



HAL
open science

Étude de l'interaction plasma-matériau : application au foudroiement des avions

Fabrice Paillous

► **To cite this version:**

Fabrice Paillous. Étude de l'interaction plasma-matériau : application au foudroiement des avions. Génie des procédés. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPAST033 . tel-03679877

HAL Id: tel-03679877

<https://theses.hal.science/tel-03679877v1>

Submitted on 27 May 2022

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.

Étude de l'interaction plasma-matériau : application au foudroiement des avions

*Study of plasma-material interaction:
application to lightning in aeronautics*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°579 : sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et
géosciences (SMEMaG)
Spécialité de doctorat : énergétique
Graduate School : Sciences de l'ingénierie et des systèmes
Référent : CentraleSupélec

Thèse préparée dans l'unité de recherche EM2C (Université Paris-Saclay, CNRS,
CentraleSupélec),
sous la direction de Anouar SOUFIANI, directeur de recherche,
le co-encadrement de Clément ZAEPFFEL, ingénieur de recherche.

**Thèse soutenue à Paris-Saclay,
le 29 mars 2022, par**

Fabrice PAILLOUS

Gabi Daniel STANCU Professeur des Universités, CentraleSupélec	Président & examinateur
Jean-Marc BAUCHIRE Professeur des Universités, Université d'Orléans	Rapporteur & examinateur
Philippe TEULET Professeur des Universités, Université Toulouse III - Paul Sabatier	Rapporteur & examinateur
Christine ESPINOSA Professeure ERE, ISAE-SUPAERO	Examinatrice
Anouar SOUFIANI Directeur de Recherche CNRS, CentraleSupélec	Directeur de thèse
Clément ZAEPFFEL Ingénieur de Recherche, ONERA	Co-encadrant

À mes grands-pères

*Des projets, nous et nos potes, on en a eu plein nos poches
Trouver la bonne idée au bon moment pour ne pas rater le coche
Quels que soient les domaines : social, culture ou dans le sport
Il nous fallait tenter notre chance, on ne pouvait pas avoir tort
Des idées les plus farfelues aux projets les plus tangibles
Étions-nous simplement têtus, rien ne paraissait inaccessible
Le plus grand des océans devenait pour nous une petite mare
Lorsque cette phrase résonnait : « je te jure ça peut chémar »*

Grand Corps Malade, *Ça peut chémar* - Midi 20

Remerciements

Une thèse est un long projet où la majeure partie est effectuée par le doctorant, mais qui dépend aussi de nombreuses interactions humaines qui permettent de guider, faire avancer et donner les moyens de réalisation des travaux. Pour cela, je ne peux pas terminer mon manuscrit sans remercier les différentes personnes que j'ai côtoyées et qui ont permis la réalisation du travail de recherche présenté dans ce mémoire.

Pour commencer, je tiens à remercier Jean-Marc Bauchire et Philippe Teulet d'avoir accepté la relecture de mon manuscrit. Je remercie également Christine Espinosa, Gabi Daniel Stancu et Frédéric Champagnat d'avoir accepté de participer au jury. Je remercie l'ensemble des membres du jury pour leurs questions et leurs remarques montrant l'intérêt qu'ils ont pu apporter à mes travaux.

Je souhaite aussi remercier mon équipe encadrante et le personnel de l'ONERA, en commençant par Anouar Soufiani, mon directeur de thèse, qui m'a apporté de la rigueur scientifique et m'a aidé à surmonter des difficultés dans des domaines tels que la spectroscopie, la physique des plasmas, la thermodynamique... Je remercie Clément Zaepffel pour sa maîtrise du banc expérimental GRIFON dont il a su me faire profiter, en allant de la réalisation des échantillons à la synchronisation des diagnostics et aussi pour sa gestion des aléas expérimentaux propres au banc d'essai. Je remercie Rafael Sousa Martins, dont j'ai repris les travaux de thèses, qui a accueilli d'une oreille bienveillante mes changements et qui m'a apporté de nombreux éléments de réflexion et conseils. Je remercie Amélie Jarnac pour la réalisation du banc et des mesures de spectroscopie qui sont présentées et analysées dans le manuscrit. Je remercie Fabien Tholin et François Pechereau pour leurs réponses à mes nombreuses questions en physique, pour leurs conseils pour la réalisation de calcul haute performance et leurs patientes les fois où j'ai saturé le calculateur SPIRO pour cumuler 10 000 h de calcul. Je remercie Philippe Lalande ancien chef de l'unité Foudre, Plasma et Applications (FPA) pour son accueil au sein de son équipe de recherche rendant possible la réalisation de cette thèse. Je remercie aussi le reste des membres de l'équipe FPA, qui aux cours de réunion informelles ou de pauses café, m'ont apporté des conseils et des éléments de réflexion.

Je remercie les membres du département Traitement de l'Information et Systèmes (DTIS), et plus particulièrement Frédéric Champagnat et Philippe Cornic, pour leurs nombreuses réponses et conseils pour la réalisation de méthodes inverses, la parcimonisation de problème, la réduction de coût de calcul et en moindre mesure l'utilisation de calcul GPU.

Je remercie les doctorants de l'équipe d'avoir été présents, avec une dédicace spéciale pour Jean Carlos Porto Hernandez, Simon Peterschmitt et Vincent Andraud, des personnes avec lesquelles j'étais proche, qui ont su être présentes dans les bons moments tout comme dans les périodes de doute. J'ai aussi une pensée pour Aymeric Bourlet, Ève Pachoud, Federico Boni, Jean-Baptiste Layly et Théo Vialis avec qui j'ai eu maintes occasions pour réinventer le monde lors de nos échanges toujours aussi plaisants.

Pour terminer cette longue liste, je tiens à remercier ma famille, mes proches et amis pour leurs encouragements, leurs conseils et leur soutien durant ces années de thèse. Je ne saurai tous les citer et je m'en voudrais d'en oublier. Je ne doute pas qu'ils se reconnaîtront à la lecture de ces lignes. Je souhaite cependant remercier spécifiquement mon père pour toutes les heures qu'il a consacrées à la relecture du manuscrit, les nombreux conseils et multiples retours qu'il m'a faits, permettant de mettre en forme un travail qui n'a pour la plupart jamais été présenté auparavant de ce mémoire et de le rendre aussi clair que possible pour le lecteur.

Abstract

Carbon fiber composite materials are increasingly used to reduce the weight of the aircraft in the latest generations. However, as these materials are not good electrical conductors, they are more vulnerable to lightning strikes than metallic materials. Therefore, studies must be performed during the design of the aircraft to ensure a safety flight after a lightning strike. Currently, the development and integration of lightning protection systems for composite materials are realized with mostly empirical methods which are expensive and time consuming. To reduce the cost of integration of these materials, many numerical models are being developed to predict the damage of composite material during lightning strike. During development, the simulation tools are validated by comparing their results to experimental measurements.

As the literature contains only few experimental measurements, this PhD was carried out to provide a database of experimental results obtained in controlled configurations, i.e. respecting the standards of the certification norms with samples designed to be reproducible. This database can be used to understand the phenomenology of damage or to validate simulation tools.

This dissertation contains three parts. The first one presents the realization of samples used to study the lightning strikes. They are consistent with aeronautical samples, and are designed to decouple the phenomena taking place at the point of lightning strike. The second part presents the study of the plasma at the lightning strike point. This analysis is carried out by monitoring the extension of the arc, shock waves, local thermodynamic properties of the arc and the diffusion of Al^+ . The third part presents the study of the damage resulting from thermal and mechanical stresses.

Keywords: electric arc, lightning, plasma, optical diagnostic, inverse problem

Résumé

Les dernières générations d'avions comportent une part croissante de matériaux de fibre de carbone afin de réduire le poids des appareils. Cependant, ces matériaux, moins bons conducteurs que le métal, sont plus vulnérables face au risque foudre. De ce fait, des études sont effectuées pendant la phase de conception de l'avion pour garantir qu'un appareil puisse terminer son vol en toute sécurité après un foudroiement. Le développement et l'intégration de systèmes de protection foudre des matériaux composites reposent sur des méthodes essentiellement empiriques, coûteuses en temps et en argent. Pour réduire le coût d'intégration de ces matériaux, des modèles numériques sont développés afin de prévoir l'endommagement d'un matériau composite lors d'un foudroiement. La validation de ces outils de simulations s'effectue par comparaison à des mesures expérimentales. Malheureusement, à ce jour, la littérature fournit peu de mesures expérimentales au niveau du point d'impact foudre, concernant l'interaction entre le plasma et le matériau.

