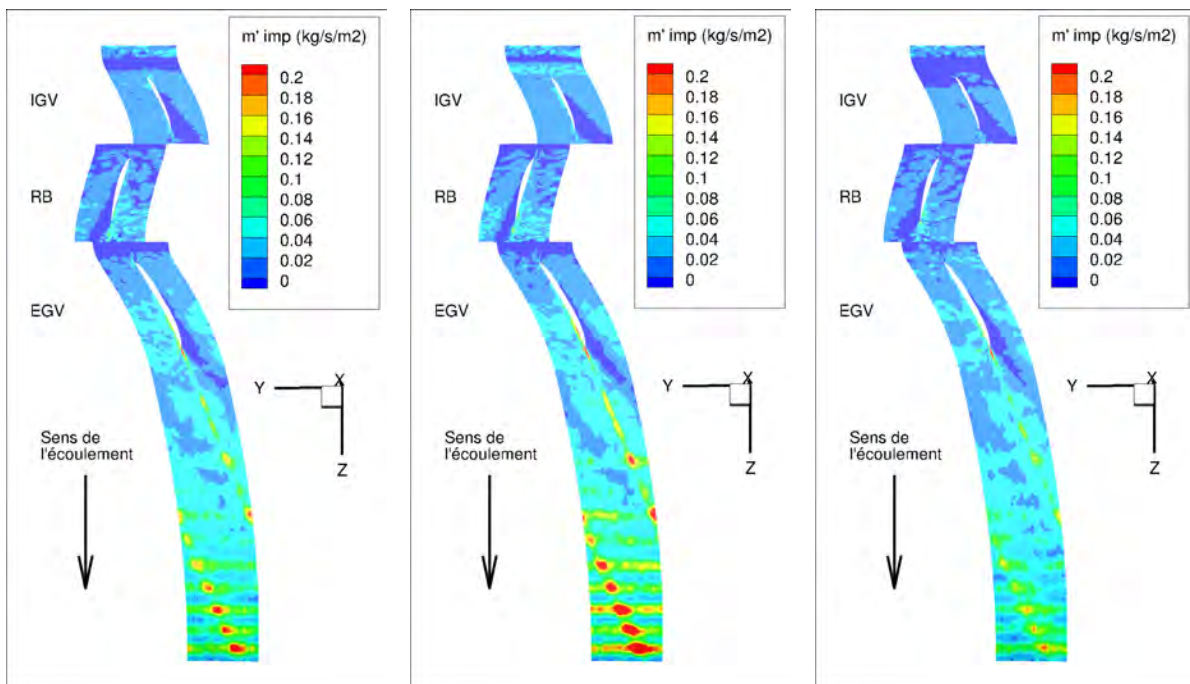
La taille des particules influence également le débit massique de particule impactant la paroi *Nozzle* car plus les particules sont grosses, plus leur trajectoire est balistique. La figure 8.7 présente le débit massique surfacique des cristaux impactants le *Nozzle*. On retrouve le même résultat que pour l'ALF502-5A : le débit massique surfacique de particules impactantes est maximal dans le sillage de l'aube EGV. Conformément aux attentes, les résultats montrent une augmentation du débit de particules impactantes avec la taille des particules. Ce résultat semble favoriser la sévérité de l'accrétion dans le cas des plus grosses particules.

Cependant, celle-ci est également sensible à la taille des particules via l'érosion de la couche de glace qui est d'autant plus importante que la taille des particules impactantes est grande. L'effet de l'érosion de la couche de glace est illustré par la figure 8.8 qui présente les résultats des simulations d'accrétion de glace pour les trois distributions considérées avec une durée d'accrétion de 120 s et réalisées en activant ou non la modélisation de l'érosion. On visualise ici l'épaisseur de glace calculée pour chaque simulation par une méthode de déplacement des noeuds simple, sans utiliser de lissage numérique, il est donc possible d'obtenir des pics locaux d'accrétion. Si l'on observe bien un effet majeur de l'érosion sur la quantité de glace accrétée dans chacun des cas, la sévérité de l'accrétion obtenue pour la distribution PSD_2 (particules les plus grosses) sans prendre en compte l'érosion est bien moindre que celle de la distribution PSD_3 (particules les plus petites). Ce résultat est la conséquence du taux de fonte des particules, plus élevé pour les particules les plus petites. Cependant, il est important de rappeler que dans toutes les simulations réalisées, l'efficacité de collage des cristaux est calculée pour chaque particule numérique à partir



(a) PSD_1 ($MVD_1 = 400 \mu m$) (b) PSD_2 ($MVD_1 = 800 \mu m$) (c) PSD_3 ($MVD_1 = 200 \mu m$)

FIGURE 8.6. – Taux de fonte η_m des particules impactant le *Nozzle* du compresseur basse pression pour les trois distributions étudiées



(a) PSD_1 ($MVD_1 = 400 \mu m$) (b) PSD_2 ($MVD_1 = 800 \mu m$) (c) PSD_3 ($MVD_1 = 200 \mu m$)

FIGURE 8.7. – Débits massiques de particules impactant la paroi *Nozzle* simulés pour les trois distributions considérées

de leur taux de fonte et ne prend pas en compte l'état de la paroi. Au vu de la sensibilité des résultats au taux de fonte des particules, l'implémentation d'une fonction d'efficacité de collage telle que celle construite au chapitre 2 de cette thèse, permettant de prendre en compte à la fois l'eau liquide provenant des particules partiellement fondues et du film d'eau pariétal pourrait modifier les résultats des simulations de manière non négligeable et améliorer leur précision.

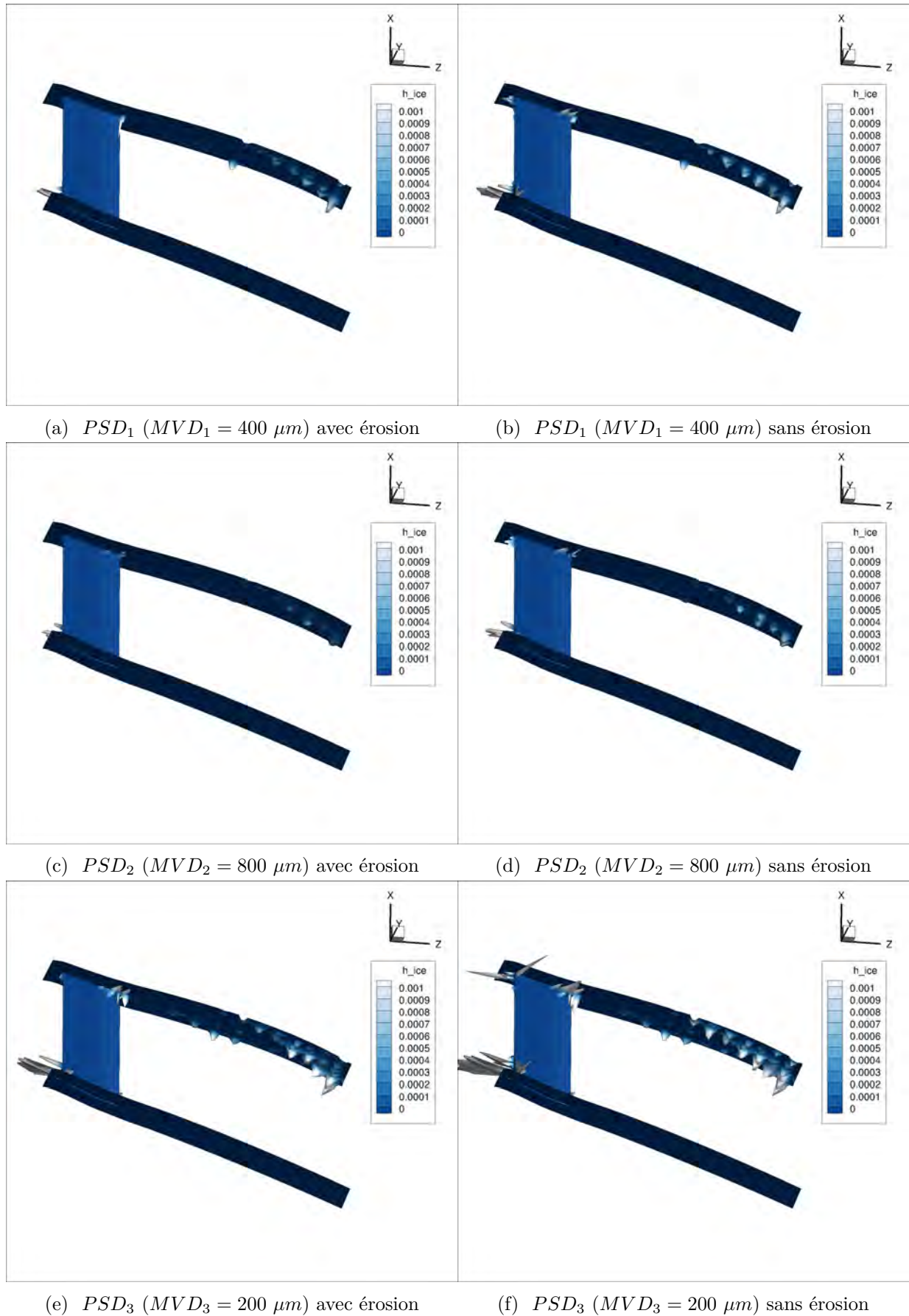


FIGURE 8.8. – Epaisseurs de glace obtenues dans le domaine EGV pour les simulations des distributions PSD_1 , PSD_2 et PSD_3 en prenant en compte ou non l'érosion de la couche de glace

Enfin, il faut ajouter que l'influence de la croissance du dépôt de givre sur l'écoulement et les trajectoires des particules n'est pas prise en compte. La quantité de glace érodée est ainsi sous estimée. La figure 8.9 présente l'application de la méthode de mise à jour des normales présentée dans la section 6.2.2. Les résultats sont obtenus avec différents pas de temps Δt pour la méthode la mise à jours des normales pour la simulation correspondant au cas la distribution de référence PSD_1 . L'utilisation de cette méthode conduit à une diminution du débit de glace accrétée, ce qui est le résultat attendu. Cependant, la convergence du calcul avec le pas de temps utilisé (voir section 6.2.2) n'est pas obtenue et l'épaisseur de glace simulée continue de décroître avec la diminution du pas de temps. Le résultat du calcul dépend donc de son choix. Aussi, si la méthode permet effectivement de limiter la surestimation de la quantité de glace accrétée liée au calcul *one step*, sa convergence n'est pas garantie et nécessitera une étude supplémentaire.

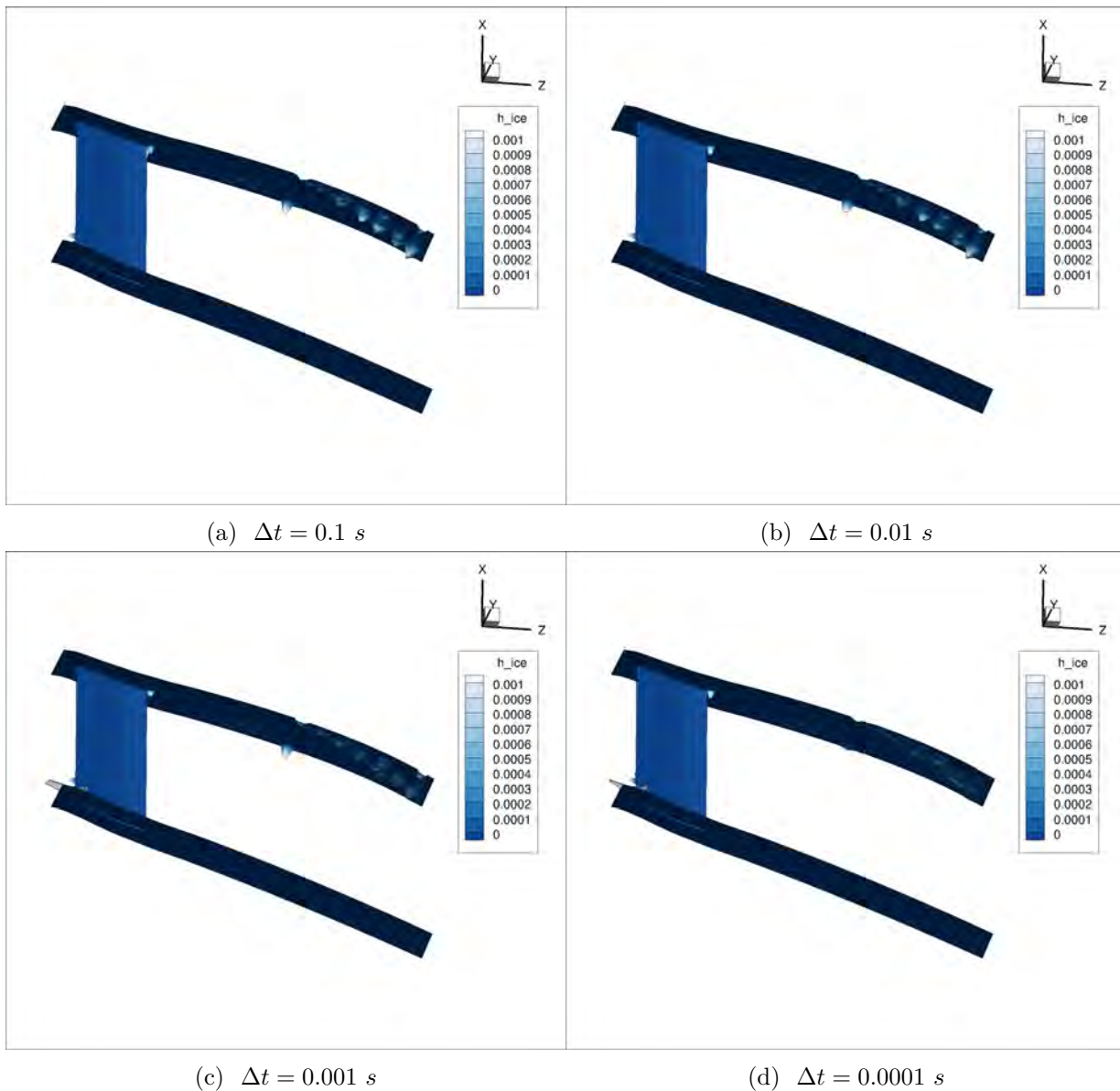


FIGURE 8.9. – Épaisseurs de glace pour une durée de 120s, simulées dans le domaine EGV pour la distribution de référence PSD_1 , avec la méthode de mise à jour des normales pour différents pas de temps

8.2.2. Influence du régime moteur

Deux régimes de rotation du moteur ont été considérés pour cette étude : $\omega_{rot,1} = 750 \text{ rad/s}$ et $\omega_{rot,2} = 850 \text{ rad/s}$. La distribution de particules utilisée pour les simulations de cette section est la distribution de référence PSD_1 . En conséquence de l'augmentation du régime, le débit d'air entrant dans le moteur augmente, ainsi que la pression et la température dans le compresseur basse pression. Les pressions et températures obtenues sont présentées dans le tableau 8.2. Dans le cadre de nos simulations, l'augmentation de la température statique moyennée dans le plan de sortie du domaine EGV est de 4.9°C . Ainsi, les particules et la couche de glace atteindront une température d'équilibre plus élevée avec $\omega_{rot,2}$ comme le montre le calcul de la température de thermomètre mouillé T_{wb} dans le domaine EGV de la figure 8.10.