L'objectif de cette thèse est la réalisation d'une base de données expérimentales dans des configurations maîtrisées, c'est-à-dire en respectant les standards de la norme de certification et en utilisant des échantillons dont la conception est parfaitement reproductible. Ces données peuvent servir à la fois à la compréhension de la phénoménologie de l'endommagement et comme référence pour la validation d'outils de simulation.

Ce mémoire s'organise selon trois axes principaux. Le premier présente le développement des échantillons utilisés pour l'étude du foudroiement. Ces échantillons sont conçus pour être reproductibles, pour découpler les phénomènes physiques au niveau du point de foudroiement et pour être cohérents avec les échantillons aéronautiques. Le second axe porte sur l'étude du plasma au niveau du point d'impact foudre. Elle est effectuée par le suivi de l'extension de l'arc, des ondes de choc, des propriétés thermodynamiques locales et de la diffusion de Al^+ . Le troisième axe présente l'étude de l'endommagement du matériau. Elle est réalisée par le suivi de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques et par le suivi de la contrainte mécanique appliquée aux échantillons.

Mots clés : arc électrique, foudre, plasma, diagnostic optique, problème inverse

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	17
1 INTRODUCTION	21
1.1 DU NUAGE D'ORAGE AUX ECLAIRS	21
1.1.1 FORMATION D'UNE CELLULE ORAGEUSE	21
1.1.2 L'ELECTRISATION DU NUAGE	22
1.1.3 DECHARGES ELECTRIQUES ET ECLAIRS	23
1.1.4 AMORÇAGE ET DEVELOPPEMENT DE L'ARC	25
1.2 DESCRIPTION DU FOUDROIEMENT DES AVIONS	27
1.2.1 L'ELECTRISATION DE L'AVION	29
1.2.2 AMORÇAGE DE L'ARC.....	29
1.2.3 BALAYAGE DE L'AVION	30
1.2.4 COURANT DE L'ARC	31
1.2.5 LES EFFETS DE LA FOUDRE SUR UN AVION	31
1.3 CERTIFICATION FOUDRE POUR LES EFFETS DIRECTS	32
1.3.1 ONDE DE COURANT NORMALISEE.....	33
1.3.2 LE ZONAGE	34
1.3.3 DISPOSITIF DE CERTIFICATION.....	36
1.4 ÉTAT DE L'ART	36
1.4.1 TRAVAUX EXPERIMENTAUX.....	37
1.4.2 TRAVAUX NUMERIQUES	38
1.5 OBJECTIFS DE RECHERCHE ET ORGANISATION DE LA THESE.....	41
2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODES.....	45
2.1 MATERIEL EXPERIMENTAL	45
2.1.1 BANC GRIFON	45
2.1.2 MATERIEL D'ACQUISITION	50
2.1.2.1 Mesure de courant.....	50
2.1.2.2 Imagerie rapide	50
2.1.2.3 Spectromètre et caméra intensifiée	50
2.1.3 SYNCHRONISATION DU BANC ET DES DIAGNOSTICS.....	51
2.2 LA CARACTERISATION D'UN SYSTEME LINEAIRE PAR SA REPOSE IMPULSIONNELLE	53
2.3 LA TRANSFORMEE D'ABEL	54
2.4 QUELQUES FILTRES CLASSIQUES DE TRAITEMENT DES IMAGES	55
2.4.1 FILTRES LINEAIRES	55
2.4.2 FILTRES DE DEBRUITAGE	55
2.4.2.1 Filtre gaussien.....	55
2.4.2.2 Filtre médian	56
2.4.3 FILTRE DE DETECTION DE BORD.....	56
2.4.3.1 Filtre de Sobel.....	56
2.4.3.2 Filtre de Canny.....	57
2.5 LE CALCUL DES INCERTITUDES	58
2.5.1 INCERTITUDE DE TYPE A	58
2.5.2 INCERTITUDE DE TYPE B	59
2.5.3 PROPAGATION DES INCERTITUDES POUR DES MESURES CORRELEES	59

3	<u>REALISATION DES ECHANTILLONS ET ETUDE DE L'ENDOMMAGEMENT POST-MORTEM</u>	61
3.1	DESCRIPTION STRUCTURALE DE PANNEAUX DE VOILURE ET DE FUSELAGE	62
3.1.1	STRUCTURES MULTICOUCHES DES PANNEAUX	62
3.1.2	DESCRIPTION STRUCTURELLE DES COUCHES CONSTITUTIVES DES PANNEAUX AERONAUTIQUES	62
3.1.3	SOURCES DE DIFFICULTE DES PANNEAUX AERONAUTIQUES POUR UNE ETUDE ACADEMIQUE	64
3.2	REALISATION D'ECHANTILLONS ACADEMIQUES	65
3.2.1	CHOIX DE REALISATION DES PANNEAUX ACADEMIQUES	65
3.2.2	PANNEAUX ACADEMIQUES REALISES	67
3.3	ÉTUDE POST-MORTEM	67
3.3.1	ENDOMMAGEMENT DE STRUCTURE EN ALUMINIUM	67
3.3.1.1	Influence de la présence de diélectrique	68
3.3.1.2	Influence de la géométrie du diélectrique et du niveau de courant	69
3.3.2	ENDOMMAGEMENT DES PROTECTIONS METALLIQUES	72
3.3.2.1	Normalisation des mesures d'endommagement	73
3.3.2.2	Mesures d'endommagement	74
3.3.2.3	Loi comportementale de l'endommagement	75
3.4	CONCLUSION	77
4	<u>ÉTUDE DES PROPRIETES HYDRODYNAMIQUES DU PIED D'ARC</u>	79
4.1	DESCRIPTION DES DIAGNOSTICS OPTIQUES	79
4.1.1	IMAGERIE RAPIDE	79
4.1.1.1	Montage optique	79
4.1.1.2	Méthode de détection des bords	80
4.1.1.2.1	Position du problème pour la détection de bord	80
4.1.1.2.2	Algorithme de détection	83
4.1.1.2.3	Validation de l'algorithme sur des cas expérimentaux	84
4.1.1.3	Estimation de l'incertitude de détection	84
4.1.2	STRIOSCOPIE	85
4.1.2.1	Principe de la strioscopie	85
4.1.2.2	Montage d'acquisition de strioscopie	86
4.2	CARACTERISATION DE LA GEOMETRIE DE L'ARC	87
4.2.1	ALUMINIUM AERONAUTIQUE	87
4.2.1.1	Mesure brute et incertitude	87
4.2.1.2	Morphologie de l'arc	88
4.2.1.3	Ondes de choc	90
4.2.2	ALUMINIUM AVEC DIELECTRIQUE	91
4.2.2.1	Aluminium avec une plaque de GFRP percé	91
4.2.2.1.1	Morphologie de l'arc	91
4.2.2.1.2	Ondes de choc	93
4.2.2.2	Aluminium peint	94
4.2.2.2.1	Morphologie de l'arc	94
4.2.2.2.2	Ondes de choc	95
4.2.2.3	Récapitulatif des éloignements du plasma	96
4.2.2.4	Vitesse de propagation des ondes de choc surfaciques	96
4.2.3	PROTECTIONS METALLIQUES	97
4.2.3.1	Panneau GFRP avec protections métalliques isotropes	97
4.2.3.1.1	Morphologie de l'arc	97
4.2.3.1.2	Ondes de choc	99
4.2.3.2	Panneau GFRP avec des protections métalliques commerciales	100

4.2.3.2.1	Morphologie de l'arc.....	100
4.2.3.2.2	Ondes de choc.....	102
4.2.3.3	Panneau GFRP avec protection métallique et diélectrique.....	102
4.2.3.3.1	Morphologie de l'arc.....	103
4.2.3.3.2	Ondes de choc.....	103
4.2.3.4	Synthèse des protections métalliques.....	104
4.2.3.4.1	Striction de l'arc.....	104
4.2.3.4.2	Vitesse de propagation des ondes de choc de vaporisation.....	105
4.2.4	COMPARAISON AVEC DES SIMULATIONS.....	105
4.3	CONCLUSION.....	106
5	ÉTUDE DES PROPRIETES THERMODYNAMIQUES DE L'ARC.....	109
5.1	MODELES PHYSIQUES DU RAYONNEMENT DE L'ARC.....	110
5.1.1	DESCRIPTION D'UN PLASMA.....	110
5.1.1.1	Équilibre thermodynamique total et local.....	110
5.1.1.2	Loi de Boltzmann.....	110
5.1.2	ÉMISSION DES RAIES ET DU CONTINUUM.....	111
5.1.2.1	Loi de Planck.....	111
5.1.2.2	Loi de Kirchhoff.....	111
5.1.2.3	Coefficient d'absorption et d'émission.....	112
5.1.2.4	Coefficient d'absorption de raies d'émission.....	112
5.1.2.5	Élargissement des raies.....	112
5.1.2.6	Émission du continuum.....	113
5.1.2.7	Coefficient d'absorption total.....	114
5.1.3	TRANSFERT RADIATIF.....	114
5.1.3.1	Équation du transfert radiatif.....	114
5.1.3.2	Transfert radiatif en plasma homogène.....	114
5.1.4	BASES DE RAIES.....	115
5.1.4.1	Bases de données spectrales.....	115
5.1.4.2	Bases d'élargissement Stark.....	117
5.1.4.3	Décalage Stark.....	118
5.1.4.4	Densité d'espèces.....	118
5.1.4.5	Fonction de partition.....	119
5.1.4.6	Continuum d'émission.....	120
5.2	DIAGNOSTIC DE SPECTROSCOPIE.....	120
5.2.1	CONCEPTION DU MONTAGE OPTIQUE.....	121
5.2.2	CALIBRATION DU MONTAGE OPTIQUE.....	125
5.2.2.1	Calibration spatiale et spectrale.....	125
5.2.2.2	Calibration de la sensibilité.....	125
5.2.2.3	Réponse impulsionnelle du montage.....	127
5.2.3	SELECTION DE LA ZONE SPECTRALE D'ACQUISITION.....	128
5.2.3.1	Critère de maximisation de l'entropie.....	128
5.2.3.1.1	Position du problème.....	128
5.2.3.1.2	Définition des hypothèses de travail.....	129
5.2.3.1.3	Décomposition modale des spectres.....	130
5.2.3.1.4	Probabilité de présence.....	132
5.2.3.1.5	Entropie moyenne d'une fenêtre spectrale.....	133
5.2.3.1.6	Sélection de la région spectrale.....	134
5.2.3.1.7	Vérification de la pertinence du critère entropique.....	135
5.2.3.2	Raies d'aluminium.....	138

5.2.4	ALGORITHME DE RECONSTRUCTION	139
5.2.4.1	Prétraitement des spectres.....	140
5.2.4.2	Méthode de reconstruction de proche en proche.....	141
5.2.4.2.1	Méthode de projection	141
5.2.4.2.2	Estimation de la distance entre les spectres simulés et mesurés.....	142
5.2.4.2.3	Fonction d'appareil	144
5.2.4.2.4	Estimation du gain.....	145
5.2.4.2.5	Algorithme de reconstruction	147
5.2.4.2.6	Les limites de reconstruction de la méthode de proche en proche	150
5.2.4.3	Méthode de reconstruction globale	153
5.2.4.3.1	Élaboration du principe de la méthode globale.....	153
5.2.4.3.2	Algorithme de la méthode de reconstruction globale	156
5.2.4.3.3	Estimation de l'incertitude de reconstruction	163
5.2.4.4	Comparaison des méthodes de reconstruction	166
5.3	EXPERIENCES.....	168
5.3.1	PANNEAUX D'ALUMINIUM BRUT.....	169
5.3.1.1	Espèces chimiques émettrices	169
5.3.1.2	Validation de la symétrie de l'arc.....	169
5.3.1.3	Répétabilité expérimentale.....	170
5.3.1.4	Émission parasite.....	176
5.3.1.5	Mesures sur panneau aluminium.....	178
5.3.2	PANNEAUX D'ALUMINIUM AVEC DIELECTRIQUE	183
5.3.2.1	Spectres intégrés et espèces chimiques émettrices	183
5.3.2.2	Reconstruction des propriétés radiales	186
5.3.2.3	Panneau aluminium peint	189
5.3.2.4	Comparaison du jet plasma pour différents diélectriques.....	191
5.3.3	PROTECTIONS METALLIQUES	191
5.4	CONCLUSION.....	192

6 ÉTUDE DES CONTRAINTES THERMIQUE ET MECANIQUE.....195

6.1	ÉTUDE DE LA CONTRAINTE THERMIQUE APPLIQUEE A DES PROTECTIONS METALLIQUES	195
6.1.1	DIAGNOSTIC DE SUIVI	196
6.1.2	ANALYSE DE LA GEOMETRIE DE L'ENDOMMAGEMENT.....	197
6.1.2.1	Protections isotropes	198
6.1.2.1.1	Endommagement des protections.....	198
6.1.2.1.2	Endommagement en présence de diélectrique.....	200
6.1.2.2	Protections anisotropes	201
6.1.2.2.1	Suivi de l'endommagement en l'absence de diélectrique	201
6.1.2.2.2	Suivi de l'endommagement en présence de diélectrique	202
6.1.3	MODELE DE CHANGEMENT DE PHASE	204
6.1.3.1	Formulation du modèle.....	204
6.1.3.2	Validation des hypothèses	209
6.1.3.2.1	Pertes par diffusion thermique	209
6.1.3.2.2	Pertes radiatives.....	209
6.1.4	SUIVI DES CHANGEMENTS DE PHASE	211
6.1.4.1	Analyse comparative du modèle de changement de phase avec l'émission lumineuse de l'endommagement.....	212
6.1.4.2	Analyse comparative du modèle de changement de phase avec le suivi de l'émission lumineuse.....	215
6.1.4.3	Analyse comparative du modèle de changement de phase avec l'endommagement post-	

mortem	216
6.2 ÉTUDE DE LA CONTRAINTE MECANIQUE	218
6.2.1 DIAGNOSTICS DE SUIVI DE LA DEFLEXION	219
6.2.2 THEORIE DES PLAQUES MINCES	225
6.2.3 EXPERIENCES	226
6.2.3.1 Suivi de la déflexion.....	227
6.2.3.2 Étude de la contrainte mécanique aux centres des panneaux pour des protections métalliques isotropes	227
6.2.3.3 Suivi de la déflexion radiale.....	229
6.2.3.4 Estimation du profil radial de pression	230
6.3 CONCLUSION.....	231
CONCLUSIONS GENERALES	233
<u>7 ANNEXES.....</u>	<u>237</u>
7.1 MESURES DE RAYON ET DE DEMI-LARGEUR DE L'ARC	237
7.1.1 PANNEAUX D'ALUMINIUM	237
7.1.2 PANNEAUX D'ALUMINIUM AVEC GFRP PERCEE	239
7.1.3 PANNEAUX D'ALUMINIUM PEINT	241
7.1.4 PANNEAUX DE GFRP AVEC PROTECTIONS METALLIQUES ISOTROPES	242
7.1.5 PANNEAUX DE GFRP AVEC PROTECTIONS METALLIQUES COMMERCIALES	245
7.2 BASES DE RAIES ATOMIQUES	246
7.2.1 RAIES SPECTRALES DE Al^+	247
7.2.2 RAIES SPECTRALES DE Al^{++}	249
7.2.3 RAIES SPECTRALES DE Ar^+	250
7.2.4 RAIES SPECTRALES DE N	251
7.2.5 RAIES SPECTRALES DE N^+	265
7.2.6 RAIES SPECTRALES DE O	268
7.2.7 RAIES SPECTRALES DE O^+	269
BIBLIOGRAPHIE	273

Introduction générale

La foudre est un phénomène naturel redouté dans les sociétés humaines en raison de son aspect spectaculaire et des conséquences importantes qu'elle peut entraîner. Elle se caractérise par ses dimensions pouvant s'étendre sur plusieurs kilomètres, de fortes détonations lumineuses et sonores et un aspect imprévisible de son point d'impact. Le foudroiement peut entraîner des dégâts matériels tels que des incendies ou des éboulements et aussi des dégâts humains pouvant être physique, psychologique ou léthal.