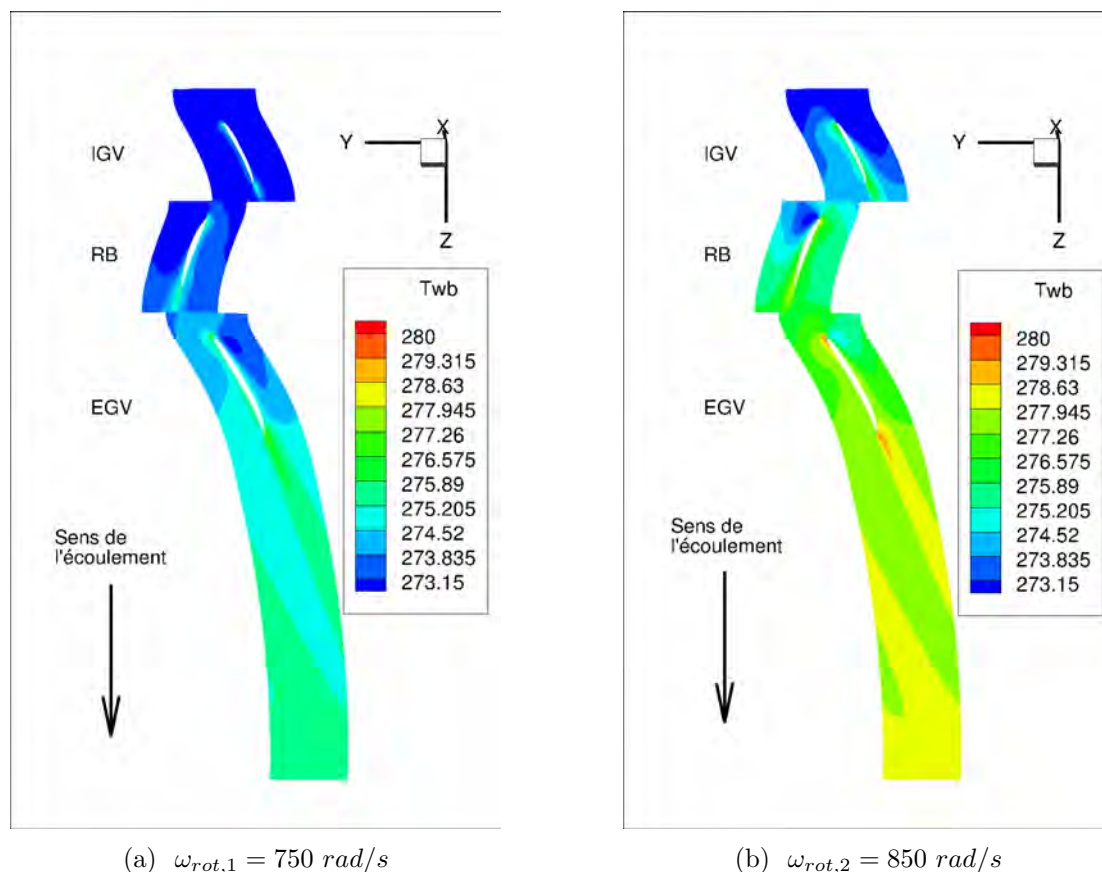


FIGURE 8.10. – Evolution de la T_{wb} dans le domaine EGV pour les simulations des deux vitesses de rotation du moteur considérées

Alors que la zone où la T_{wb} devient supérieure à la température de fusion de l'eau se situe au niveau de l'aube EGV dans la simulation du régime moteur $\omega_{rot,1}$, elle se décale en amont au niveau de la sortie de l'aube IGV dans la simulation du régime moteur plus élevé $\omega_{rot,2}$. De manière générale, la T_{wb} s'élève de 2°C lors de la simulation avec $\omega_{rot,2}$, ce qui entraîne une fonte plus importante des particules comme le montre la figure 8.5. Deux effets s'opposent alors : l'efficacité de collage des particules augmente mais les échanges convectifs avec l'écoulement plus chaud limitent l'accrétion de glace. La figure 8.11 montre le débit massique de glace déposée sur la paroi *Nozzle* et l'intrados des aubes IGV et EGV. On constate que si les particules se déposent principalement dans le sillage de l'aube EGV pour la simulation avec $\omega_{rot,1}$, celles-ci se déposent en majorité sur l'intrados de l'aube EGV avec $\omega_{rot,2}$ ce qui entraîne une diminution du débit massique déposé sur le *Nozzle* car la masse des particules ré-émises après leur impact sur l'EGV est plus petite. L'augmentation du régime moteur conduit à un décalage vers l'amont de la zone de dépôt critique des particules.

Néanmoins, le débit massique déposé sur le *Nozzle* obtenu pour la simulation avec $\omega_{rot,2}$ est

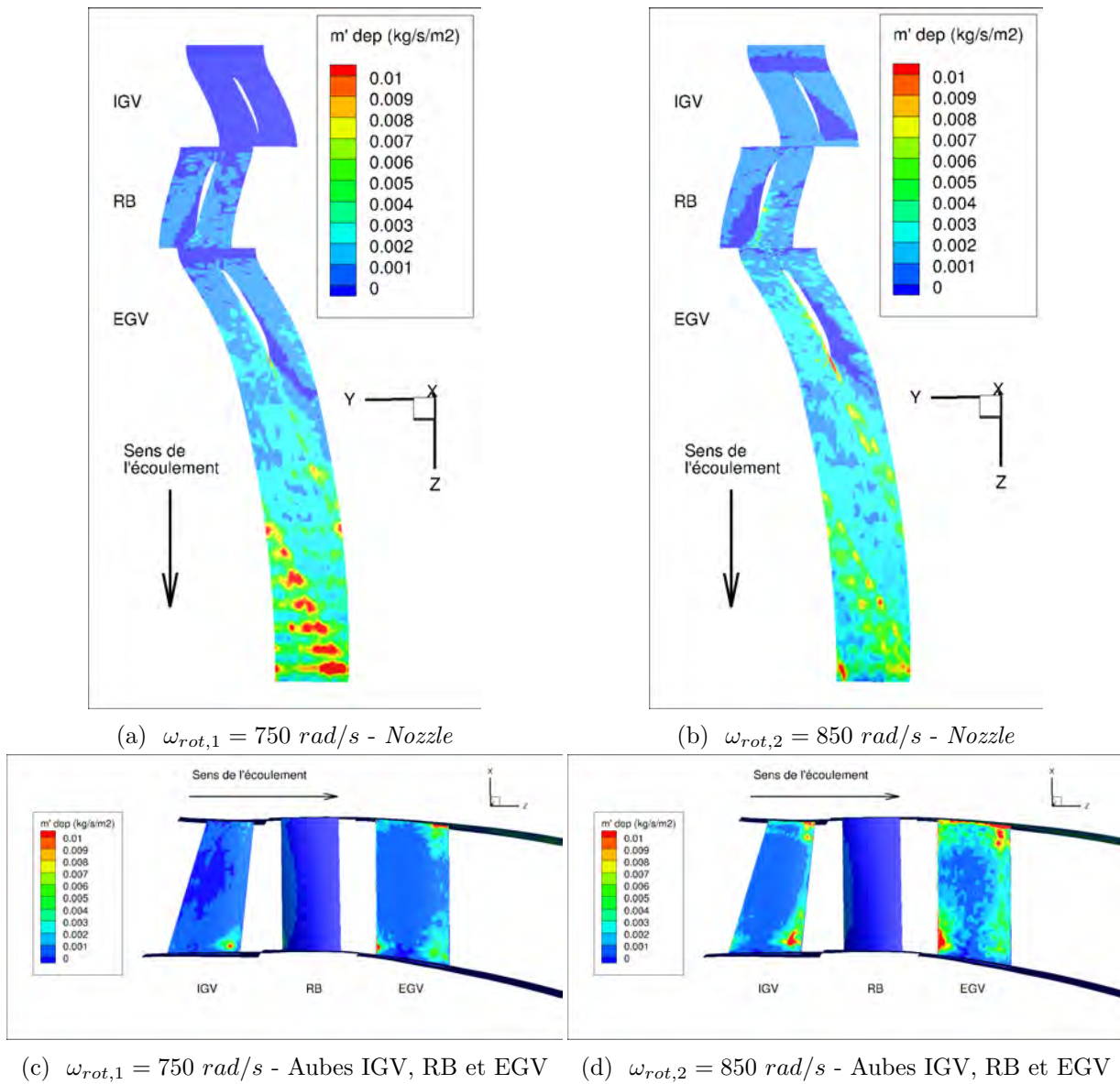
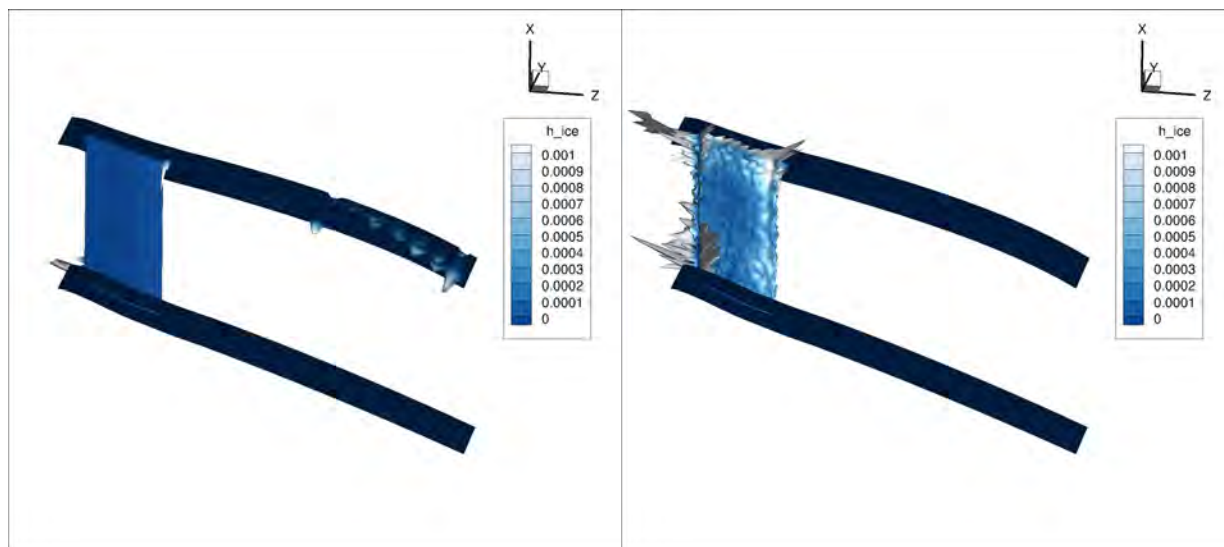


FIGURE 8.11. – Débit massique de particules déposées sur la paroi *Nozzle*, l'extrados de l'aube RB et l'intrados des aubes IGV et EGV pour les simulations des deux régimes moteur

non négligeable. Le calcul d'accrétion du solveur FILM permet de conclure quant à la sévérité de l'accrétion des deux simulations en résolvant l'équilibre thermique avec l'écoulement et en prenant en compte le phénomène d'érosion qui est plus important lorsque la teneur en eau liquide de la couche de glace augmente. La figure 8.12 permet de visualiser les épaisseurs de glace simulées dans le domaine EGV pour les deux vitesses de rotation du moteur $\omega_{rot,1}$ et $\omega_{rot,2}$. L'élévation de la température associée à l'augmentation du régime moteur permet d'empêcher l'accrétion de glace sur la paroi *Nozzle* du domaine EGV. Cependant, la quantité de glace accrétée sur l'intrados de l'aube EGV est beaucoup plus élevée. L'augmentation du régime moteur ne permet donc pas de préserver le moteur de tout risque de givrage. Toutefois, si le moteur est équipé de système d'anti-givrage pour les aubes stator IGV et le *splitter* (bec de séparation entre les veines primaires et secondaires en amont des aubes IGV), l'augmentation du régime moteur pourrait alors permettre de déplacer la zone critique vers l'amont et de la faire coïncider avec les parois protégées. De plus, les pièces tournantes du compresseur telles que l'étage d'aubes de rotor RB semblent moins sujettes à l'accrétion de glace du fait des forces centrifuges provoquant un détachement suffisamment fréquent de la glace accrétée. Il serait alors possible de limiter la

croissance du dépôt de givre et de diminuer les risques de pompage du moteur ou d'accumulation trop importante de glace conduisant à d'importants dégâts mécaniques lorsqu'elle se détache de la paroi.



(a) $\omega_{rot,1} = 750 \text{ rad/s}$

(b) $\omega_{rot,2} = 850 \text{ rad/s}$

FIGURE 8.12. – Epaisseurs de glace simulées dans le domaine EGV pour les deux vitesses de rotation du moteur $\omega_{rot,1}$ et $\omega_{rot,2}$

Bilan

On a présenté dans ce chapitre plusieurs simulations d'accrétion de glace au sein d'une géométrie fictive représentative d'un turboréacteur double corps double flux. L'étude de l'influence du diamètre des particules injectées dans le moteur ainsi que de l'augmentation de la vitesse de rotation conduit à plusieurs observations :

- Les particules se fragmentent au passage de la soufflante et sont déviées en majorité dans la conduite du flux secondaire. Seules les plus petites particules entrent dans la veine du flux primaire avec une taille moyenne de 25.5, 20 et 7.6 μm pour les distributions de diamètre moyen initial de 800, 400 et 200 μm respectivement. Elles se fragmentent encore dans la veine du flux primaire jusqu'à atteindre une taille moyenne nominale de l'ordre de la dizaine de micromètres. L'érosion de la couche de glace n'est pas négligeable mais est atténuée par la petite taille des particules impactantes. Cependant, les résultats montrent que la sévérité de l'accrétion est tout de même sensible au diamètre des particules car le taux de fonte, et donc le taux de dépôt en paroi, est plus grand pour les petites particules ayant une inertie thermique plus faible. Néanmoins, l'utilisation d'une fonction d'efficacité de collage des particules prenant en compte l'eau liquide présente sur la paroi pourrait conduire à un taux de captation plus important pour les grosses particules.
- L'augmentation de la vitesse de rotation du moteur conduit à une élévation de la température dans le domaine EGV. L'écoulement d'air est alors trop chaud dans le sillage de l'aube EGV pour que l'accrétion de glace se forme. Cependant, la zone critique est alors décalée vers l'amont et on obtient de l'accrétion de glace sur l'intrados de l'aube EGV, ce qui n'était pas prédit lors de la simulation avec la vitesse de rotation plus faible. Il n'est donc pas forcément possible d'empêcher l'accrétion en augmentant la vitesse de rotation du moteur. Toutefois, il est possible de diminuer le risque de pompage en décalant la zone d'accrétion de manière à ce qu'elle coïncide avec les éléments tournants qui provoquent fréquemment le détachement de la glace ou avec des parois chauffées par un système d'anti-givrage comme c'est parfois le cas des aubes IGV et du bec de séparation entre les flux primaire et secondaire.
- D'une manière générale, la température de l'écoulement, l'humidité de l'air et le diamètre des particules secondaires sont des paramètres jouant au premier ordre sur l'accrétion de givre. A titre d'exemple, un écart de 2°C sur T_{wb} suffit à produire ou non de l'accrétion sur la paroi *Nozzle* du domaine EGV. De plus, l'humidité de l'air est conservée constante lors de nos simulations. Cependant, la température d'équilibre des particules s'est révélée être très sensible à la valeur de la fraction massique de vapeur d'eau $Y_{g,v}$. Aussi, un calcul *two way* permettrait d'obtenir un calcul plus précis de $Y_{g,v}$ au sein du moteur.

Conclusion

L'objectif de cette thèse était d'améliorer les outils numériques de simulation de l'accrétion de givre en conditions cristaux dans les turboréacteurs. L'enjeu principal est de pouvoir prédire la localisation et la sévérité de l'accrétion de glace pour des configurations données de moteur afin de faciliter le processus de certification ou d'améliorer leur architecture, en tenant compte de la problématique du givrage dès la phase d'avant-projet, quand il n'est pas encore possible de procéder à des essais physiques.

Le premier travail de cette thèse a consisté à identifier, grâce à des simulations d'expériences réalisées par Currie *et al.* [37, 35] et Baumert *et al.* [13], les principales limitations des modèles développés dans le cadre du projet européen HAIC par Villedieu & Trontin [156, 149, 148, 145]. Plusieurs faiblesses importantes ont ainsi pu être relevées, ce qui a conduit à orienter le travail de la thèse vers l'amélioration des modèles de dépôt des particules (efficacité de collage) et d'érosion de la couche de glace par l'impact des cristaux. En effet, il est apparu que l'influence de la taille des particules et du taux de fonte des cristaux sur le débit de glace érodée n'était pas correctement reproduit et que, de plus, le modèle de dépôt ne permettait pas de retrouver les formes expérimentales des dépôts de givre dans les cas les plus froids de la base de données de Baumert *et al.* [13].