Ces aspects, aussi impressionnants que terrifiants, ont donné lieu à de nombreuses interprétations mystiques. La foudre est associée à de multiples personnages mythologiques puissants inspirant le respect tout comme la crainte et pouvant être colériques. Dans la mythologie grecque, Zeus est le dieu du ciel et maîtrise la foudre, dans la mythologie nordique Thor est le dieu du tonnerre, dans la mythologie égyptienne Seth est le dieu des orages et dans la mythologie chinoise Lei Gong (雷公) est le dieu du tonnerre tandis que Dian Mu (電母) son épouse est la déesse de la foudre. De même, les grands courants religieux contemporains tels que le christianisme ou l'islam pour ne citer qu'eux, font référence à la foudre dans leurs textes sacrés.

La foudre provient d'une activité électrique atmosphérique, les premières études permettant de le mettre en évidence ont été réalisées au XVIII^{ème} siècle. Ces travaux, initiés par Thomas-François Dalibard, ont été poursuivis par Benjamin Franklin. Le premier paratonnerre fut posé à Marly-la-Ville en 1752 sur les recommandations de Thomas-François Dalibard, il fut foudroyé 9 jours après son installation. Désormais, les systèmes de protection face à la foudre se sont généralisés sous différentes formes. Malgré cela, la foudre continue à faire des dégâts dans nos sociétés. Les incendies de bâtiments, les coupures des réseaux électriques ou téléphoniques ou encore des destructions de matériels électroniques suite à un foudroiement sont encore d'actualité.

Le monde aéronautique n'échappe pas à cette problématique. Les constructeurs d'avion doivent garantir le retour d'un appareil en toute sécurité même après un important foudroiement. Ce sujet de recherche, délaissé pour les avions avec un fuselage métallique, devient un point crucial avec l'utilisation croissante des matériaux composites.

Les matériaux composites en fibre de carbone sont principalement utilisés en raison de leurs propriétés mécaniques qui leur permettent d'avoir une solidité comparable au métal pour un poids plus faible. Cette réduction de poids permet de diminuer la consommation de carburant et d'améliorer les performances de l'avion. Ces matériaux sont aussi intéressants pour leurs importantes résistances à la corrosion et à la fatigue mécanique. Cela contribue à réduire le coût d'exploitation et à améliorer l'efficacité des avions. La plasticité des matériaux composites facilite la réalisation de formes

complexes réduisant ainsi le nombre de pièces du fuselage ou de la voilure et donc le nombre de joints et de fixations nécessaires pour l'assemblage. Ces avantages sont cependant contrebalancés par le coût élevé de la conception des pièces, provenant de l'utilisation de matériaux relativement nouveaux dont les procédés de fabrication sont complexes, et le coût de réparation qui est supérieur à l'aluminium. À cela s'ajoute le problème de la faible conductivité des matériaux composites en fibre de carbone, qui est bien inférieure à celle du métal, les rendant vulnérable au foudroiement. Afin d'utiliser des matériaux composites pour des parties de l'avion exposées au risque foudre, tel que le fuselage ou la voilure, des systèmes de protection adaptés doivent être mis en œuvre pour prémunir la formation d'endommagement critique.

Pour remédier à cette faiblesse, les matériaux composites sont protégés par des protections métalliques. La peau d'un avion est alors constituée d'un ensemble stratifié composé d'un matériau composite en fibre de carbone, d'une protection métallique et d'une couche de peinture. Le développement de ces assemblages stratifiés fait l'objet d'études paramétriques basées sur l'expérience. Cependant, le nombre important de paramètres à considérer dans ces études rend ces approches empiriques coûteuses en temps et en argent, en raison de l'importante diversité des matériaux composites, des protections métalliques et des caractéristiques de la peinture.

Des modèles numériques sont développés activement afin de réduire le coût d'intégration des matériaux composites pour les nouvelles générations d'avions. Malheureusement, la nature complexe et multiphysique de l'interaction du plasma avec le matériau au niveau du point d'impact de la foudre rend délicat le développement de modèles de simulation. En effet, pour être complet, les modèles de simulation doivent considérer les contraintes thermique, mécanique et électrique, permettre de simuler la physique du plasma et celles des matériaux et être en 3 dimensions pour considérer l'anisotropie des matériaux et la tortuosité de l'arc. Pour ces raisons, différentes approximations sont mises en œuvre afin de simplifier les modèles et minimiser la puissance de calcul nécessaire. Selon les travaux, le plasma peut être approximé par des contraintes supposées a priori qui sont appliquées à la surface du matériau, le nombre de dimensions peut être réduit, les effets de gaines peuvent être négligés, les matériaux composites peuvent être assimilés à des matériaux homogènes dont les propriétés sont décrites par des tenseurs... L'objectif primordial étant toujours de trouver un compromis entre la complexité du développement du modèle, le coût de calcul du modèle et le réalisme physique des prédictions.

Outre ces difficultés de réalisation, une limitation pour le développement de modèles de simulation provient de la faible quantité de mesures en conditions réelles permettant la validation des codes numériques. En effet, la validation de ces derniers nécessite de comparer les prédictions des codes de simulation à des mesures expérimentales effectuées dans des configurations maîtrisées permettant une reproductibilité expérimentale. Or le faible nombre de mesures réalisées dans des conditions représentatives et au niveau de courant d'un arc foudre constitue

actuellement un point bloquant pour le développement et la validation de codes de simulation.

L'objectif de ces travaux est la réalisation de mesures expérimentales dans des configurations comparables à un foudroiement réel où l'ensemble des paramètres de l'expérience, tel que le niveau de courant ou la réalisation des échantillons, sont parfaitement maîtrisés. Ce mémoire tâchera d'apporter des éléments de réponse aux questions suivantes :

- Quelle est l'influence du niveau de courant sur l'arc et sur l'endommagement ?
- Comment l'expansion de l'arc est contrainte par le matériau ? Quelles sont les ondes de choc qui se propagent proche des échantillons ? Quelles sont les caractéristiques au cours du temps de l'arc et des ondes de chocs ? Quels sont les couplages qui se forment entre le plasma et les échantillons ?
- Comment les protections métalliques et la peinture influencent l'endommagement des échantillons ? Comment s'effectue l'endommagement des protections mécaniques lors du foudroiement ? Quelle est la contrainte mécanique engendrée par le foudroiement ?

Le déroulement du mémoire est le suivant :

Le premier chapitre présente le cadre général de la problématique de la foudre dans le contexte aéronautique, ainsi que l'état de l'art expérimental et numérique.

Le second chapitre présente le banc d'essai foudre et le matériel d'acquisition, ainsi que différents concepts d'optique et de traitement d'image utilisés dans la suite du mémoire.

Le troisième chapitre porte sur la réalisation d'échantillons dits académiques permettant l'étude du foudroiement dans des conditions comparables aux conditions réelles. Ces échantillons sont réalisés pour permettre de découpler les différentes interactions entre le plasma et les échantillons et pour garantir une bonne reproductibilité de fabrication. L'endommagement final de ces échantillons après un essai foudre est analysé en fin de ce chapitre.

Le quatrième chapitre porte sur l'étude de la morphologie de l'arc foudre et des ondes de chocs au cours du temps pour divers échantillons. Plusieurs tendances sont identifiées en fonction des caractéristiques des échantillons.

Le cinquième chapitre porte sur l'étude des propriétés thermodynamiques locales de l'arc foudre au cours du temps, c'est-à-dire des valeurs locales de la température, de la pression, de la densité électronique et de la fraction d'aluminium proche de l'échantillon. Un suivi de la diffusion dans le plasma des ions Al^+ est aussi effectué et

présenté dans ce chapitre.

Le sixième chapitre porte sur l'étude des contraintes thermique et mécanique appliquées aux échantillons lors du foudroiement. Pour cela, un suivi temporel de l'endommagement des protections métalliques et de la contrainte mécanique est effectué.

1 Introduction

1.1 DU NUAGE D'ORAGE AUX ECLAIRS	21
1.1.1 FORMATION D'UNE CELLULE ORAGEUSE	21
1.1.2 L'ELECTRISATION DU NUAGE	22
1.1.3 DECHARGES ELECTRIQUES ET ECLAIRS	23
1.1.4 AMORÇAGE ET DEVELOPPEMENT DE L'ARC	25
1.2 DESCRIPTION DU FOUDROIEMENT DES AVIONS	27
1.2.1 L'ELECTRISATION DE L'AVION	29
1.2.2 AMORÇAGE DE L'ARC.....	29
1.2.3 BALAYAGE DE L'AVION	30
1.2.4 COURANT DE L'ARC	31
1.2.5 LES EFFETS DE LA FOUDRE SUR UN AVION	31
1.3 CERTIFICATION FOUDRE POUR LES EFFETS DIRECTS	32
1.3.1 ONDE DE COURANT NORMALISEE.....	33
1.3.2 LE ZONAGE	34
1.3.3 DISPOSITIF DE CERTIFICATION.....	36
1.4 ÉTAT DE L'ART	36
1.4.1 TRAVAUX EXPERIMENTAUX.....	37
1.4.2 TRAVAUX NUMERIQUES	38
1.5 OBJECTIFS DE RECHERCHE ET ORGANISATION DE LA THESE.....	41

Ce chapitre pose le contexte général dans lequel s'inscrivent les travaux de recherche effectués dans le cadre de ce doctorat sur l'étude de l'interaction plasma-matériaux appliqué aux foudroiements des aéronefs. Tout d'abord, une entrée en matière est effectuée avec une présentation des processus naturels conduisant à la formation des éclairs. Ce qui mènera à introduire la foudre dans le contexte aéronautique et à aborder l'état de l'art des travaux expérimentaux et de simulation dans le domaine. Pour finir, le déroulement du mémoire est présenté en fin de ce chapitre.

1.1 Du nuage d'orage aux éclairs

La foudre est un phénomène naturel consistant en une décharge électrique entre deux régions chargées électriquement de charges opposées. L'arc foudre ainsi généré est traversé par un important courant électrique et peut s'étendre sur plusieurs kilomètres. L'émission lumineuse engendrée par l'arc est communément désignée par le mot éclair et sa manifestation sonore est appelée tonnerre.

1.1.1 Formation d'une cellule orageuse

Les nuages d'orage, aussi appelés cumulonimbus, sont le résultat d'instabilités atmosphériques. Plusieurs types de cumulonimbus existant, nous abordons ici uniquement le cas de la formation d'une cellule orageuse. La cellule orageuse est engendrée par la présence d'une masse d'air chaud et humide. De par sa faible densité, cette masse d'air s'élève naturellement. Sa température diminue ensuite avec l'altitude, ce qui provoque la condensation de la vapeur d'eau en microgouttelettes, qui se

solidifient ensuite en cristaux de glace. Ces transformations thermodynamiques exothermiques forment des sources de chaleur qui alimentent le mouvement convectif ascendant de la masse d'air. Les vitesses d'ascension peuvent atteindre plusieurs dizaines de $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La masse d'air se stabilise au niveau de la tropopause, située en fonction de la latitude entre 8 et 16 km d'altitude. Au-delà de cette altitude la température augmente de nouveau et d'importants vents horizontaux sont présents, ce qui stoppe l'ascension et étend alors horizontalement la masse d'air, qui prend alors la forme d'une enclume caractéristique des cumulonimbus. Le stade de maturité, alors atteint s'accompagne de fortes précipitations et d'apparition fréquente d'éclairs. Le stade de dissipation commence lorsque la convection ascendante n'est plus suffisante pour maintenir les particules d'eau en suspension et que l'activité électrique de l'orage s'arrête.

Le champ électrique au niveau d'un nuage d'orage atteint des valeurs de l'ordre de la dizaine de $\text{kV}\cdot\text{m}^{-1}$, ce qui est bien supérieur au champ électrique moyen à la surface de la terre dont les valeurs varient entre -50 et $-400 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$ par beau temps. Cette différence témoigne de la présence d'une zone de charge d'espace à l'intérieur du nuage.

1.1.2 L'électrisation du nuage

L'électrisation d'un nuage est un phénomène complexe s'expliquant par la contribution conjointe de deux mécanismes : un mécanisme collisionnel et un processus convectif.

Les collisions entre les hydrométéores ont pour effet de charger les plus légers (comme les cristaux de glace) d'une charge positive, tandis que les hydrométéores les plus lourds (comme les grêlons), sont chargés négativement. De par leur poids, les hydrométéores les plus légers sont convectés vers la partie supérieure du nuage, tandis que les plus lourds restent dans la partie inférieure, formant ainsi une charge d'espace sur l'ensemble du nuage.

Lorsque le caractère bipolaire du nuage est établi avec des champs électriques suffisamment importants, une captation et un transport des charges positives ont lieu, du sol vers le nuage. Une partie des charges est neutralisée par les charges négatives présentes dans la partie basse du nuage, le restant des charges positives s'agglomère dans la partie inférieure du nuage, créant ainsi une structure tripolaire (figure 1.1).

En considérant une approche électrostatique, le nuage orageux est équivalent à une capacité chargée d'une charge de 100 C, pour une tension maximum de l'ordre de 100 MV et une énergie d'environ 10^{10} J (Bazelyan & Raizer, 2000). La foudre correspond à un phénomène de décharge électrique dans l'atmosphère permettant de vider cette capacité par recombinaison des charges électriques.

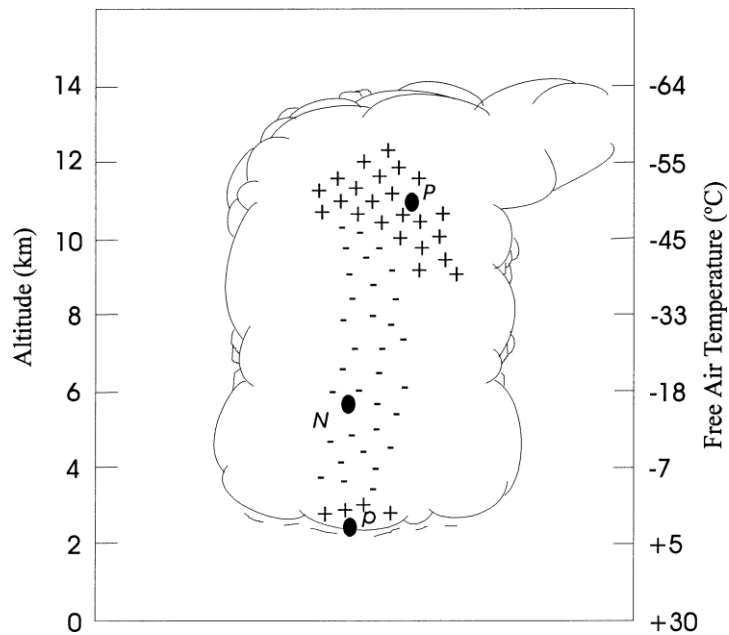


Figure 1.1 - Distribution typique des charges électriques dans un cumulonimbus (AE-2 Lightning Committee, 2005a).

1.1.3 Décharges électriques et éclairs

De nombreuses décharges électriques sont présentes dans l'atmosphère en fonction de l'altitude (figure 1.2). Les jets bleus, les farfadets et les elfes, souvent désignés par leurs équivalents anglais, blue jet, sprite et elf, sont les décharges les plus impressionnantes de par leur taille. Cependant, ces événements étant difficilement observables depuis la terre, ils demeurent peu connus. Les différences de forme, de dimension et de couleur s'expliquent par la diminution de la pression et les changements de composition chimique de l'atmosphère avec l'altitude.