En ce qui concerne l'efficacité de collage des cristaux, il s'est avéré nécessaire d'une part d'améliorer le modèle de collage des cristaux en régime *mixed phase* et d'autre part d'unifier les modèles utilisés pour les deux régimes d'accrétion (*glaciated* et *mixed phase*). Le nouveau modèle proposé dans la thèse est de nature empirique. Il repose sur une nouvelle expression de la fonction d'efficacité de collage pour le régime *mixed phase* et sur l'introduction d'une fonction mathématique permettant de combiner les efficacités de collage correspondant à chacun des régimes d'accrétion afin de passer continuellement de l'un à l'autre. Ce nouveau modèle permet un meilleur accord avec les résultats expérimentaux de Baumert *et al.* [13] mais les simulations des essais R175 et R174, avec une température d'écoulement de -15°C , surestiment encore l'accrétion. Cependant, avec le modèle proposé, il semble difficile d'améliorer encore l'accord avec les expériences en jouant sur les paramètres ajustables sans dégrader les résultats pour les essais à température plus chaude ou sans être confronté à des problèmes de stabilité numérique. Il convient d'ajouter qu'un autre modèle, moins empirique, a également été proposé mais son développement n'a pas pu être mené jusqu'au bout faute de données suffisantes pour pouvoir en calibrer les différents paramètres. Ce modèle, contrairement au précédent, tient compte explicitement des effets capillaires, de la vitesse d'impact, du diamètre des particules et de la quantité d'eau liquide en paroi et autour des particules. Il constitue une perspective possible pour de futures améliorations une fois que de nouvelles données expérimentales seront disponibles.

En ce qui concerne le phénomène d'érosion, le modèle développé au cours de la thèse s'inspire de la théorie de Finnie & Bitter [46, 47, 17, 18] en réexaminant ses principales hypothèses dans le contexte du givrage en conditions cristaux. Contrairement à celui proposé par Trontin & Villedieu, ce modèle permet de prendre en compte l'influence du diamètre des particules à travers le calcul de l'énergie dissipée lors de leur fragmentation à l'impact. L'influence du taux de fonte des cristaux est prise en compte à travers la dépendance des paramètres matériaux de la glace à la teneur en eau liquide. Enfin une formulation plus précise du paramètre géométrique représentant le rapport des aires de contact à l'impact entre une particule et la surface projetées selon les directions normale et tangentielle conduit à une meilleure estimation de l'angle du maximum d'érosion, ce qui permet de trouver les formes de dépôt de givre avec double pente observées lors de certains essais de Currie *et al.* [35]. Le nouveau modèle apporte des améliorations intéressantes par rapport au modèle de Trontin & Villedieu mais présente encore quelques limitations. Les deux

modèles parviennent à reproduire l'effet plateau concernant la sévérité d'accrétion en fonction du taux de fonte des cristaux mais le nouveau modèle permet de mieux retrouver la limite droite du plateau (forte teneur en eau liquide). Il permet également de rendre compte de l'influence de la taille des particules sur le taux d'érosion et de retrouver les cas pour lesquels on observe une croissance continue de la glace alors que le modèle précédent ne pouvait que calculer un état stationnaire. Cependant, les formes de dépôt calculées pour les cas R67 et R77 de la série 1 des expériences de Curie *et al.*, pour lesquels la masse accrétée est la plus élevée, sont moins précises. Enfin, le déplacement de la limite droite du plateau lorsque le nombre de Mach augmente n'est toujours pas correctement simulé et les quantités de glace calculées sont surestimées. Le phénomène de « lessivage » des cristaux, qui n'est pas pris en compte par le modèle, pourrait être responsable de cet écart car une partie des cristaux impactant serait alors emportée dans le film d'eau ruisselante. Il serait intéressant d'étudier ce phénomène au vu des quantités d'eau liquide mise en jeu dans un environnement moteur.

Les modèles d'efficacité de collage et d'érosion développés dans le cadre de cette thèse comportent des paramètres empiriques qui doivent être calibrés sur la base de données expérimentales. Plusieurs difficultés ont été rencontrées pour la calibration de ces paramètres. D'une part, il n'est pas possible de découpler expérimentalement les phénomènes d'accrétion et d'érosion, ce qui oblige à utiliser une procédure complexe et itérative pour l'identification des paramètres. Les expériences macroscopiques d'accrétion permettent seulement de mesurer le taux de croissance du givre mais la distinction entre phénomènes sources et phénomènes puits est difficilement réalisable voire impossible. Par exemple, dans le modèle proposé, la fragmentation des particules limite l'érosion de la glace en dissipant une partie de l'énergie à l'impact, mais elle pourrait aussi favoriser la capture des particules par effet capillaire entre les fragments et le film liquide. D'autre part, les bases de données existantes sur le givrage en conditions cristaux sont encore assez limitées, en particulier pour ce qui concerne le régime *mixed phase* ou l'influence du nombre de Mach et du diamètre des particules. Il est donc parfois difficile de séparer les cas servant à la calibration des paramètres de ceux servant uniquement à la validation et aux tests de robustesse.

La troisième partie de la thèse a porté sur l'implémentation des nouveaux modèles dans le solveur FILM de la suite de calcul CEDRE et la réalisation de simulations 3D d'accrétion de givre pour des géométries de turboréacteur. Les simulations de l'ALF502-5A et du moteur fictif ont conduit à plusieurs observations. D'une manière générale, la localisation des accrétions prédite par les simulations est cohérente avec les données expérimentales et leur sévérité suit les tendances attendues au regard de la température de l'écoulement et du diamètre des particules injectées. Néanmoins, plusieurs limitations nécessiteront des investigations et des améliorations afin d'atteindre un bon accord expérience – calcul :

- Toutes les simulations tridimensionnelles de cette thèse ont été effectuées avec une méthode *one way coupling* pour ce qui concerne le couplage entre le champ aérodynamique et la phase dispersée. Le choix de cette méthode peut être justifié par l'hypothèse suivante : l'augmentation de l'humidité de l'air provoquée par l'évaporation des particules est compensé par la baisse de température qui en découle. Il faudrait cependant vérifier cette hypothèse afin de s'assurer que la température d'équilibre des particules (T_{wb}) est correcte car celle-ci est directement reliée à leur taux de fonte.
- L'influence de l'accrétion sur l'écoulement et la trajectoire des cristaux n'est pas prise en compte dans les simulations 3D car CEDRE ne contient pas de méthode équivalente à la méthode *multi step* disponible dans IGLOO2D. Or les résultats des calculs bidimensionnels sur des configurations académiques montrent que cette influence est non-négligeable. Une méthode développée au cours de la thèse, basée sur une mise à jour des normales à la surface du bloc de givre [86], permet cependant de prendre en compte en partie cette influence et de reproduire les résultats des simulations *multi step* des essais R67 et R1286 des expérimentations de Currie *et al.* [37]. Cependant, cette nouvelle méthode est encore à un stade préliminaire de son développement. Elle nécessitera des améliorations pour garantir

- sa robustesse vis-à-vis du choix du pas de temps ainsi que sa convergence.
- Le modèle unifié pour l'efficacité de collage n'a, pour l'instant, été implémenté que dans le code IGLOO2D. Son implémentation dans CEDRE permettra de tenir compte de la présence d'eau liquide en paroi (ce qui n'est pas le cas actuellement) mais elle nécessitera un couplage plus fort entre les solveurs SPARTE et FILM. La méthode proposée et testée dans le cadre de la thèse pourra être utilisée.
 - Enfin, la méthodologie utilisée pour les calculs 3D présente encore des limitations en ce qui concerne la modélisation des échanges thermiques pariétaux entre l'écoulement et les parois ou entre l'écoulement et les blocs de givre présent en paroi. Les calculs ont été réalisés soit en ne tenant pas compte de ces échanges (condition de frontière adiabatique), soit en imposant une température nulle (paroi recouverte d'eau et de glace en équilibre thermique). Cependant, les simulations du moteur ALF502-5A ont montré que le choix de la condition aux limites thermique avait une forte influence sur le champ de température de l'écoulement dans le voisinage des parois et donc sur les échanges de chaleur avec les particules, leur taux d'évaporation et leur taux de fonte. Un calcul avec des conditions aux limites plus réalistes nécessiterait de coupler un solveur modélisant la conduction thermique dans les parois avec les solveurs FILM (accrétion), SPARTE (impact et dépôt des cristaux) et CHARME (aérodynamique) de CEDRE, mais ce couplage n'est pas encore effectif. Il est en cours de réalisation dans le cadre du projet européen MUSIC-haic.

Pour conclure, la thèse aura donc permis d'améliorer certains des modèles développés par l'ONERA dans le cadre du projet européen HAIC et de pousser plus loin l'évaluation de la suite de calcul CEDRE pour les applications moteur. L'opérabilité de cet outil et sa capacité à prévoir le risque d'accrétion dans certaines conditions givrantes ont pu être démontrées. Mais des limitations ont également été mises en évidence, ouvrant des perspectives de recherche et de développements futurs.

Extension du modèle de givrage à deux couches du solveur FILM aux conditions cristaux

A.1. Régime de ruissellement total

Ce régime correspond au ruissellement d'un film liquide mince en paroi en utilisant un modèle intégral. Les équations de masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie η sont intégrées sur l'épaisseur du film h_l :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho_l h_l}{\partial t} + \text{div}_t(\rho_l h_l \hat{v}_l) = \dot{\Phi}_{rbi} - \dot{\Phi}_{rbo} - \dot{\Phi}_{evs} + \dot{\Phi}_{dep,m,S} + \dot{\Phi}_{dep,m,L} + \dot{\Phi}_{acc,S} \\ \frac{\partial \rho_l h_l \hat{v}_l}{\partial t} + \text{div}_t(\rho_l h_l \hat{v}_l \hat{v}_l) = -h_l \text{grad}_t(p) + \tau_g + \tau_l + \rho_l h_l (\overrightarrow{\omega}_{rot} \wedge (\overrightarrow{\omega}_{rot} \wedge \overrightarrow{r})) \\ \quad - 2\rho_l h_l (\overrightarrow{\omega}_{rot} \wedge \overrightarrow{v}_l) + \dot{\Phi}_{dep,mvt,L} + \dot{\Phi}_{dep,mvt,S} - \dot{\Phi}_{evs} v_l(h_l) \\ \frac{\partial \rho_l h_l \eta_l}{\partial t} + \text{div}_t(\rho_l h_l \eta_l \hat{v}_l) = H_g(T_{rec,g} - T_l) + H_w(T_{rec,w} - T_l) \\ \quad + \dot{\Phi}_{dep,\eta,L} + \dot{\Phi}_{dep,\eta,S} - \dot{\Phi}_{evs} \eta_g + \dot{\Phi}_{acc,S} \eta_s \end{array} \right. \quad (\text{A.1})$$

Où H_g et H_w sont les coefficients de transfert thermique avec le gaz et la paroi respectivement, $T_{rec,g}$ et $T_{rec,w}$ sont les températures de récupération correspondantes. On peut noter l'existence d'un terme de flux d'accrétion dans la conservation de la masse qui correspond à la disparition de la glace lors d'un éventuel changement de régime (terme instationnaire qui n'apparaît pas dans le bilan de Messinger : $\dot{\Phi}_{acc,S} = \frac{\partial \rho_s h_s}{\partial t}$).

Pour résoudre numériquement ce système, on combine les équations de conservation de la masse et de l'enthalpie via le terme d'évaporation pour obtenir un système avec pour inconnue l'épaisseur du film h_l^{n+1} et sa température T_l^{n+1} à l'instant $n + 1$. En notant A l'aire de la surface d'une cellule, le système discret s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_l \frac{h_l^{n+1} - h_l^n}{\Delta t} = \dot{\Phi}_{rbi}^n - \dot{\Phi}_{rbo}^n - \dot{\Phi}_{evs}(T_l^{n+1}) + \dot{\Phi}_{dep,m,S}^n + \dot{\Phi}_{dep,m,L}^n + \rho_s \frac{h_s^n}{\Delta t} \\ \rho_l h_l^n \frac{\eta_l(T_l^n) - \eta_l(T_l^{n+1})}{\Delta t} + \rho_s h_s^n \frac{\eta_s(T_s^n) - \eta_l(T_l^{n+1})}{\Delta t} + H_g(T_{rec,g} - T_l^{n+1}) + H_w(T_{rec,w} - T_l^{n+1}) \\ + \dot{\Phi}_{rbi}^n (\eta_l(T_{l,in}^n) - \eta_l(T_l^{n+1})) + \dot{\Phi}_{dep,\eta,L}^n - \dot{\Phi}_{dep,m,L}^n \eta_l(T_l^{n+1}) + \dot{\Phi}_{dep,\eta,S}^n - \dot{\Phi}_{dep,m,S}^n \eta_l(T_l^{n+1}) \\ - \dot{\Phi}_{evs}(T_l^{n+1}) (\eta_g(T_l^{n+1}) - \eta_l(T_l^{n+1})) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.2})$$

A.2. Régime rime

Ce régime correspond à de l'accrétion de glace sans eau liquide, avec de la glace qui se forme à une température strictement négative. Cette fois-ci, ce sont les équations de conservation de la masse et de l'enthalpie intégrée sur l'épaisseur de glace qui sont résolues. Le profil de température

dans la glace est supposé uniforme, on résout donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_s h_s}{\partial t} = \dot{\Phi}_{dep,m,S} + \dot{\Phi}_{dep,m,L} - \dot{\Phi}_{sub} + \frac{\partial \rho_l h_l}{\partial t} \\ \frac{\partial \rho_s h_s \eta_s}{\partial t} = H_g(T_{rec,g} - T_s) + H_w(T_{rec,w} - T_s) + \dot{\Phi}_{dep,\eta,L} + \dot{\Phi}_{dep,\eta,S} \\ \quad - \dot{\Phi}_{sub} \eta_g + \dot{\Phi}_{rbi} \eta_l + \frac{\partial \rho_l h_l}{\partial t} \eta_l \end{cases} \quad (A.3)$$

Dans ce système la sublimation est modélisée de manière similaire à l'évaporation. Le flux ruisselant $\dot{\Phi}_{rbi}$ issu de la cellule voisine est pris en compte, de même que le terme instationnaire $\frac{\partial \rho_l h_l}{\partial t}$ qui permet de prendre en compte l'eau liquide restante du pas de temps précédent lors d'un changement de régime. De la même manière que pour le régime de ruissellement total, ces deux équations sont combinées pour obtenir le système discret suivant :

$$\begin{cases} \rho_s \frac{h_s^{n+1} - h_s^n}{\Delta t} = \dot{\Phi}_{rbi}^n - \dot{\Phi}_{sub}(T_s^{n+1}) + \dot{\Phi}_{dep,m,S}^n + \dot{\Phi}_{dep,m,L}^n + \rho_l \frac{h_l^n}{\Delta t} \\ \rho_s h_s^n \frac{\eta_s(T_s^n) - \eta_s(T_s^{n+1})}{\Delta t} + \rho_l h_l^n \frac{\eta_l(T_l^n) - \eta_s(T_s^{n+1})}{\Delta t} + H_g(T_{rec,g} - T_s^{n+1}) + H_w(T_{rec,w} - T_s^{n+1}) \\ + \dot{\Phi}_{rbi}^n (\eta_l(T_{l,in}^n) - \eta_s(T_s^{n+1})) + \dot{\Phi}_{dep,\eta,L}^n - \dot{\Phi}_{dep,m,L}^n \eta_s(T_s^{n+1}) + \dot{\Phi}_{dep,\eta,S}^n - \dot{\Phi}_{dep,m,S}^n \eta_s(T_s^{n+1}) \\ - \dot{\Phi}_{sub}(T_s^{n+1}) (\eta_g(T_s^{n+1}) - \eta_s(T_s^{n+1})) = 0 \end{cases} \quad (A.4)$$

A.3. Régime glaze

Le régime *glaze* correspond à un régime d'accrétion où la glace formée est un mélange d'eau solide et liquide à l'équilibre thermique à la température de fusion de l'eau T_f . Dans ce cas, le modèle suppose que la couche de glace est surmontée d'un film liquide. Les équations sont similaires à celles du régime de ruissellement total et du régime *rime* avec un terme supplémentaire $\dot{\Phi}_{liqsol}$ qui correspond au changement de phase liquide-solide. Cette fois-ci les inconnues sont les quantités d'eau solide et d'eau liquide h_s^{n+1} et h_l^{n+1} . On obtient le système discret suivant :

$$\begin{cases} \rho_s \frac{h_s^{n+1} - h_s^n}{\Delta t} = \dot{\Phi}_{dep,m,S}^n + \dot{\Phi}_{liqsol}^n \\ \rho_l \frac{h_l^{n+1} - h_l^n}{\Delta t} = \dot{\Phi}_{rbi}^n - \dot{\Phi}_{rbo} - \dot{\Phi}_{evs}(T_f) + \dot{\Phi}_{dep,m,L}^n - \dot{\Phi}_{liqsol}^n \\ \dot{\Phi}_{liqsol}^n L_f = \rho_s h_s^n \frac{\eta_s(T_f) - \eta_s(T_s^n)}{\Delta t} + \rho_l h_l^n \frac{\eta_l(T_f) - \eta_l(T_l^n)}{\Delta t} + H_g(T_f - T_{rec,g}) + H_w(T_f - T_{rec,w}) \\ + \dot{\Phi}_{rbi}^n (\eta_l(T_f) - \eta_l(T_{l,in}^n)) - \dot{\Phi}_{dep,\eta,L}^n + \dot{\Phi}_{dep,m,L}^n \eta_l(T_f) - \dot{\Phi}_{dep,\eta,S}^n + \dot{\Phi}_{dep,m,S}^n \eta_s(T_f) \\ - \dot{\Phi}_{ev}(T_f) (\eta_l(T_f) - \eta_g(T_f)) \end{cases} \quad (A.5)$$

Une fois le système résolu et h_s^{n+1} et h_l^{n+1} connues, la quantité d'eau liquide capturée au sein de la porosité de la glace ainsi que la quantité de glace érodée sont déterminées avec la même méthodologie que celle du code IGLOO2D présentée dans la section 1.3.3.