Les éclairs, correspondant aux décharges électriques formées au niveau de la troposphère, se divisent eux aussi en plusieurs catégories en fonction de la nature des éléments reliés et de leurs polarisations (figure 1.3) :

- Les éclairs nuage-sol, notés *CG* pour *Cloud to Ground*, se développent entre le nuage et le sol, principalement vers la fin de vie d'une cellule orageuse. En fonction du point d'attache dans le nuage, deux polarités de décharge existent. Lorsque l'éclair part d'une partie du nuage chargé négativement, l'éclair transporte une charge négative et est nommé coup négatif (-CG). Cette polarité est la plus observée, elle représente 90 % des éclairs CG (Cooray, 2015; Rakov & Uman, 2003). Le coup positif (+CG) a lieu lorsque le point d'attache du nuage est chargé positivement. Cette polarité plus rare génère des éclairs souvent plus puissants.
- Les éclairs intra-nuage, notés *IC* pour *Intra Cloud*, se développent entre deux régions d'un même nuage chargées de charges opposées, principalement pendant la phase de début de vie de la cellule orageuse et pendant la phase de maturité. Ce type d'éclair, représentant 80 % de l'activité électrique, est le plus

fréquent.

- Les éclairs nuage-nuage, notés *CC* pour *Cloud to Cloud*, se développent entre deux cellules orageuses. Ce type d'éclair est plus rarement observé.

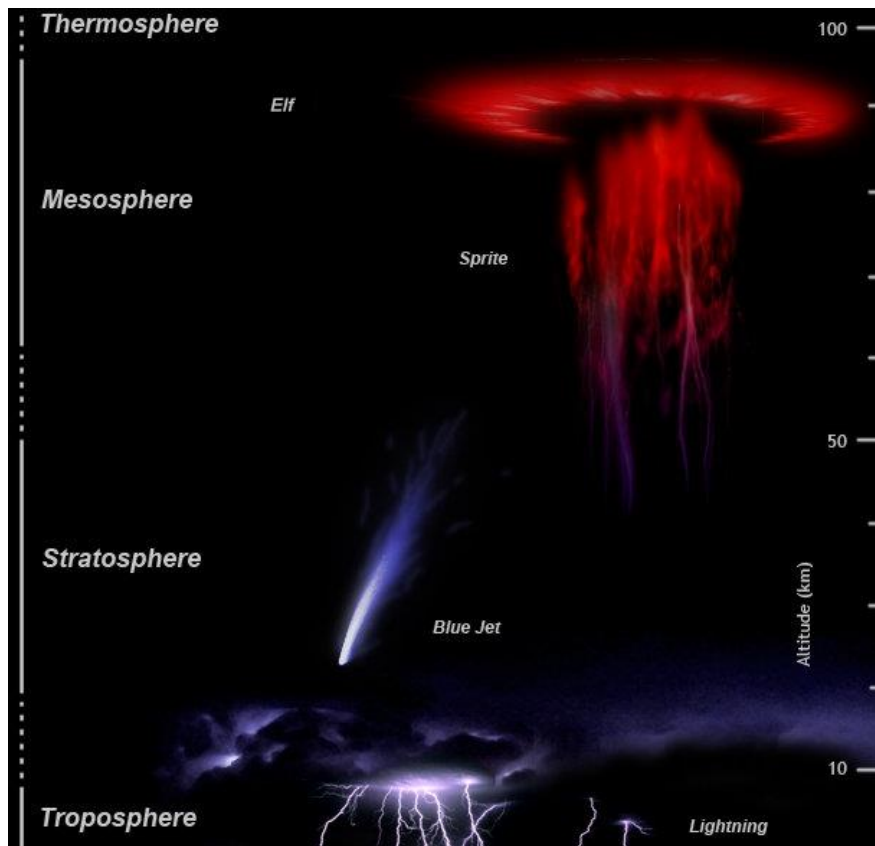


Figure 1.2 - Décharges électriques naturelles dans l'atmosphère (source : Wikipédia).

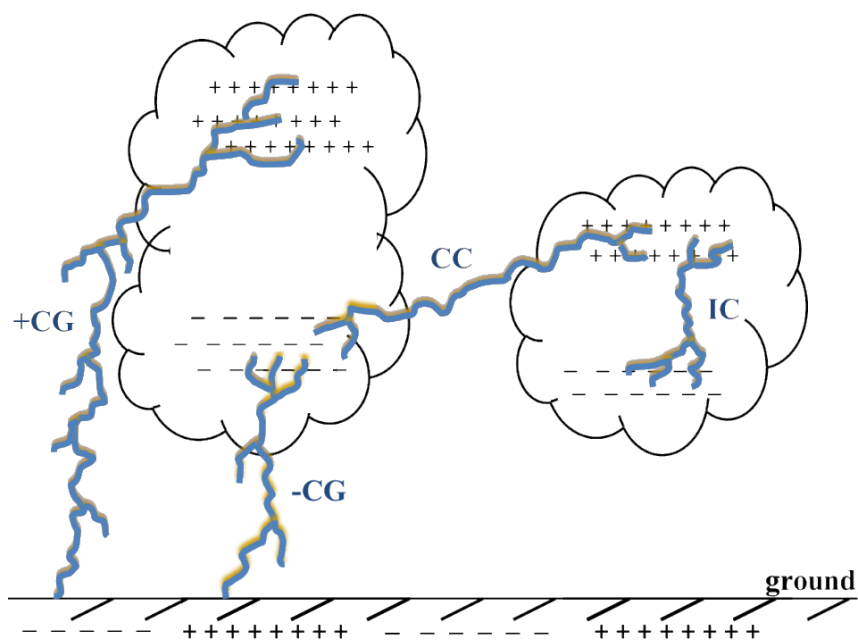


Figure 1.3 - Représentation des différentes catégories d'éclair (Sousa Martins, 2016).

1.1.4 Amorçage et développement de l'arc

L'amorçage de la foudre est un mécanisme complexe qui demeure encore un sujet de recherche actuel. En effet, de l'activité électrique est observé dans un cumulonimbus bien que le champ électrique présent dans le nuage soit dix fois plus faible que le champ de claquage de l'air sec à pression atmosphérique de $3,6 \text{ MV.m}^{-1}$. Des mesures de champ électrique dans le nuage, réalisées dans les travaux de Marshall et al. (Marshall et al., 1995), ont permis de mettre en évidence l'existence d'une valeur seuil du champ électrique à partir de laquelle un éclair est susceptible de se former (figure 1.4). Cette valeur du champ d'amorçage, appelée *breakeven field*, diminue avec l'altitude selon la relation $E_{be}(z) = \pm 202 \exp(-z/8,4) \text{ kV.m}^{-1}$, avec z en km.

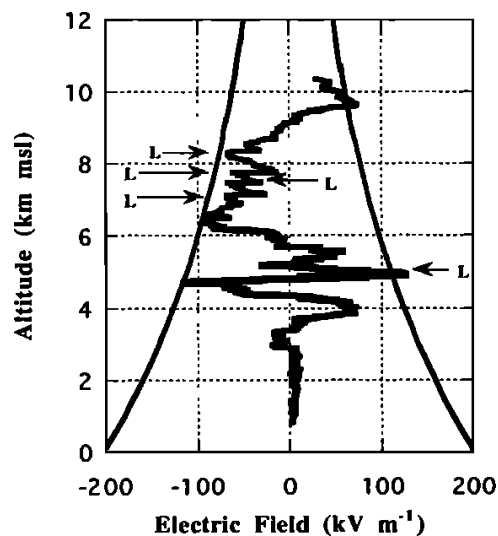


Figure 1.4 - Mesure du champ électrique dans un cumulonimbus avec une représentation de la valeur seuil du champ pour laquelle un éclair est susceptible de se former. Chaque « L » indique une discontinuité du champ générée par un éclair (Marshall et al., 1995).

Pour expliquer l'apparition d'éclairs, deux grandes théories existent actuellement :

La première théorie repose sur la présence d'hydrométéores, telles que les gouttes ou les cristaux, qui par leurs tailles et leurs propriétés diélectriques provoquent une amplification locale du champ permettant le claquage de l'air (Cooray, 2015; Solomon et al., 2001).

La seconde théorie repose sur la présence d'électrons « runaway » générés par des rayons cosmiques. Ces électrons de haute énergie déclenchent, par effet d'avalanche électronique, une ionisation de l'air (Gurevich et al., 1999; Solomon et al., 2001).

Plus récemment, des scénarios hybrides ont été considérés (Petersen et al., 2008). Le point de jonction entre les deux théories repose sur la nécessité d'une amplification locale du champ pour permettre à l'ionisation de donner naissance au canal d'arc.