Table (exhaustive) des matières

Remerciements	iii
Introduction	vii
1. Contexte général du givrage	vii
2. Les conditions givrantes cristaux	viii
3. État global des connaissances sur le givrage en conditions cristaux	x
4. Objectif de la thèse	xii
I. État de l'art, expériences et simulations	13
1. Etat de l'art	15
1.1. Physique du givrage en conditions cristaux	17
1.1.1. Description globale du processus d'accrétion dans les turboréacteurs	17
1.1.1.1. Ingestion des cristaux	17
1.1.1.2. Adhésion à la paroi	18
1.1.2. Les principaux mécanismes mis en jeu	19
1.2. Résultats expérimentaux	21
1.2.1. Présentation des essais menés au NRC	21
1.2.1.1. Série 1 : Variation du taux de fusion des cristaux à bas nombre de Mach sur le <i>crowned cylinder</i>	24
1.2.1.2. Série 2 : Variation du taux de fusion des cristaux pour un nombre de Mach plus élevé sur le <i>crowned cylinder</i>	24
1.2.1.3. Série 3 : Variation du taux de fusion des cristaux à bas nombre de Mach sur le profil <i>hemispherical nose</i>	25
1.2.1.4. Série 4 : Augmentation du nombre de Mach sur le profil <i>hemispherical nose</i>	25
1.2.1.5. Série 5 : Essais à haut nombre de Mach sur le profil <i>wedge airfoil</i>	26
1.2.2. Présentation des essais menés à l'Université de Braunschweig	27
1.3. Modélisation des phénomènes physiques	29
1.3.1. Trajectographie	30
1.3.1.1. Trajectoire des particules de glace	30
1.3.1.2. Échanges de chaleur et changements de phase	31
1.3.2. Impact	35
1.3.2.1. Efficacité de collage des particules	35
1.3.2.2. Fragmentation et ré-émission de particules secondaires	37
1.3.3. Accrétion	40
1.3.3.1. Principales hypothèses	40
1.3.3.2. Étape 1 : bilan de Messinger	41
1.3.3.3. Étape 2 : Prise en compte de l'érosion	43
1.3.3.4. Étape 3 : Prise en compte de la porosité	44
1.3.3.5. Calcul de l'épaisseur de la couche glace	45
1.4. Simulation numérique	46
1.4.1. Présentation générale de l'outil de givrage IGLOO2D	46
1.4.2. Simulation des expérimentations du NRC et de l'Université de Braunschweig	48
1.4.2.1. Expérimentations du NRC en régime <i>glaciated</i>	49
1.4.2.2. Expérimentation de l'Université de Braunschweig en régime <i>mixed phase</i>	52

II. Développement de modèles semi-empiriques à partir de données issues d'expériences académiques	55
2. Modèle de dépôt	57
2.1. Développement d'un modèle de prédiction du collage des cristaux unifiant les régimes <i>glaciated</i> et <i>mixed phase</i>	58
2.1.1. Rappel du modèle développé au cours du projet HAIC	58
2.1.2. Le régime <i>mixed phase</i>	58
2.1.3. Formulation du modèle unifié de collage	62
2.2. Perspective d'utilisation d'un modèle tenant compte des effets capillaires pour la captation des particules	64
2.2.1. Interactions entre les particules et l'eau liquide	64
2.2.2. Critère de captation des particules	67
3. Modèle d'érosion	71
3.1. Introduction	73
3.2. Développement d'un modèle inspiré de la théorie d'impact solide-solide de Finnie et Bitter	74
3.2.1. Érosion par déformation plastique	74
3.2.1.1. Énergie absorbée dans la zone élastique Q_e	75
3.2.1.2. Énergie absorbée dans la zone élastique-plastique Q_{pe} et Q_p	77
3.2.1.3. Volume érodé par déformation plastique V_d	77
3.2.2. Érosion par coupage	78
3.2.2.1. Bilan de la quantité de mouvement	79
3.2.2.2. Cas des angles quasi-normaux	80
3.2.2.3. Cas des angles rasants	80
3.2.2.4. Expression finale du volume érodé par coupage V_c	81
3.2.3. Calcul du débit de glace érodé	81
3.2.4. Étude des paramètres du modèle d'érosion Finnie et Bitter	81
3.2.4.1. Facteur de forme F_s	82
3.2.4.2. Pression moyenne d'impact P	82
3.2.4.3. Limite d'élasticité σ_{el} , module d'Young E et coefficient de poisson ν de la glace	83
3.2.4.4. Rapport des aires de contact projetée K	84
3.2.4.5. Efficacité de coupage C et énergie unitaire de déformation ε_D	84
3.2.5. Comparaisons préliminaires	86
3.3. Amélioration du modèle d'érosion semi-empirique de Finnie et Bitter dans le contexte du givrage en condition cristaux	88
3.3.1. Énergie dissipée par la fragmentation de la particule	90
3.3.2. Influence de la teneur en eau liquide de la couche de glace	96
3.3.3. Prédiction de formes de glace en double pente	97
4. Calibration des nouveaux modèles	103
4.1. Démarche de calibration	104
4.1.1. Pour le modèle d'efficacité de collage	104
4.1.2. Pour le modèle d'érosion	104
4.2. Calibration de l'efficacité de collage en régime <i>mixed phase</i>	105
4.3. Calibration et étude de sensibilité des paramètres du modèle d'érosion	113
4.3.1. Influence du nombre de Mach	113
4.3.2. Influence de la teneur en eau liquide	115
4.3.3. Influence de la taille des particules	117
4.3.4. Étude des formes de glace usuelles de la base de données disponible	120

5. Validation des nouveaux modèles sur des cas bidimensionnels et comparaison avec les modèles HAIC	127
5.1. Description de la base de données retenue pour la validation des modèles	128
5.2. Efficacité de collage des particules en régime <i>mixed phase</i>	129
5.3. Érosion de la couche de glace	131
5.3.1. Série 1 et 2 : variation du nombre de Mach et du taux de fonte des cristaux	131
5.3.2. Série 3, essai R1286 : changement de profil de l'article étudié	133
5.3.3. Série 4, essai R699 et série 5, essai R754 : augmentation du nombre de Mach et diminution de la taille des particules	134
5.4. Conclusions	135
III. Application à des configurations moteur	139
6. Description de l'outil CEDRE	141
6.1. Présentation des solveurs CHARME, SPARTE et FILM	142
6.1.1. Solveur CHARME	143
6.1.1.1. Modélisation	143
6.1.1.2. Discrétisation spatiale	144
6.1.1.3. Discrétisation temporelle	146
6.1.1.4. Condition aux limites	146
6.1.2. Solveur SPARTE	147
6.1.2.1. Modélisation	147
6.1.2.2. Méthodes numériques	148
6.1.2.3. Condition aux limites	149
6.1.3. Solveur FILM	150
6.1.3.1. Modélisation	150
6.1.3.2. Schémas numériques et conditions aux limites	152
6.1.4. Méthodologie d'un calcul complet de givrage	152
6.2. Méthode de mise à jour des normales pour le calcul de la forme de glace	153
6.2.1. Problématique de la méthode <i>multi step</i> pour les calculs 3D CEDRE	153
6.2.2. Principe de la méthode de mise à jour des normales	153
6.2.3. Résultats préliminaires de la méthode de mise à jour des normales pour les essais R67 et R1286	156
7. Reproduction des essais de l'ALF502R-5A	159
7.1. Presentation of the study cases	160
7.1.0.1. Context	160
7.1.0.2. Test point description	161
7.1.0.3. Numerical input	162
7.2. Simulation results	163
8. Etude d'une configuration de moteur fictive	171
8.1. Présentation de la configuration fictive soufflante et compresseur étudiée	172
8.1.1. Géométrie du moteur	172
8.1.2. Conditions de vol étudiées	173
8.1.3. Mise en données numérique	174
8.2. Résultats des simulations	176
8.2.1. Influence de la distribution en taille des particules	176
8.2.2. Influence du régime moteur	181
Conclusion	185

A. Extension du modèle de givrage à deux couches du solveur FILM aux conditions cristaux	189
A.1. Régime de ruissellement total	189
A.2. Régime <i>rimé</i>	189
A.3. Régime <i>glazé</i>	190
Table (exhaustive) des matières	191
Table des figures	195
Liste des tableaux	201
Nomenclature	203
Bibliographie	207

Table des figures

1.	Exemple de l'accumulation de givre provoquée par l'impact de gouttelettes d'eau liquide surfondue sur le bord d'attaque d'une aile d'avion - D'après Tytelman [150]	vii
2.	Exemple de l'endommagement d'une aube de compresseur haute pression par l'impact d'un bloc de glace formé en conditions givrantes cristaux - D'après Oliver <i>et al.</i> [109]	viii
3.	Image de l'accrétion de glace en tête des aubes EGV (Exit Guide Vane) et sur la virole extérieure à la sortie du compresseur basse pression de l'ALF502-R5 obtenue lors de la campagne d'essai au PSL - D'après Veres <i>et al.</i> [153]	x
4.	Localisation des 174 événements cristaux qui constituent la base de données Boeing au 31 Janvier 2019 (à gauche) et enveloppe de vol correspondante (à droite) - D'après Bravin <i>et al.</i> [21]	xi
1.1.	Schématisation du processus de l'accrétion de glace en conditions cristaux	17
1.2.	Schématisation de l'augmentation de la température de thermomètre mouillée T_{wb} au passage du compresseur basse pression (LPC)	18
1.3.	Mécanismes mis en jeu - Adaptée de Kintea [81]	19
1.4.	Illustration des bilans massique et thermique associés au givrage en condition cristaux	20
1.5.	Estimation de la sévérité de l'accrétion en fonction du taux de fonte des cristaux de glace - D'après Trontin <i>et al.</i> [149]	20
1.6.	Accrétion de glace en forme conique sur un profil au bord d'attaque cylindrique au banc RATFac du NRC - D'après Currie <i>et al.</i> [37]	21
1.7.	Système d'essai du banc RATFac du NRC pour l'étude de l'accrétion de givre en conditions cristaux - D'après Struk <i>et al.</i> [138]	22
1.8.	Profils d'essai utilisés pour les expérimentations de givrage en conditions cristaux au banc RATFac du NRC - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [37, 35]	23
1.9.	Série 1 - Variation du taux de croissance de la glace avec l'augmentation du taux de fonte des cristaux pour $M = 0.25$, $MVD = 57\mu m$, $TWC = 6 g/m^3$, $T_{t,inf} = 288.15 K$ et $P_{t,inf} = 34.5 kPa$ - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [37]	24
1.10.	Série 2 - Variation du taux de croissance de la glace avec l'augmentation du taux de fonte des cristaux pour $M = 0.40$, $MVD = 57\mu m$, $TWC = 6 g/m^3$, $T_{t,inf} = 288.15 K$ et $P_{t,inf} = 34.5 kPa$ - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [37]	24
1.11.	Série 3, paire R1139/R1176 - Comparaison des états stationnaires obtenus à basse et haute pression pour les essais R1139 et R1176 avec un taux de fonte des cristaux similaire - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [36]	25
1.12.	Série 4, essais R699 et R692 - Visualisation des formes de glace obtenues lors des essais R699 (à gauche) et R696 (à droite) - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [35]	26
1.13.	Série 5, essai R754 - Evolution de l'accrétion de la glace au cours de l'essai - D'après Currie <i>et al.</i> [35]	26
1.14.	Illustration de la soufflerie givrante de l'Université de Braunschweig (à gauche) avec son système de production des cristaux (à droite) - Adaptée de Baumert <i>et al.</i> [15]	27
1.15.	Matrice d'essais des expérimentation de givrage cristaux en conditions <i>mixed phase</i> réalisés dans la soufflerie de l'Université de Braunschweig - D'après Baumert <i>et al.</i> [15]	28
1.16.	Série 6 - Variation du taux de croissance de la glace avec la diminution de la température (de haut en bas) et du rapport LWC/TWC (de droite à gauche) pour différents temps d'accrétion - Adaptée de Baumert [13]	29
1.17.	Variation de la taille et de la forme des particules de glace en fonction de l'altitude et de la température - D'après Heymsfield <i>et al.</i> [71]	30