Une fois la décharge amorcée, elle se propage sous la forme d'une décharge bidirectionnelle (figure 1.5) à une vitesse de 10^5 m.s^{-1} (Mazur & Ruhnke, 1998). Les

précurseurs positifs se propagent dans le sens du champ tandis que les précurseurs négatifs se propagent dans le sens opposé (Mazur, 1989). Le canal conducteur formé par la décharge amplifie localement le champ électrique au niveau de ses extrémités, ce qui permet d'entretenir la propagation de la décharge selon deux directions jusqu'à la jonction entre le nuage et la terre. Des ramifications se forment lorsque les précurseurs pénètrent dans des zones de charge d'espace.

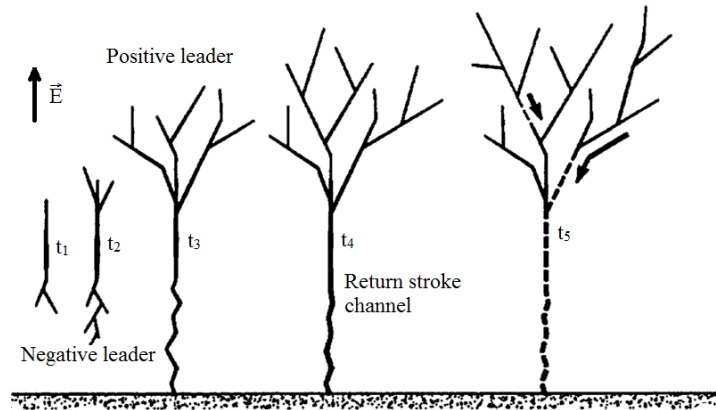


Figure 1.5 - Développement au cours du temps d'une décharge bidirectionnelle entre le sol et un nuage (Mazur, 2002).

Une fois la jonction réalisée entre le sol et le nuage, une impulsion électrique de fort ampérage se propage dans le canal conducteur (figure 1.6). Cette impulsion appelée onde de retour peut atteindre une valeur pic de 500 kA en quelques microsecondes (Cooray & Rakov, 2012). Elle est suivie d'une onde continue de plus faible ampérage (figure 1.6), de plusieurs centaines d'ampères durant plusieurs centaines de millisecondes. Au cours de la durée de vie d'un éclair, des ondes de retour secondaires (figure 1.6) de plus faible ampérage se développent dans le canal pendant et après la phase continue (Rakov & Uman, 2003). L'émission lumineuse de l'éclair provient principalement des ondes impulsionnelles, qui peuvent chauffer le canal conducteur jusqu'à plusieurs centaines de milliers de degrés lors du passage des ondes de retour (Ripoll et al., 2014).

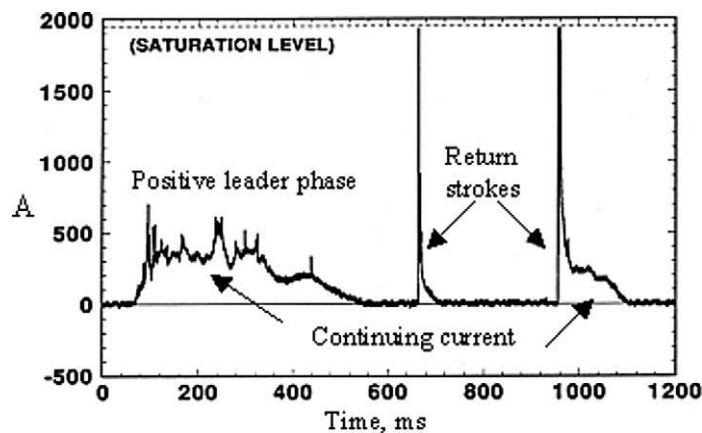


Figure 1.6 - Mesure du courant d'un éclair montrant la superposition des composantes continues et impulsionnelles (Mazur, 2002).

1.2 Description du foudroiemnt des avions

Le foudroiemnt d'avion est un événement courant, chaque avion étant foudroyé en moyenne une fois toutes les 1 000 à 10 000 heures de vol. La probabilité de foudroiemnt dépend de nombreux paramètres, tel que la géométrie de l'avion, la phase du vol ou encore la région géographique. Pour les avions de ligne, cela représente approximativement un foudroiemnt par an. Afin de s'assurer qu'un avion puisse achever son vol en toute sécurité, même après un important foudroiemnt, sa conception est réalisée conformément à la norme de certification CS-25 (CS-25 Amendment 24, 2020). Cette norme concerne l'ensemble des avions de type gros porteurs.

La probabilité de foudroiemnt d'un avion dépend aussi des régions survolées. La carte mondiale présentant la densité moyenne d'éclairs (figure 1.7) montre que la probabilité d'observer un éclair est quasiment nulle aux pôles ou au-dessus des océans. Cette probabilité augmente au-dessus des terres et elle est maximale dans les régions chaudes et humides, telles qu'en Afrique centrale. Cette probabilité varie aussi en fonction de la période de l'année et du moment de la journée.

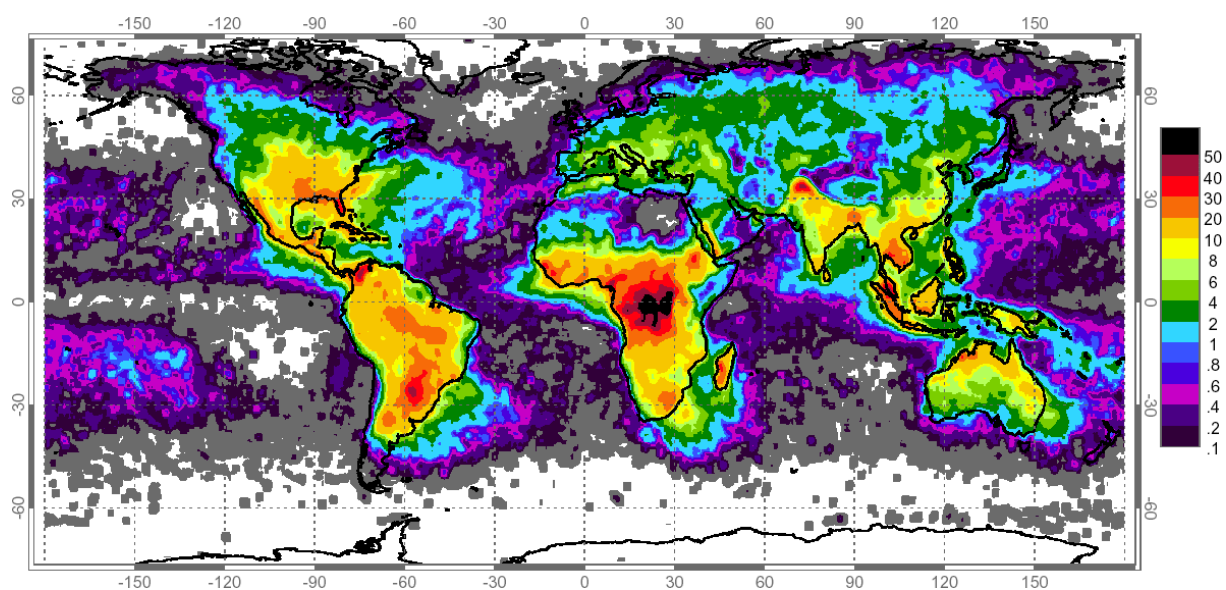


Figure 1.7 - Carte de la densité moyenne d'éclair entre 1995 et 2001 en éclair.km².an⁻¹ (source : NASA).