1.18. Modélisation des changements de phases de la particule - A gauche : particule entièrement solide ; au milieu : noyau solide entouré d'un film liquide ; à droite : particule entièrement liquide - D'après Trontin [145]	33
1.19. Comparaison entre les temps de fonte théoriques et expérimentaux des particules de glace - A gauche : particules sphériques ($\phi = 1$) ; à droite : particules non sphériques ($\phi = \phi_{\perp}$) - D'après de Hauk <i>et al.</i> [67]	34
1.20. Mesure des taux d'accrétion au point d'arrêt du profil <i>crowned cylinder</i> pour un nombre de Mach de 0.25 et de 0.4 [37] et modélisation du taux de collage des particules pour $K_c = 2.5$ - D'après Trontin <i>et al.</i> [149]	36
1.21. Algorithme de calcul de la fraction massique d'eau liquide présente à la paroi f_l	37
1.22. Propriétés des particules secondaires ré-émises - Comparaison entre le modèle [156, 148] et les observations expérimentales [68, 123, 111]	39
1.23. Bilan massique du modèle de Messinger en conditions cristaux - \dot{m}_{imp} , \dot{m}_{dep} , \dot{m}_{er} , \dot{m}_{ev} , \dot{m}_{rbi} , \dot{m}_{rbo} , $\dot{m}_{acc,S}$, $\dot{m}_{acc,L}$ sont respectivement les débits massiques surfaciques impactant, déposé, érodé, évaporé, ruisselant vers la surface de contrôle, ruisselant hors de la surface de contrôle, accumulé sous forme solide et accumulé sous forme liquide - D'après Trontin <i>et al.</i> [149]	41
1.24. Algorithme pour la résolution du modèle de type Messinger adapté aux conditions cristaux	46
1.25. Schématisation du chainage des solveurs d'IGLOO2D pour la méthode <i>multi step</i>	48
1.26. Visualisation du maillage structuré avec une topologie en C	48
1.27. Visualisation des formes de glace expérimentales et numériques des série 1 (a) ($M = 0.25$) et 2 (b) ($M = 0.40$) - Les épaisseurs de glace expérimentales mesurées au point d'arrêt sont représentées par des pointillés - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [37] et de Trontin <i>et al.</i> [149]	49
1.28. Forme de glace expérimentale et numérique de l'essai R699 des expérimentations de Currie <i>et al.</i> [35] - Simulation en prenant en compte le phénomène d'érosion (courbe bleue) et sans le prendre en compte (courbe verte), l'épaisseur de glace expérimentale mesurée à 382s d'accrétion est représentée par les pointillés rouges	51
1.29. Calcul IGLOO2D de l'essai R754 - Débit massique surfacique d'eau solide érodée $\dot{m}_{er,S}$ (en rouge), d'eau solide accumulée $\dot{m}_{acc,S}$ en prenant en compte l'érosion (en bleue) et sans la prendre en compte (en pointillés vert)	51
1.30. Visualisation des formes de glace expérimentales (courbe pleine) et numériques (courbe en pointillés) de la série 6 pour une durée d'accrétion de 120s - Adaptée de Baumert <i>et al.</i> [15]	52
2.1. Débits massiques de glace accrétée $\dot{m}_{ice} = \dot{m}_{acc,S} + \dot{m}_{acc,L}$ et de glace érodée \dot{m}_{er} calculés par l'outil IGLOO2D (en haut) et formes de glace simulées en activant ou non le modèle d'érosion de <i>et al.</i> [149] (en bas) pour les essais R157 (à gauche) et R164 (à droite) de la série 6	59
2.2. Illustration de la surestimation du taux de collage des particules en régime <i>mixed phase</i> avec le modèle de Trontin <i>et al.</i> [149]	61
2.3. Évolution de la fraction massique f_l et des débits massiques d'accrétion \dot{m}_{ice} et de cristaux impactant $\dot{m}_{imp,S}$ en fonction de l'abscisse curviligne s du profil NACA0012 pour les essais 160, 162 et 175, respectivement réalisés avec une température de l'écoulement de $0^{\circ}C$, $-5^{\circ}C$ et $-5^{\circ}C$ et avec $LWC/TWC = 0.28$	62
2.4. Variation de la fonction $f(x, y) = (x + y)/(1 + \sqrt{xy})$	63
2.5. Série de prise de vue de l'impact d'une sphère de verre de 4 mm de diamètre sur une paroi de verre recouverte d'un film d'eau liquide de 1 mm d'épaisseur - D'après Gollwitzer <i>et al.</i> [54]	65
2.6. Schéma du mécanisme de captation d'une particule de glace par effet capillaire	67
2.7. Exemple de distribution massique en taille des fragments, lorsque $d_i < d_c$ la masse représentée par la classe i adhère à la paroi	69

3.1. Schématisation du principe d'érosion par déformation plastique - (a) croissance des fissures centrales et latérales, (b) jointure des fissures, (c) formation du cratère - Adaptée de Parsi <i>et al.</i> [113]	74
3.2. Bilan énergétique lors de la déformation plastique - L'énergie cinétique est divisée en trois composante : Q_e (zone bleue), Q_{pe} (zone verte), et Q_p (zone rouge)	75
3.3. Distribution de la pression pour une collision purement élastique (à gauche) et élastique-plastique (à droite). Y est la limite d'élasticité, P_m et P_{av} sont respectivement les pressions moyennes et maximales - D'après Bitter [17]	76
3.4. Schématisation du principe d'érosion par coupage - (a) avant l'impact, (b) balayage de la particule et formation de l'amas, (c) rejet de l'amas - Adaptée de Parsi <i>et al.</i> [113]	78
3.5. Bilan des forces exercées sur la particule - $K = \frac{A_y}{A_x}$, $F_x = PA_x = P\frac{2\pi R}{K}y$, $F_y = PA_y = P2\pi Ry$	79
3.6. Evolution de la dureté de la glace en fonction de sa température pour différents échantillons issus des surfaces de glaces sportives du Canada Olympic Park et du Calgary Olympic Oval - D'après Poirier <i>et al.</i> [115]	82
3.7. Évolution de la résistance à la compression en fonction du taux de déformation - D'après Farid [43]	84
3.8. Evolution de l'efficacité de coupage en fonction de la dureté Vickers de plusieurs alliages métalliques - D'après Arabnejad <i>et al.</i> [7]	85
3.9. Comparaison entre les résultats de simulations des essais R17 (a) et R233 (b) réalisées avec le modèle d'érosion empirique de Trontin <i>et al.</i> [148, 147] (courbes vertes) et le modèle d'érosion semi-empirique de Finnie et Bitter (courbes bleues). Les hauteurs de glace expérimentales sont tracées en pointillés rouges	87
3.10. Taux d'érosion (courbe bleue) simulé le long de l'abscisse curviligne du profil <i>crowned cylinder</i> (point d'arrêt à $s = 0$), contribution de l'usure par déformation plastique (croix vertes) et de l'action de coupage des particules (croix rouges)	88
3.11. A gauche : Régimes d'impacts définis par le paramètre \mathcal{L} en fonction de la vitesse normale et du diamètre des particules, impact élastique pour $\mathcal{L} \leq 0.5$ (zone bleue), impact inélastique avec fissuration mineure pour $0.5 < \mathcal{L} \leq 90$ (zone orange) et impact inélastique avec fragmentation majeure pour $\mathcal{L} > 90$ (zone rouge), représentation des séries d'expérimentations de Currie <i>et al.</i> [37, 35] par les points noirs - A droite : expérimentations de Hauk <i>et al.</i> [68] permettant de définir les régimes d'impacts	89
3.12. Schéma de la zone d'influence des défauts activés - Adaptée de Denoual <i>et al.</i> [40]	92
3.13. Accrétion de glace au banc RATFac du NRC obtenue pour deux tailles moyennes de particules : petite (à droite) et grande (à gauche), les conditions d'essais étant identiques par ailleurs - Adaptée de Knezevici <i>et al.</i> [84]	93
3.14. Imagerie à haute vitesse de l'impact d'une sphère de glace de 61 mm de diamètre sur une paroi solide avec une vitesse de 61.8 m/s - D'après Tippmann <i>et al.</i> [142]	94
3.15. Schéma de la fragmentation d'une particule de glace alors constituée d'une zone broyée (crushed region), d'une zone de fragmentation fine (fine fragmentation region), et d'une zone de propagation de fissures. D'après Roisman <i>et al.</i> [126]	95
3.16. Comparaison entre la fraction massique d'eau liquide présente à la paroi calculée par le modèle IGLOO2D (barres verticales noires) et mesurée expérimentalement (triangle rouge) - D'après Trontin <i>et al.</i> [149]	96
3.17. Schéma de l'évolution de la structure de la glace avec l'augmentation de la teneur en eau liquide α_l	97
3.18. Mesures de l'évolution du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν de la glace atmosphérique en fonction de sa porosité - D'après Mojtaba [106]	97
3.19. Schéma des variables géométriques du problème	98

3.20. Évolution du volume érodé par coupage normalisé en fonction de l'angle d'impact pour la formulation de de V_c en faisant l'hypothèse d'un paramètre géométrique K constant (courbe verte) et variable (courbe bleue)	100
3.21. Exemples de formes de glace en double pente obtenues lors des expérimentations du NRC - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [35]	100
4.1. Illustration de la démarche de calibration des paramètres du modèle d'érosion selon les trois variables principales : taux de fonte, nombre de Mach et diamètre initial des particules. Les essais utilisés pour la validation sont représentés entre parenthèses	105
4.2. Comparaison des hauteurs de glace expérimentales (colonnes grises) des essais de la série 6 mesurées au point d'arrêt, ainsi que des résultats des simulations effectuées en injectant seulement les gouttelettes d'eau liquides d'une part (colonnes bleues) et en imposant le dépôt total des cristaux de l'autre (colonnes oranges). La fraction massique f_l^g calculée au point d'arrêt lors des simulations avec les gouttelettes seules est également représentée pour chaque essai (courbe noire).	106
4.3. Évolution de l'efficacité de collage des particules en fonction de f_l décrit par la fonction $F(K_d \cdot f_l)$ développée au cours du projet HAIC (courbe bleue) et par la fonction $F_{mp}(f_l)$ (courbe verte). Les essais de la série 6 sont représentés par des croix	108
4.4. Couplage entre le calcul d'accrétion et de trajectographie	109
4.5. Schématisation du processus itératif entraînant la convergence de f_l et ε_S	109
4.6. Simulation des essais de la série d'expériences 6 avec l'efficacité de collage des particules décrite par la fonction F_{mp} (en bleu) et comparaison avec les simulations effectuées avec le modèle issu du projet HAIC (en vert) ainsi qu'avec les données expérimentales (pointillés rouges)	111
4.7. Comparaison des simulations de l'essai R172 en utilisant la fonction F_{mp} avec la modèle d'érosion issu du projet HAIC (en vert) et avec le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse (en bleu)	112
4.8. Évolution de l'efficacité de collage en fonction de f_l pour plusieurs jeux des constantes : $A = 0.31$, $B = 25.0$ et $C = 4.0$ pour la fonction F_{mp} ; $A = 0.32$, $B = 10.0$ et $C = 4.0$ pour la fonction F_{mp}^* ; $A = 0.34$, $B = 5.0$ et $C = 4.0$ pour la fonction F_{mp}^{**} - Les pointillées rouges symbolisent la fonction idéale	113
4.9. Évolution des formes de glace des essais R17 (en bas) et R233 (en haut) pour différents couples de valeurs de (F_{ε_D}, C) , les valeurs de références étant : $F_{\varepsilon_D} = 6.8 \times 10^7$ et $C = 0.006$	114
4.10. Taux d'érosion η_{er} en fonction de l'abscisse curviligne des essais R17 (en bas) et R233 (en haut) pour chaque couples de valeurs de (F_{ε_D}, C) de la figure 4.9	115
4.11. Évolution des formes de glace des essais R17, R67 et R101 de la série 1 pour différentes valeurs de L , comparaison avec les formes de glace expérimentales (pointillés rouges)	116
4.12. Taux de dissipation de l'énergie cinétique ε_f tracé en fonction du diamètre des particules d à des nombres de Mach de 0.25 (courbe bleue), de 0.40 (courbe rouge) et de 0.48 (courbe verte) pour différentes valeurs du couple (m, k)	118
4.13. Simulation d'accrétion de l'essai R699 d'une durée de 317s avec le couple $(m = 0.5, k = 5.0 \times 10^{13})$ et comparaison avec la hauteur de glace expérimentale (pointillés rouges)	119
4.14. Comparaison des débits massiques de glace érodée \dot{m}_{er} ainsi que les résultats des simulations des essais R17 (en haut) et R233 (en bas) effectuées avec une seule classe particulaire et en injectant la distribution de 20 classes décrites dans le tableau 4.2	120
4.15. Exemples de formes de glace obtenues lors des expériences du NRC - Adaptée de Currie <i>et al.</i> [35, 37]	120

4.16. Équilibre des débits massiques de glace accumulée \dot{m}_{acc} , érodée \dot{m}_{er} et accrétée \dot{m}_{ice} de l'essai R699 pour trois différentes configuration du modèle d'érosion : (a) prenant en compte un K variable et la fragmentation des particules, (b) prenant en compte un K variable mais pas la fragmentation des particules, et (c) prenant en compte la fragmentation des particules mais avec un K constant ($K = 1.0$) - Les simulations des formes de glace correspondantes sont tracées en (d)	122
4.17. Évolution du taux d'érosion η_r en fonction de l'abscisse curviligne de l'essai R699 pour plusieurs valeurs de σ_{el}	124
5.1. Visualisation des formes de glaces calculées à chaque itération de la méthode <i>multi step</i> de l'essai R114, chevauchement du maillage à l'itération 6 sur 10 (à gauche), fraction massique d'eau liquide f_l calculée au voisinage du point d'arrêt (à droite)	129
5.2. Simulations des essais de la série 7 avec les modèles d'érosion et d'efficacité de collages des particules développés au cours de cette thèse (courbes bleues) et ceux issus du projet européen HAIC (courbes vertes). Comparaison avec les formes de glace expérimentales (pointillés rouges)	130
5.3. Comparaison des épaisseurs de glace au point d'arrêt des essais des séries 6 et 7	130
5.4. Comparaison des débits massiques surfaciques de cristaux déposés calculés pour l'essai R67 avec la fonction $F(\eta_m)$ du régime <i>glaciated</i> et la fonction unifiée $\varepsilon_S(\eta_m, f_l)$	131
5.5. Simulations des essais de la série 1 pour lesquelles $M = 0.25$ avec le modèle d'érosion de type Finnie et Bitter, et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC (en haut). Comparaison avec les formes de glace expérimentales (en bas) - Images expérimentales adaptées de Currie <i>et al.</i> [37]	132
5.6. Taux de croissance de la glace au point d'arrêt de l'essai R67, calculé en utilisant le nouveau modèle d'érosion et mesuré expérimentalement	133
5.7. Simulations des essais de la série 2 pour lesquelles $M = 0.40$ avec le nouveau modèle d'érosion et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC (en haut). Comparaison avec les formes de glace expérimentales (en bas) - Images expérimentales adaptées de Currie <i>et al.</i> [37]	133
5.8. Simulations de l'essai R1286 de la série 3 avec le nouveau modèle d'érosion et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC (à gauche). Comparaison avec l'expérience (à droite) - Image expérimentales adaptées de Currie <i>et al.</i> [36]	134
5.9. Simulations des essais R699 de la série 4 et R754 de la série 5 avec le modèle d'érosion développé au cours de cette thèse, et avec le modèle d'érosion issu du projet HAIC. Comparaison avec l'expérience - Image expérimentales adaptées de Currie <i>et al.</i> [35]	135
5.10. Comparaison des hauteurs de glace au point d'arrêt des essais des séries 1 à 5	136
6.1. Schéma des différents éléments constituant un turboréacteur double corps double flux - Adaptée de L'avionnaire [1]	142
6.2. Schéma d'une cellule de volume Ω_i , de surface σ_i , d'arête l_j et de barycentre p_i	145
6.3. Système multicouche pour la modélisation de l'accrétion de glace - D'après [117]	150
6.4. Comparaison des formes de glace (à gauche) et des débits massiques surfaciques de cristaux déposés $\dot{m}_{dep,S}$, de glace accrétée \dot{m}_{acc} , de glace érodée \dot{m}_{er} et de la fraction massique d'eau liquide capturée au sein de la couche de glace α_l (à droite)	152
6.5. Comparaison entre les formes de glace simulées avec la méthode <i>one step</i> (courbe verte) et <i>multi step</i> (courbe bleue) avec l'épaisseur de glace expérimentale (pointillés rouge) et avec la forme observée par Currie <i>et al.</i> [37] pour 382 s d'accrétion de l'essai R67	153
6.6. Distribution du taux d'érosion total η_{er} entre les phénomènes de coupage $\eta_{er,C}$ et de déformation plastique $\eta_{er,D}$	154
6.7. Chainage d'un calcul de givrage complet en utilisant la méthode de mise à jour des normales	154

6.8.	Schéma du calcul itératif de la méthode de mise à jour des normales, l'angle d'impact est de plus en plus rasant au fur et à mesure des itérations	155
6.9.	Simulations des essais R67 et R1286 avec les méthodes <i>one step</i> et <i>multi step</i> de l'outil IGLOO2D et avec les méthodes <i>one step</i> et de mise à jour des normales du solveur FILM	156
7.1.	Sectional view of the ALF502R-5A Honeywell turbofan engine, zoom on the single stage LPC illustrating the Inlet Guide Vane (IGV) stator, the rotor blade (RB) and the Exit Guide Vane (EGV) stator tandem - Adapted from [153]	160
7.2.	Image of accretion at the second stator EGV trailing edge and on the Nozzle (upper duct wall) - Adapted from [153]	161
7.3.	Grid blocks used for the different geometrical domains of ALF502R-5A engine	163
7.4.	Particles impinging surface mass flux of PRB simulation normalised in respect to the inlet injection mass flux	164
7.5.	Normalised impinging surface mass flux on the Nozzle wall for the three simulation points	164
7.6.	RPB simulation - Cumulative normalized mass flux against the normalised duct height at several mixing planes	165
7.7.	RPB simulation - Mean particle diameter across several mixing planes	165
7.8.	Particles melt ratio calculated accross the EGV domain of HP simulation	167
7.9.	Particles melt ratio η_m calculated in a plane across the IGV, RB and EGV domains of the three simulation points	168
7.10.	Ice thickness simulation for PC, PRB and PH points	169
8.1.	Vue des différents composants du moteur étudié : entrée moteur en haut à gauche (issu de Papadakis <i>et al.</i> [112]) et fan en haut à droite (issu de Stralizar <i>et al.</i> [136]) - Adaptée de Aouizerate <i>et al.</i> [6]	172
8.2.	Distribution en taille des particules pour le calcul de référence	174
8.3.	Maillage de la géométrie entière (à gauche) et zoom sur la partie compresseur basse pression (à droite)	174
8.4.	Evolution du diamètre moyen des particules au passage des plans de mélange du moteur pour les trois distributions étudiées ainsi qu'avec un régime moteur plus élevé	176
8.5.	Diamètre des particules impactant le <i>Nozzle</i> du compresseur basse pression en fonction de leur taux de fonte η_m pour les trois distributions étudiées ainsi qu'avec un régime moteur plus élevé	177
8.6.	Taux de fonte η_m des particules impactant le <i>Nozzle</i> du compresseur basse pression pour les trois distributions étudiées	178
8.7.	Débits massiques de particules impactant la paroi <i>Nozzle</i> simulés pour les trois distributions considérées	178
8.8.	Épaisseurs de glace obtenues dans le domaine EGV pour les simulations des distributions PSD_1 , PSD_2 et PSD_3 en prenant en compte ou non l'érosion de la couche de glace	179
8.9.	Épaisseurs de glace pour une durée de 120s, simulées dans le domaine EGV pour la distribution de référence PSD_1 , avec la méthode de mise à jour des normales pour différents pas de temps	180
8.10.	Evolution de la T_{wb} dans le domaine EGV pour les simulations des deux vitesses de rotation du moteur considérées	181
8.11.	Débit massique de particules déposées sur la paroi <i>Nozzle</i> , l'extrados de l'aube RB et l'intrados des aubes IGV et EGV pour les simulations des deux régimes moteur	182
8.12.	Épaisseurs de glace simulées dans le domaine EGV pour les deux vitesses de rotation du moteur $\omega_{rot,1}$ et $\omega_{rot,2}$	183

Liste des tableaux

1.1.	Conditions d'essais des expérimentations réalisées au banc RATFac du NRC par Currie <i>et al.</i> [36, 37, 35]	23
1.2.	Conditions d'essais des expérimentations réalisées à l'Université de Braunschweig par Baumert <i>et al.</i> [15] - Tous les essais sont opérés pour un nombre de Mach de 0.12, à pression atmosphérique, pour un <i>MVD</i> des cristaux et des gouttelettes de 80 μm et avec un air saturé en humidité	28
1.3.	Épaisseurs de glace numériques et expérimentales des séries 1 ($M = 0.25$) et 2 ($M = 0.40$) mesurées au point d'arrêt en fonction du taux de fonte des cristaux	50
2.1.	Concentration volumique en particules solides <i>IWC</i> , liquide <i>LWC</i> et rapport <i>LWC/TWC</i> des essais de la série 6 réalisées par Baumert <i>et al.</i> [15]	60
3.1.	Synthèse des expressions du modèle d'érosion de Finnie et Bitter pour le calcul du taux d'érosion η_{er} - Rappels : $v_{el} = \frac{\pi^2}{2\sqrt{10\rho_p}}\sigma_{el}^{\frac{5}{2}}\left(\frac{1-\nu_s^2}{E_s} + \frac{1-\nu_p^2}{E_p}\right)^2$ et $\theta_c = \arctan\left(\frac{K}{2}\right)$	81
3.2.	Conditions d'essai des essais R17 et R233 réalisés au banc RATFac par Currie <i>et al.</i> [37] (voir section 1.2.1)	87
4.1.	Calcul du taux de collage des cristaux F_{mp} des essais de la série 6 avec l'équation 4.2, et fraction massique d'eau liquide f_l^g correspondantes - Les essais pour lesquels l'érosion n'est pas négligeable figurent en rouge	107
4.2.	Répresentation en 20 classes de la distribution en taille des particules utilisée par Currie <i>et al.</i> [34] pour les essais des séries 1 et 2, chaque classe étant caractérisée par une fraction massique de 0.05	121
4.3.	Évolution des angles des cônes d'accrétion simulés pour différentes valeurs de σ_{el}	124
5.1.	Synthèse des conditions opératoires des essais constituant la base de validation du modèle d'érosion	128
7.1.	Relative and absolute errors between simulated static pressure P_s , total pressure P_t , static temperature T_s , total temperature T_t and flow rate Q and the corresponding measurement values in the EGV area	162
8.1.	Distribution en taille des particules PSD_1	173
8.2.	Pression, température et débit moyennés dans les plans d'entrée du moteur et de sortie des veines primaires et secondaires pour les deux régimes moteurs, les paramètres d'entrée des simulations sont en italiques	175

Nomenclature

Lettres grecques

α_l	Fraction massique d'eau liquide capturée par la porosité de la glace	–
η_{er}	Taux d'érosion	–
η_m	Taux de fonte des cristaux	–
ε_D	Énergie unitaire de déformation	J/m^3
ε_f	Taux de dissipation de l'énergie cinétique par fragmentation	–
ε_S	Efficacité de collage	–
κ	Courbure locale	m^{-1}
ω_{rot}	Vitesse de rotation de l'axe moteur	rad/s
ϕ	Sphéricité de la particule	–
Φ	Porosité de la glace	–
σ	Tension de surface	J/m^2
σ_{el}	Limite d'élasticité	Pa
ν	Coefficient de Poisson	–
θ	Angle d'impact	rad
ξ	Coefficient de restitution de l'énergie cinétique	–
ξ_l	Fraction massique d'eau liquide déposée sur la paroi	–

Lettres latines

C	Efficacité de coupage	–
C_D	Coefficient de traînée	–
C_g	Vitesse du son dans le matériau non endommagé	m/s
C_p	Capacité calorifique spécifique	$J/K/kg$
D	Paramètre d'endommagement	–
$D_{v,a}$	Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air	m^2/s
E	Module d'Young	Pa
e_σ	Énergie de surface	J/m^2
F_D	Force de traînée	N
F_{ε_D}	Facteur de proportionnalité pour l'énergie unitaire de déformation	–
f_l	Fraction massique d'eau liquide présente sur la paroi	–
F, F_{gl}	Fonction de l'efficacité de collage des cristaux en régime <i>glaciated</i>	–
F_{mp}	Fonction de l'efficacité de collage des cristaux en régime <i>mixed phase</i>	–
F_s	Facteur de forme	–
G	Fonction de saturation maximale du milieu poreux	–
H	Taux de remplissage du milieu poreux	–
h_{ice}	Épaisseur de glace	m
h_l	Épaisseur de film liquide	m
h_t	Coefficient de transfert convectif	$W/m^2/K$
IWC	Concentration volumique en eau solide	kg/m^3
K	Rapport des aires de contact	–
k_a	Conductivité thermique de l'air	$W/m/K$
\mathcal{L}	Paramètre de Vidaurre et Hallett	–
L_f	Chaleur latente de fusion de l'eau	J/kg

L_s	Chaleur latente de sublimation de l'eau	J/kg
L_v	Chaleur latente de vaporisation de l'eau	J/kg
LWC	Concentration volumique en eau liquide	kg/m^3
LWR_S	Ratio d'eau liquide impliquée dans le processus d'accrétion	–
MVD	Diamètre volumique moyen	m
Q_e	Énergie de déformation élastique	J
Q_f	Énergie de fragmentation	J
Q_p	Énergie de déformation plastique	J
Q_{pe}	Énergie potentielle de déformation élastique	J
Q_S	Énergie d'activation pour la formation de fissures	$J/K/mol$
RH	Humidité relative	–
TAT	Température totale de l'air ambiant	K
T_r	Température de récupération	K
T_{wb}	Température de thermomètre mouillé	K
TWC	Concentration volumique en eau (solide et liquide)	kg/m^3
V_b	Volume du pont capillaire	m^3
V_c	Volume érodé par coupage	m^3
V_d	Volume érodé par déformation plastique	m^3
$Y_{g,v}$	Fraction massique de vapeur d'eau	–
$X_{g,v}$	Fraction molaire de vapeur d'eau	–

Acronymes

EASA	European Union Aviation Safety Agency
EGV	Exit Guide Vane
EHWG	Engine Harmonization Working Group
EIWG	Engine Icing Working Group
FAA	Federal Aviation Administration
HAIC	High Altitude Ice Crystal
HPC	High Pressure Compressor
ICC	Ice Crystal Consortium
IGV	Inlet Guide Vane
LPC	Low Pressure Compressor
MUSIC-haic	3D Multidisciplinary Tools for the Simulation of In-Flight Icing due to High Altitude Ice Crystals
PSD	Particle Size Distribution
PSL	Propulsion System Laboratory
RATfac	Research Altitude Test facility
RB	Rotating Blade
SLD	Supercooled Large Droplet

Indices

a	Air
acc	Accumulation
c	Cristaux
cl	Partie liquide des cristaux
cs	Partie solide des cristaux
d	Gouttelette
dep	Dépôt

ej	Ejection
er	Erosion
ev	Evaporation
f	Fusion
imp	Impact
L	Liquide
p	Particule
rbi	Eau liquide ruisselante entrant
rbo	Eau liquide ruisselante sortant
S	Solide
sol	Solidification
sub	Sublimation

Bibliographie

- [1] L'avionnaire. visité le 17-07-2020, url : <https://www.lavionnaire.fr/MotorTurboReact.php>.
- [2] Manuel théorique de la chaîne cedre. 2014.
- [3] European Aviation Safety Agency. Certification specifications and acceptable means of compliance for large aeroplanes cs-25, amendment 16.
- [4] K. AL-KHALIL, E. IRANI, and D. MILLER. Mixed phase icing simulation and testing at the cox icing wind tunnel. *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. doi : 10.2514/6.2003-903.
- [5] S. ANTONYUK, S. HEINRICH, N. DEEN, and H. KUIPERS. Influence of liquid layers on energy absorption during particle impact. *Particuology*, 7 :245-259, 08 2009. doi : 10.1016/j.partic.2009.04.006.
- [6] G. AOUIZERATE, V. CHARTON, M. BALLAND, J.M. SENONER, P. TRONTIN, C. LAURENT, G. BLANCHARD, and P. VILLEDIEU. Ice crystals trajectory calculations in a turbofan engine. 06 2018. doi : 10.2514/6.2018-4130.
- [7] H. ARABNEJAD, A. MANSOURI, S.A. SHIRAZI, and B.S. McLAURY. Development of mechanistic erosion equation for solid particles. *Wear*, 332-333 :1044 - 1050, 2015. 20th International Conference on Wear of Materials.
- [8] B. AUPOIX. Revisiting the discrete element method for predictions of flows over rough surfaces. *Journal of Fluids Engineering*, 138(3) :31205, 2016. doi : 10.1115/1.4031558.
- [9] E. AYAN and S. OZGEN. Modification of the extended messinger model for mixed phase icing and industrial applications with taice. doi : 10.2514/6.2017-3759.
- [10] S. BANSMER, A. BAUMERT, S. SATTLER, I. KNOP, D. LEROY, A. SCHWARZENBOECK, T. JURKAT-WITSCHAS, C. VOIGT, H. PERVIER, and B. ESPOSITO. Design, construction and commissioning of the braunschweig icing wind tunnel. *Atmospheric Measurement Techniques*, 11 :3221-3249, 06 2018. doi : 10.5194/amt-11-3221-2018.
- [11] G. BARNOCKY and R.H. DAVIS. Elastohydrodynamic collision and rebound of spheres : Experimental verification. *The Physics of Fluids*, 31(6) :1324-1329, 1988. doi : 10.1063/1.866725.
- [12] T.P. BARTKUS, J.C. TSAO, and P.M. STRUK. Analysis of experimental ice accretion data and assessment of a thermodynamic model during ice crystal icing. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-2016.
- [13] A. BAUMERT. Experimental and numerical studies on ice crystal icing of civil aircraft. *Technische Universität Braunschweig*, 2018.
- [14] A. BAUMERT, S. BANSMER, S. SATTLER, H. PERVIER, and B. ESPOSITO. Simulating natural ice crystal cloud conditions for icing wind tunnel experiments - a review on the design, commissioning and calibration of the tu braunschweig ice crystal generation system. doi : 10.2514/6.2016-4053.
- [15] A. BAUMERT, S. BANSMER, P. TRONTIN, and P. VILLEDIEU. Experimental and numerical investigations on aircraft icing at mixed phase conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 123, 08 2018. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.02.008.

-
- [16] C. BIDWELL and D. RIGBY. Ice particle analysis of the honeywell alf502 engine booster. 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2131.
- [17] J.G.A. BITTER. A study of erosion phenomena part i. *Wear*, 6(1) :5 – 21, 1963. doi : [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(63\)90003-6](https://doi.org/10.1016/0043-1648(63)90003-6).
- [18] J.G.A. BITTER. A study of erosion phenomena : Part ii. *Wear*, 6(3) :169 – 190, 1963. doi : [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(63\)90073-5](https://doi.org/10.1016/0043-1648(63)90073-5).
- [19] E. BONACCURSO, T. HAUKE, P. VILLEDIEU, P. TRONTIN, E. IULIANO, E. MONTREUIL, E. NORDE, A. MILLER, D. KINTEA, and I. ROISMAN. Haic deliverable d64.2 - ice crystal impingement models. *Technical report - HAIC*, 2017.
- [20] Air Accident Investigation Branch. Air accident monthly bulletin june 2011. 2011.
- [21] M. BRAVIN and J.W. STRAPP. A continuing investigation of diurnal and location trends in an ice crystal icing engine event database. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1964.
- [22] B. BUCK and S. HEINRICH. Collision dynamics of wet particles : Comparison of literature models to new experiments. *Advanced Powder Technology*, 30(12) :3241 – 3252, 2019. doi : <https://doi.org/10.1016/j.apt.2019.09.033>.
- [23] A.J. BUCKNELL, M. MCGILVRAY, D. GILLESPIE, G. JONES, and B. COLLIER. A three-layer thermodynamic model for ice crystal accretion on warm surfaces : Emm-c. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1963.
- [24] A.J. BUCKNELL, M. MCGILVRAY, D. GILLESPIE, G. JONES, A. REED, and B. COLLIER. Experimental studies of ice crystal accretion on an axisymmetric body at engine-realistic conditions. doi : 10.2514/6.2018-4223.
- [25] A.J. BUCKNELL, M. MCGILVRAY, D. GILLESPIE, L. PARKER, P. FORSYTH, H. SAAD IFTI, G. JONES, B. COLLIER, and A. REED. Experimental study and analysis of ice crystal accretion on a gas turbine compressor stator vane. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1927.
- [26] V. CHARTON, J.M. SENONER, P. TRONTIN, and P. VILLEDIEU. Semi-empirical erosion model with particle size and liquid water content effects for ice crystal icing simulations. doi : 10.2514/6.2020-2827.
- [27] V. CHARTON, P. TRONTIN, G. AOUIZERATE, and P. VILLEDIEU. Semi-empirical modelling of erosion phenomena for ice crystal icing numerical simulation. *SAE Int. J. Adv. and Curr. Prac. in Mobility*, 2 :106–114, 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1967.
- [28] Y. CHUZEL. Caractérisation expérimentale et simulation numérique d’impacts de glace à haute vitesse. pages 1 vol. (X–171 p.), 2009. Thèse de doctorat dirigée par Combescure, Alain Mécanique Lyon, INSA 2009.
- [29] J.K. COMER and C. KLEINSTREUER. Computational analysis of convection heat transfer to non-spherical particles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(17) :3171 – 3180, 1995. doi : [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(95\)00062-E](https://doi.org/10.1016/0017-9310(95)00062-E).
- [30] European Commission. 3d multidisciplinary tools for the simulation of in-flight icing due to high altitude ice crystals. visité le 03-02-2020, url : <https://ec.europa.eu/inea/en/horizon-2020/projects/h2020-transport/aviation/music-haic>.
- [31] European Commission. High altitude ice crystals. visité le 03-02-2020, url : <https://trimis.ec.europa.eu/project/high-altitude-ice-crystals>.

- [32] J.P. CONNOLLY, M. MCGILVRAY, D. GILLESPIE, A.J. BUCKNELL, L. PARKER, G. JONES, and B. COLLIER. Two-way flow coupling in ice crystal icing simulation. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1966.
- [33] J. COUSTEIX. Couches limites laminaires et turbulentes. 1990.
- [34] T.C. CURRIE. Event-driven simulation of particle-particle and particle-surface collisions in ice crystal icing. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-2014.
- [35] T.C. CURRIE and D. FULEKI. Experimental results for ice crystal icing on hemispherical and double wedge geometries at varying mach numbers and wet bulb temperatures.
- [36] T.C. CURRIE, D. FULEKI, D.C. KNEZEVICI, and J.D. MACLEOD. Altitude scaling of ice crystal accretion. doi : 10.2514/6.2013-2677.
- [37] T.C. CURRIE, D. FULEKI, and A. MAHALLATI. Experimental studies of mixed-phase sticking efficiency for ice crystal accretion in jet engines. doi : 10.2514/6.2014-3049.
- [38] P. DARABI, K. POUATCH, M. SALCUDEAN, and D. GRECOV. A novel coalescence model for binary collision of identical wet particles. *Chemical Engineering Science*, 64 :1868–1876, 04 2009. doi : 10.1016/j.ces.2009.01.017.
- [39] R.H. DAVIS, J.M. SERAYSSOL, and E.J. HINCH. The elastohydrodynamic collision of two spheres. *Journal of Fluid Mechanics*, 163 :479–497, 1986. doi : 10.1017/S0022112086002392.
- [40] C. DENOUAL and F. HILD. A damage model for the dynamic fragmentation of brittle solids. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 183 :247–258, 03 2000. doi : 10.1016/S0045-7825(99)00221-2.
- [41] Bureau d’Enquêtes et d’Analyses pour la sécurité de l’aviation civile. Final report on the accident on 1st june 2009 to the airbus a330-203 registered f-gzcp operated by air france, flight af 447 rio de janeiro - paris. July 2012.
- [42] F. DEZITTER, A. GRANDIN, J.L. BRENGUIER, F. HERVY, H. SCHLAGER, P. VILLEDIEU, and G. ZALAMANSKY. Haic (high altitude ice crystals). June 24-27, 2013. doi : 10.2514/6.2013-2674.
- [43] H. FARID. Prédiction de la rupture fragile de la glace atmosphérique des câbles et des conducteurs des réseaux aériens de transport de l’énergie électrique par le développement des critères de rupture. *UQAC*, 2016.
- [44] H. FARID, M. FARZANEH, A. SAEIDI, and F. ERCHIQUI. A contribution to the study of the compressive behavior of atmospheric ice. *Cold Regions Science and Technology*, 121 :60 – 65, 2016. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coldregions.2015.10.007>.
- [45] M. FEULNER, S LIAO, B. ROSE, and X. LIU. Ice crystal ingestion in a turbofan engine. 2015. doi : 10.4271/2015-01-2146.
- [46] I. FINNIE. Erosion of surfaces by solid particles. *Wear*, 3(2) :87 – 103, 1960. doi : [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(60\)90055-7](https://doi.org/10.1016/0043-1648(60)90055-7).
- [47] I. FINNIE and D.H. McFADDEN. On the velocity dependence of the erosion of ductile metals by solid particles at low angles of incidence. *Wear*, 48(1) :181 – 190, 1978. doi : [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(78\)90147-3](https://doi.org/10.1016/0043-1648(78)90147-3).
- [48] A.B. FLEGEL. Ice crystal icing research at nasa glenn research center. doi : 10.2514/6.2017-4085.

- [49] Advisory Group for Aerospace Research and Development. Ice accretion simulation. 1997.
- [50] N. FROSSLING. *The evaporation of falling drops*. Harwell, Oxfordshire : UKAEA. Research Group, Atomic Energy Research Establishment, 1963.
- [51] N. FUKUTA, R.C. SAVAGE, G.J. DONOVAN, and C.M. LIU. The microphysics of snow crystal and snowflake melting. *Technical report, Utah Univ Salt Lake City*, 1982.
- [52] D. FULEKI, M. NEUTEBOOM, and J. CHALMERS. Ice crystal icing test design and execution for the alf502 vane segment in the nrc ratfac cascade rig. *SAE Int. J. Adv. and Curr. Prac. in Mobility*, 2, 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1925.
- [53] G.H. GANSER. A rational approach to drag prediction of spherical and nonspherical particles. *Powder Technology*, 77(2) :143 – 152, 1993. doi : [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(93\)80051-B](https://doi.org/10.1016/0032-5910(93)80051-B).
- [54] F. GOLLWITZER, I. REHBERG, C. KRUELLE, and K. HUANG. Coefficient of restitution for wet particles. *Physical Review E*, 86, 02 2012. doi : 10.1103/PhysRevE.86.011303.
- [55] R. GOODWIN and D. DISCHINGER. Turbofan ice crystal rollback investigation and preparations leading to inaugural ice crystal engine test at nasa psl-3 test facility. *Transactions of Japanese Society for Medical and Biological Engineering*, 51, 06 2014. doi : 10.2514/6.2014-2895.
- [56] A. GORIACHEV, V. ZHULIN, P. GORIACHEV, S. GREBENKOV, and V. SVENKOV. Experimental processing of methodical questions of modeling the atmospheric cloud containing ice crystals and mixed phase. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1922.
- [57] D.E. GRADY. Local inertial effects in dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics*, 53(1) :322–325, 1982. doi : 10.1063/1.329934.
- [58] D.E. GRADY. The spall strength of condensed matter. *Journal of Mechanics Physics of Solids*, 36(3) :353–384, January 1988. doi : 10.1016/0022-5096(88)90015-4.
- [59] D.E. GRADY and M.E. KIPP. Continuum modelling of explosive fracture in oil shale. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. ; (United States)*, 17 :3, 6 1980. doi : 10.1016/0148-9062(80)91361-3.
- [60] K.H. GRIFFIN. Impact : The theory and physical behaviour of colliding solids.w. goldsmith. arnold, london. 1960. 379 pp. diagrams. 90s. *The Journal of the Royal Aeronautical Society*, 65(606) :443–443, 1961. doi : 10.1017/S0368393100074861.
- [61] M. GRZYCH, T. TRITZ, J. MASON, M. BRAVIN, and A. SHARPSTEN. Studies of cloud characteristics related to jet engine ice crystal icing utilizing infrared satellite imagery. 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2086.
- [62] P. GUEGAN. Experimental investigation of the kinematics of post-impact ice fragments. *International Journal of Impact Engineering*, 38(10) :786 – 795, 2011. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2011.05.003>.
- [63] P. GUEGAN, R. OTHMAN, D. LEBRETON, F. PASCO, P. VILLEDIEU, J. MEYSSONNIER, and S. WINTENBERGER. Critical impact velocity for ice fragmentation. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 226(7) :1677–1682, 2012. doi : 10.1177/0954406211426639.
- [64] A. HAIDER and O. LEVENSPIEL. Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles. *Powder Technology*, 58(1) :63 – 70, 1989. doi : [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(89\)80008-7](https://doi.org/10.1016/0032-5910(89)80008-7).

- [65] D. HAMMOND, M. QUERO, P. IVEY, D. MILLER, R. PURVIS, O. MCGREGOR, and J. TAN. Analysis and experimental aspects of the impact of supercooled water droplets into thin water films. *Conference : 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 01 2005. doi : 10.2514/6.2005-77.
- [66] T. HAUKE, E. BONACCURSO, I. ROISMAN, and C. TROPEA. Ice crystal impact onto a dry solid wall. particle fragmentation. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 471 :20150399, 09 2015. doi : 10.1098/rspa.2015.0399.
- [67] T HAUKE, E. BONACCURSO, P. VILLEDIEU, and P. TRONTIN. Theoretical and experimental investigation of the melting process of ice particles. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 30(4) :946–954, 2016. doi : 10.2514/1.T4886.
- [68] T HAUKE, I. ROISMAN, and C. TROPEA. Investigation of the impact behaviour of ice particles. doi : 10.2514/6.2014-3046.
- [69] H. HERTZ. Uber die berührung fester elastischer körper (on the contact of elastic solids). page 156, 1896.
- [70] F. HERVY, S. MAGUIS, F. VIRION, B. ESPOSITO, and H PERVIER. Improvement of an altitude test facility capability in glaciated icing conditions at dga aero-engine testing. *SAE Int. J. Aerosp.*, 8 :9–14, 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2154.
- [71] A.J. HEYMSFIELD, A. BANSEMER, P.R. FIELD, S.L. DURDEN, J.L. STITH, J.E. DYE, W. HALL, and C.A. GRAINGER. Observations and parameterizations of particle size distributions in deep tropical cirrus and stratiform precipitating clouds : Results from in situ observations in trmm field campaigns. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(24) :3457–3491, 2002. doi : 10.1175/1520-0469(2002)059<3457:OAPOPS>2.0.CO;2.
- [72] M. HIGA. Size dependence of restitution coefficients of ice in relation to collision strength. *Icarus*, 133(2) :310 – 320, 1998. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1998.5938>.
- [73] A. HOLZER and M. SOMMERFELD. New simple correlation formula for the drag coefficient of non-spherical particles. *Powder Technology*, 184(3) :361 – 365, 2008. doi : <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2007.08.021>.
- [74] C. HUANG, S. CHIOVELLI, P. MINEV, J. LUO, and K. NANDAKUMAR. A comprehensive phenomenological model for erosion of materials in jet flow. *Powder Technology*, 187(3) :273 – 279, 2008. doi : <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2008.03.003>.
- [75] I.M. HUTCHINGS. A model for the erosion of metals by spherical particles at normal incidence. *Wear*, 70(3) :269 – 281, 1981. doi : [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(81\)90347-1](https://doi.org/10.1016/0043-1648(81)90347-1).
- [76] E. IULIANO. Modeling of particle impingement in presence of ice crystals. 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2140.
- [77] K.L. JOHNSON. Contact mechanics. 1985. doi : 10.1017/CB09781139171731.
- [78] A. KANTAK. Oblique collisions and rebound of spheres from a wetted surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 509 :63 – 81, 06 2004. doi : 10.1017/S0022112004008900.
- [79] M. KERMANI, M. FARZANEH, and R. GAGNON. Compressive strength of atmospheric ice. *Cold Regions Science and Technology*, 49(3) :195 – 205, 2007. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coldregions.2007.05.003>.
- [80] D. KINTEA, J. BREITENBACH, G.V. THAMMANNA, I. ROISMAN, and C. TROPEA. On the influence of surface tension during the impact of particles on a liquid-gaseous interface. *Physics of Fluids*, 28 :012108, 01 2016. doi : 10.1063/1.4939285.

-
- [81] D.M. KINTEA. Hydrodynamics and thermodynamics of ice particle accretion. *Technische Universität Darmstadt*, 2016. url : <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/5452/>.
- [82] D.M. KINTEA, I. ROISMAN, and C. TROPEA. Transport processes in a wet granular ice layer : Model for ice accretion and shedding. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 97 :461–472, 06 2016. doi : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.01.076](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.01.076).
- [83] D. KNEZEVICI, D. FULEKI, T.C. CURRIE, B. GALEOTE, J. CHALMERS, and J.D. MACLEOD. Particle size effects on ice crystal accretion - part ii. doi : [10.2514/6.2013-2676](https://doi.org/10.2514/6.2013-2676).
- [84] D. KNEZEVICI, D. FULEKI, T.C. CURRIE, and J.D. MACLEOD. Particle size effects on ice crystal accretion. doi : [10.2514/6.2012-3039](https://doi.org/10.2514/6.2012-3039).
- [85] L.D. LANDAU, E.M. LIFSHITZ, A.M. KOSEVICH, and L.P. PITAEVSKII. Theory of elasticity (third edition). 1986. doi : <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-057069-3.50008-5>.
- [86] C. LAURENT, M. BOUYGES, and V. CHARTON. Computation of ice crystals accretion using geometrical iterative method without remeshing applied to academic configurations. *à paraître*.
- [87] R.P. LAWSON, L.J. ANGUS, and A.J. HEYMSFIELD. Cloud particle measurements in thunderstorm anvils and possible weather threat to aviation. *Journal of Aircraft*, 35(1) :113–121, 1998. doi : [10.2514/2.2268](https://doi.org/10.2514/2.2268).
- [88] C. LE TOUZE, A. MURRONE, and H. GUILLARD. Multislope muscl method for general unstructured meshes. *Journal of Computational Physics*, 284 :389–418, 2015.
- [89] D. LEROY, P. COUTRIS, E. FONTAINE, A. SCHWARZENBOECK, J. STRAPP, L. LILIE, A. KOROLEV, G. McFARQUHAR, F. DEZITTER, and A. GRANDIN. Haic/hiwc field campaigns - specific findings on ice crystals characteristics in high ice water content cloud regions. 06 2016. doi : [10.2514/6.2016-4056](https://doi.org/10.2514/6.2016-4056).
- [90] N. LETERRIER. Discrétisation spatiale en maillage non-structuré de type général. pages 1 vol., 291 p., 2003. Thèse de doctorat dirigée par Giovangigli, Vincent Calcul scientifique Paris 6 2003.
- [91] M. LIEBHARD and A. LEVY. The effect of erodent particle characteristics on the erosion of metals. *Wear*, 151(2) :381 – 390, 1991. doi : [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(91\)90263-T](https://doi.org/10.1016/0043-1648(91)90263-T).
- [92] A.E.H. LOVE. A treatise on the mathematical theory of elasticity. 2013.
- [93] E.P. LOZOWSKI, J.R. STALLABRASS, and P.F. HEARTY. The icing of an unheated non-rotating cylinder in liquid water droplet-ice crystal clouds. *Laboratory technical report*, 1979.
- [94] J. LUKAS and P. BADIN. High altitude ice crystal detection with aircraft x-band weather radar. 06 2019. doi : [10.4271/2019-01-2026](https://doi.org/10.4271/2019-01-2026).
- [95] J. MA, D. LIU, and X. CHEN. Experimental study of oblique impact between dry spheres and liquid layers. *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics*, 88 :033018, 09 2013. doi : [10.1103/PhysRevE.88.033018](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.88.033018).
- [96] J. MA, D. LIU, and X. CHEN. Theoretical model for normal impact between dry sphere and liquid layer with considerable thickness. *Aerosol and Air Quality Research*, 16, 07 2016. doi : [10.4209/aaqr.2015.08.0527](https://doi.org/10.4209/aaqr.2015.08.0527).

- [97] A. MARCHANDISE. Etude du dégivrage électrothermique du bec de séparation et du premier étage statorique d'un compresseur basse pression. 2018.
- [98] J. MARWITZ, M. K. POLITOVICH, B. C BERNSTEIN, F. RALPH, P. NEIMAN, R. ASHENDEN, and J. BRESCH. Meteorological conditions associated with the atr72 aircraft accident near roselawn, indiana, on 31 october 1994s. *Bulletin of The American Meteorological Society - BULL AMER METEOROL SOC*, 78 :41–52, 1997. doi : 10.1175/1520-0477(1997)078<0041:MCAWTA>2.0.CO;2.
- [99] J. MASON, P. CHOW, and D. FULEKI. Understanding ice crystal accretion and shedding phenomenon in jet engines using a rig test. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133, 10 2010. doi : 10.1115/GT2010-22550.
- [100] J. MASON, W. STRAPP, and P. CHOW. The ice particle threat to engines in flight. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*, 9-12 January 2006. doi : 10.2514/6.2006-206.
- [101] T. MATSUO and Y. SASYO. Empirical formula for the melting rate of snowflakes. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 59(1) :1–9, 1981. doi : 10.2151/jmsj1965.59.1_1.
- [102] T. MATSUO and Y. SASYO. Melting of snowflakes below freezing level in the atmosphere. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 59(1) :10–25, 1981. doi : 10.2151/jmsj1965.59.1_10.
- [103] H.C. MENG and K.C. LUDEMA. Wear models and predictive equations : their form and content. *Wear*, 181-183 :443 – 457, 1995. 10th International Conference on Wear of Materials.
- [104] B.L. MESSINGER. Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of air speed. *Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences)*, 20, 1953.
- [105] S.K. MITRA, O. VOHL, M. AHR, and H.R. PRUPPACHER. A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. iv : Experiment and theory for snow flakes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(5) :584–591, 1990. doi : 10.1175/1520-0469(1990)047<0584:AWTATS>2.0.CO;2.
- [106] E. MOJTABA. Ice shedding from overhead electrical lines by mechanical breaking. 2005. thèse présentée à l'université du Québec à Chicoutimi.
- [107] M. NEUTEBOOM, J. CHALMERS, and T.C. CURRIE. Validation and instrumentation of a small modular multi-stage axial compressor for ice crystal icing research. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1940.
- [108] E. NORDE, J.M. SENONER, E.T.A. VAN DER WEIDE, P. TRONTIN, H.W.M. HOEIJMAKERS, and P. VILLEDIEU. Eulerian and lagrangian ice-crystal trajectory simulations in a generic turbofan compressor. *Journal of Propulsion and Power*, 35(1) :26–40, 2019. doi : 10.2514/1.B36916.
- [109] M.J. OLIVER. Validation ice crystal icing engine test in the propulsion systems laboratory at nasa glenn research center.
- [110] M.J. OLIVER. Ice crystal icing engine testing in the nasa glenn research center's propulsion systems laboratory : Altitude investigation. *SAE Int. J. Aerosp.*, 8 :33–37, 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2156.

- [111] H. PAN and P.M. RENDER. Impact characteristics of hailstones simulating ingestion by turbofan aeroengines. *Journal of Propulsion and Power*, 12(3) :457–462, 1996. doi : 10.2514/3.24057.
- [112] M. PAPADAKIS, G. ZUMWALT, J. KIM, R. ELANGO VAN, and J.R. FREUND. An experimental method for measuring droplet impingement efficiency on two- and three-dimensional bodies. 02 1986. doi : 10.2514/6.1986-406.
- [113] M. PARSI, K NAJMI, F. NAJAFIFARD, S. HASSANI, B.S. McLAURY, and S.A. SHIRAZI. A comprehensive review of solid particle erosion modeling for oil and gas wells and pipelines applications. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 21 :850 – 873, 2014. doi : <https://doi.org/10.1016/j.jngse.2014.10.001>.
- [114] J. PETROVIC. Review mechanical properties of ice and snow. *Journal of Materials Science*, 38 :1–6, 01 2003. doi : 10.1023/A:1021134128038.
- [115] L. POIRIER, E.P. LOZOWSKI, and R.I. THOMPSON. Ice hardness in winter sports. *Cold Regions Science and Technology*, 67(3) :129 – 134, 2011. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coldregions.2011.02.005>.
- [116] X. PRESTEAU. Modélisation microphysique tridimensionnelle des dépôts de givre. *Physique Atmosphérique et Océanique. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II*, 2009.
- [117] E. RADENAC, G. LINASSIER, C. LAURENT, J. PAVLOVA, and F. PETROSINO. D4.8 public report on accretion and runback models for engine environment. *STORM*, 2017.
- [118] D. RAGER and B. GOOD. Elastohydrodynamic rebound of spheres from coated surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 468 :107 – 119, 10 2002. doi : 10.1017/S0022112002001489.
- [119] R. RASMUSSEN, V. LEVIZZANI, and H. PRUPPACHER. A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. ii : A theoretical study for frozen drops of radius < 500 micrometer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41 :374–380, 02 1984. doi : 10.1175/1520-0469(1984)041<0374:AWTATS>2.0.CO;2.
- [120] R. RASMUSSEN, V. LEVIZZANI, and H. PRUPPACHER. A wind tunnel and theoretical study on the melting behavior of atmospheric ice particles : Iii. experiment and theory for spherical ice particles of radius > 500 micrometer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(3) :381–388, 1984. doi : 10.1175/1520-0469(1984)041<0381:AWTATS>2.0.CO;2.
- [121] R. RASMUSSEN and H. PRUPPACHER. A wind tunnel and theoretical study of the melting behavior of atmospheric ice particles. i : A wind tunnel study of frozen drops of radius < 500 micrometer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(1) :152–158, 1982. doi : 10.1175/1520-0469(1982)039<0152:AWTATS>2.0.CO;2.
- [122] T. RATVASKY, S. HARRAH, J. W. STRAPP, L. LILIE, F. PROCTOR, J. STRICKLAND, P. HUNT, K. BEDKA, G. DISKIN, J.B. NOWAK, T.P. BUI, A. BANSEMER, and C. DUMONT. Summary of the high ice water content (hiwc) radar flight campaigns. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-2027.
- [123] P.M. RENDER and H. PAN. Experimental studies into hail impact characteristics. *Journal of Propulsion and Power*, 11(6) :1224–1230, 1995. doi : 10.2514/3.23961.
- [124] A. RICHTER and P.A. NIKRITYUK. Drag forces and heat transfer coefficients for spherical, cuboidal and ellipsoidal particles in cross flow at sub-critical reynolds numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(4) :1343 – 1354, 2012. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.09.005>.

- [125] D.L. RIGBY, W. WRIGHT, A. FLEGEL, and M. KING. Simulation of ice particle breakup and ingestion into the honeywell uncertified research engine (hure). 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1965.
- [126] I.V. ROISMAN and C. TROPEA. Impact of a crushing ice particle onto a dry solid wall. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 471(2183) :20150525, 2015. doi : 10.1098/rspa.2015.0525.
- [127] Y. SAAD and M.H. SCHULTZ. Gmres : A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 7(3) :856–869, 1986. doi : 10.1137/0907058.
- [128] H. SCHLICHTING. Experimental investigation of the problem of surface roughness. *National Advisory Committee for Aeronautics*, (TM-823), 1937.
- [129] M. SCHREMB, K. MALICEVIC, L. REITTER, I. ROISMAN, and C. TROPEA. Material properties of granular ice layers characterized using a rigid-body-penetration method : Experiments and modeling. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-2034.
- [130] E.M. SCHULSON and P. DUVAL. Creep and fracture of ice. 2009. doi : 10.1017/CB09780511581397.
- [131] T.A. SHANNON and S.T. McCLAIN. Convection from a simulated naca 0012 airfoil with realistic ice accretion roughness variations. 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2097.
- [132] G.L. SHELDON. Similarities and Differences in the Erosion Behavior of Materials. *Journal of Basic Engineering*, 92(3) :619–626, 09 1970. doi : 10.1115/1.3425086.
- [133] J. SHIN, B. BERKOWITZ, H. CHEN, and T. CEBECI. Prediction of ice shapes and their effect on airfoil performance. *29th Aerospace Sciences Meeting, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, Nevada, 7-10 January 1991*.
- [134] G. SOLAY, E. RADENAC, R. CHAUVIN, and C. LAURENT. Simulations of ice accretion, runback and droplet re-emission in a multi-stage model of aeronautical engine. 06 2016. doi : 10.2514/6.2016-4350.
- [135] R. STANISLAV, E. GENNADY, M. MICHAIL, K. TUOMO, and L. EILA. The influence of porosity on mechanical strength of hummocks. IV :151–157, 05 1997.
- [136] A. STRAZISAR, J. WOOD, M. HATHAWAY, and K. SUDER. Laser anemometer measurements in a transonic axial-flow fan rotor. 12 1989.
- [137] P.M. STRUK, J. AGUI, T. RATVASKY, M. KING, T. BARTKUS, and J.C. TSAO. Ice-crystal icing accretion studies at the nasa propulsion systems laboratory. 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1921.
- [138] P.M. STRUK, A. BROEREN, J.C. TSAO, M. VARGAS, W. WRIGHT, T. CURRIE, D. KNEZEVICI, and D. FULEKI. Fundamental ice crystal accretion physics studies. 06 2011. doi : 10.4271/2011-38-0018.
- [139] P.M. STRUK, T.P. RATVASKY, T. BENCIC, J.F. VAN ZANTE, M.C. KING, J.C. TSAO, and T.P. BARTKUS. An initial study of the fundamentals of ice crystal icing physics in the nasa propulsion systems laboratory. doi : 10.2514/6.2017-4242.
- [140] P.M. STRUK, J.C. TSAO, and T.P. BARTKUS. Plans and preliminary results of fundamental studies of ice crystal icing physics in the nasa propulsion systems laboratory. doi : 10.2514/6.2016-3738.

-
- [141] L. TECSON and S.T. McCLAIN. Modeling of realistic ice roughness element distributions to characterize convective heat transfer. doi : 10.2514/6.2013-3059.
- [142] J.D. TIPPMANN, K. HYONNY, and J.D. RHYMER. Experimentally validated strain rate dependent material model for spherical ice impact simulation. *International Journal of Impact Engineering*, 57 :43 – 54, 2013. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2013.01.013>.
- [143] E.F. TORO. Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics : A practical introduction. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*, 01 2009. doi : 10.1007/b79761.
- [144] E.F. TORO, M. SPRUCE, and W. SPEARES. Restoration of the contact surface in the hll-riemann solver. *Shock Waves*, 4(1) :25–34, jul 1994. doi : 10.1007/BF01414629.
- [145] P. TRONTIN. Contribution to the development of models and numerical methods for fluid mechanics and icing problems. *Universite de Toulouse ; Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*, September 2019. Habilitation à diriger des recherches.
- [146] P. TRONTIN, L. BENNANI, and G. BLANCHARD. Igloo2d : User manual (v1.1.01). October 2017.
- [147] P. TRONTIN, G. BLANCHARD, A. KONTOGIANNIS, and P. VILLEDIEU. Description and assessment of the new onera 2d icing suite igloo2d. 2017. doi : 10.2514/6.2017-3417.
- [148] P. TRONTIN, G. BLANCHARD, and P. VILLEDIEU. A comprehensive numerical model for mixed-phase and glaciated icing conditions. doi : 10.2514/6.2016-3742.
- [149] P. TRONTIN and P. VILLEDIEU. A comprehensive accretion model for glaciated icing conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, 108 :105 – 123, 2018. doi : <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.06.023>.
- [150] X. TYTELMAN. Accumulation de givre sur le bord d’attaque d’une aile d’avion. visité le 03-02-2020, url : <http://www.peuravion.fr/blog/2019/04/soufflerie-givrante-eviter-pannes-accidents/onera-aile-givree/>.
- [151] M. VARGAS, C. RUGGERI, P. STRUK, M. PEREIRA, D. REVILOCK, and R. KREGER. Ice particle impacts on a flat plate. 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2099.
- [152] J. VERES, S. JONES, and P. JORGENSEN. Performance modeling of honeywell turbofan engine tested with ice crystal ingestion in the nasa propulsion system laboratory. 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2133.
- [153] J. VERES, P. JORGENSEN, and S. JONES. Modeling of highly instrumented honeywell turbofan engine tested with ice crystal ingestion in the nasa propulsion system laboratory. 06 2016. doi : 10.2514/6.2016-3895.
- [154] G. VIDAURRE and J. HALLETT. Particle impact and breakup in aircraft measurement. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 26(5) :972–983, 2009. doi : 10.1175/2008JTECHA1147.1.
- [155] P. VILLEDIEU, P. TRONTIN, G. AOUIZERATE, S. BANSMER, P. VANACORE, I. ROISMAN, and C. TROPEA. Music-haic : 3d multidisciplinary tools for the simulation of in-flight icing due to high altitude ice crystals. *SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility*, 2, 06 2019. doi : 10.4271/2019-01-1962.
- [156] P. VILLEDIEU, P. TRONTIN, and R. CHAUVIN. Glaciated and mixed phase ice accretion modeling using onera 2d icing suite. doi : 10.2514/6.2014-2199.

- [157] T. WAKEMAN and W. TABAKOFF. Measured particle rebound characteristics useful for erosion prediction.
- [158] D.J. WALKER. Determination of engine recovery after an ice accretion rollback, engine performance deterioration and health monitoring using minimal instrumentation during icing testing at nasa glenn psl3. 2016. doi : 10.2514/6.2016-3893.
- [159] M. WIDHALM, P. VILLEDIEU, P. TRONTIN, J.M. SENONER, V. BIASI, D. KINTEA, E. BONACCURSO, I. ROISMAN, C. TROPEA, E. NORDE, H. HOELJMAKERS, E. IULIANO, D. CINQUEGRANA, E. MONTREUIL, and E. AYAN. Haic deliverable d63.4 - synthesis of the trl4 benchmark on trajectory models. *Technical report - HAIC*, 2017.
- [160] F.A. WILLIAMS. Spray combustion and atomization. *The Physics of Fluids*, 1(6) :541-545, 1958. doi : 10.1063/1.1724379.
- [161] W. WRIGHT, P. JORGENSON, and J. VERES. Mixed phase modeling in glennice with application to engine icing. doi : 10.2514/6.2010-7674.
- [162] W.B. WRIGHT, P.M. STRUK, T.P. BARTKUS, and G. ADDY. Recent advances in the lewice icing model. 06 2015. doi : 10.4271/2015-01-2094.

Modélisation de l'accrétion de glace dans les turboréacteurs en condition cristaux

Le givrage est un des phénomènes atmosphériques les plus sévères pour les aéronefs et les moteurs. Les évolutions récentes de la réglementation ont étendu les exigences de certification au cas des cristaux de glace. Pour ces conditions, les moteurs d'avion doivent démontrer un fonctionnement robuste en vol. Contrairement aux gouttes en surfusion rencontrées dans les conditions de givrage habituelles, les cristaux de glace peuvent s'accréter jusqu'à très haute altitude et à température positive à l'intérieur du moteur. Les mécanismes associés sont complexes car ils font intervenir des couplages forts entre le transport des cristaux, l'aérodynamique et la thermodynamique dans l'écoulement ainsi qu'à la paroi.

L'objectif de cette thèse est de développer et valider des moyens de simulation numérique permettant de prévoir ces phénomènes. Pour remplir cet objectif, une base de données expérimentales peu étudiée précédemment a été analysée, conduisant à l'amélioration des modèles d'érosion de la couche de glace et d'efficacité de collage des cristaux développés lors de précédentes recherches. Ces nouveaux modèles permettent un meilleur accord entre les simulations numériques et les observations expérimentales, ainsi que l'extension des capacités de simulation. En parallèle, les développements ont été implémentés dans CEDRE, la chaîne de calcul multiphysique 3D de l'ONERA, et des simulations ont été réalisées sur des configurations de moteurs. La capacité de l'outil à prévoir le risque d'accrétion dans certaines conditions givrantes a ainsi pu être démontrée. Des limitations ont également été mises en évidence, ouvrant des perspectives de recherche et de développement futurs.

Mots-clefs : givrage, écoulement diphasique, thermique, cristaux de glace, turbomachine

Ice crystal icing modelling for turbojet engine

Icing has been identified as a serious issue since the start of aeronautics. The recent evolution of engine certification has extended the atmospheric domain to ice crystal. Under these conditions, aircraft engine manufacturers have to ensure a reliable in flight operability. Ice crystal accretion occurs at high altitude and with positive temperature, contrary to usual supercooled droplet icing issue. The mechanisms involved are complex with strong coupling between ice crystals, aerodynamics and thermics in the airflow as well as on the engine walls.

The purpose of this thesis is to develop and validate means of simulation to predict the accretion generated by ice crystal ingestion. To meet this objective, an experimental database which was little studied was analysed, leading to the improvement of ice layer erosion and crystals sticking efficiency models developed during previous research. These new models enable a better agreement between numerical simulations and experimental observations, as well as an extension of simulation capacities. In the meantime, the development were implemented in CEDRE, ONERA's multiphysical calculation chain, and simulations of engine configurations were realised. Thus, CEDRE operability and capacity to predict accretion risk for some icing conditions were demonstrated. Furthermore, some limitations have been identified, opening research outlooks and future developments.

Keywords : icing, two-phase flow, thermic, ice crystals, turbomachinery