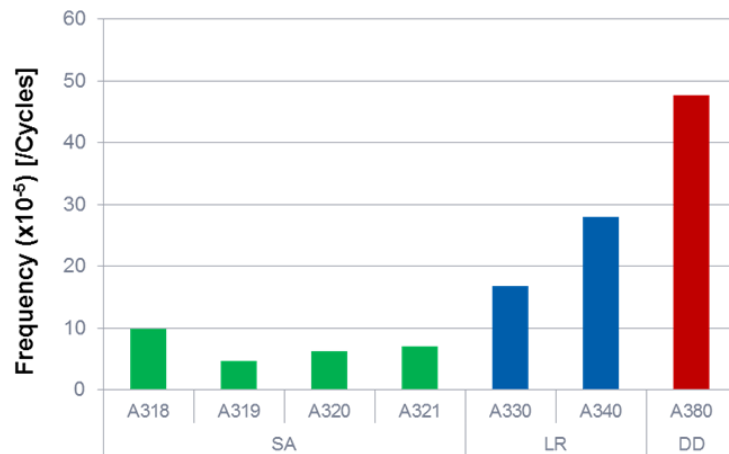
Afin d'améliorer la compréhension phénoménologique des conditions de foudroiemnt des aéronefs, les constructeurs effectuent de nombreuses études statistiques sur leurs appareils en service (Fay & Bigand, 2015; Fustin et al., 2015).

L'étude effectuée par Airbus (Fay & Bigand, 2015) sur ses avions en fonctionnement entre 2008 et 2014 montre une forte corrélation entre la taille des avions et le nombre de foudroiemnts par cycle (figure 1.8). Cette différence entre les modèles d'avion provient aussi de la notion de cycle, qui inclut le décollage, l'atterrissage et le temps de vol. Un avion long-courrier parcourant une distance par cycle plus grande qu'un

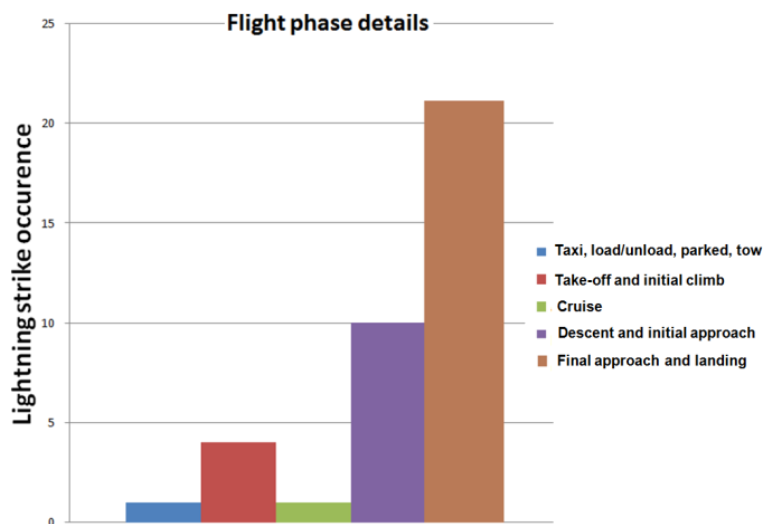
1 Introduction

avion moyen-courrier a logiquement une probabilité plus élevée d'être foudroyé durant un cycle. De même, les avions de court, moyen et long-courriers ne parcourent pas les mêmes régions géographiques lors de leurs vols. Ces différences de plan de vol peuvent aussi expliquer des variations de fréquence de foudroiement entre les modèles.

Une seconde étude, effectuée par Dassault Aviation (Fustin et al., 2015) sur les modèles F900, F2000 et F7X en activité durant la période 2003 à 2013 (figure 1.8.b), met en évidence la dépendance entre la probabilité de foudroiement et la phase de vol. En particulier, le risque de foudroiement est maximal durant la phase de descente et d'atterrissage ce qui représente 84 % des cas, le risque est plus faible durant la phase de décollage, correspondant à 10 % des cas et il est quasiment nul durant la phase de croisière, représentant seulement 3 % des cas.



(a)



(b)

Figure 1.8 - Statistiques de foudroiement d'avions en service. (a) Fréquences de foudroiement par cycle de plusieurs modèles d'avion Airbus de 2008 à 2014 (Fay & Bigand, 2015). (b) Nombre de foudroiements en fonction de la phase du vol pour des avions Dassault Falcon (F900, F2000 et F7X) entre 2003 et 2013 (Fustin et al., 2015).

1.2.1 L'électrification de l'avion

La conductivité électrique d'un avion, qui est supérieure à celle de l'air ambiant, ainsi que sa géométrie, qui comprend de nombreuses courbures, participent à l'amplification du champ électrique proche de l'appareil. Au niveau des zones les plus aiguës telles que le nez, les extrémités de la voilure et des gouvernes, le champ électrique peut atteindre 5 à 10 fois le niveau du champ électrique atmosphérique (figure 1.9), cela étant suffisant pour initier des décharges couronnes et éventuellement des leaders positifs.

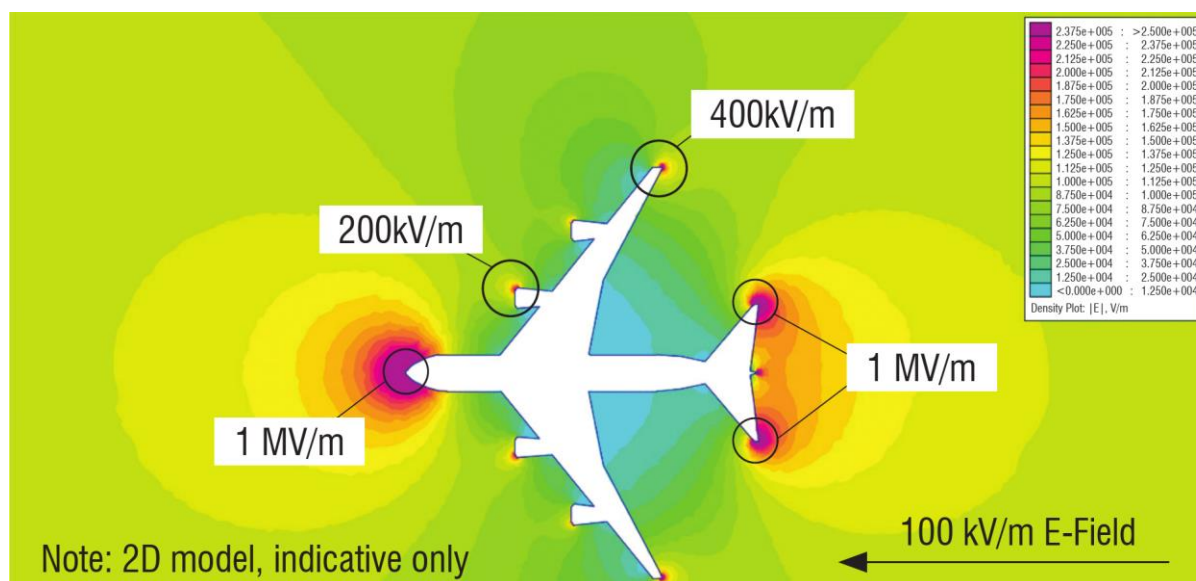


Figure 1.9 - Simulation indicative 2D du champ électrostatique d'un avion plongé dans un champ ambiant de 100 kV.m^{-1} (Morgan et al., 2012).

D'un point de vue électrique, l'avion est une masse flottante. En conséquence, l'avion est uniquement un élément de passage du courant. Lors du foudrolement, il y a formation d'un point d'entrée et d'un point de sortie courant. De plus, l'avion se charge par friction avec l'air et par accumulation des hydrométéores chargés. Les différentes parties de l'avion peuvent être séparées électriquement, en raison de jonction diélectrique, ce qui peut conduire à une polarisation de l'avion avec des zones chargées positivement et d'autres chargées négativement.

1.2.2 Amorçage de l'arc

Des leaders se forment aux extrémités de l'avion au niveau des régions où le champ électrique est le plus élevé. Un leader positif se forme en premier dans la direction inverse au champ électrique, ce qui a pour effet de charger négativement l'avion et causer la formation d'un leader négatif à l'extrémité opposée de l'avion. Si le champ ambiant n'est pas suffisant, cette double décharge s'éteint spontanément. Ces décharges peuvent se produire plusieurs fois sans pour autant conduire au foudrolement de l'avion. Dans 90 % des cas (Moreau et al., 1992), cette décharge bidirectionnelle permet d'initier l'arc foudre (figure 1.10.a) et dans les 10 % restant, ces

leaders permettent d'intercepter un éclair naturel qui se serait développé en l'absence d'avion (figure 1.10.b). Cette phase d'amorçage dure quelques millisecondes.

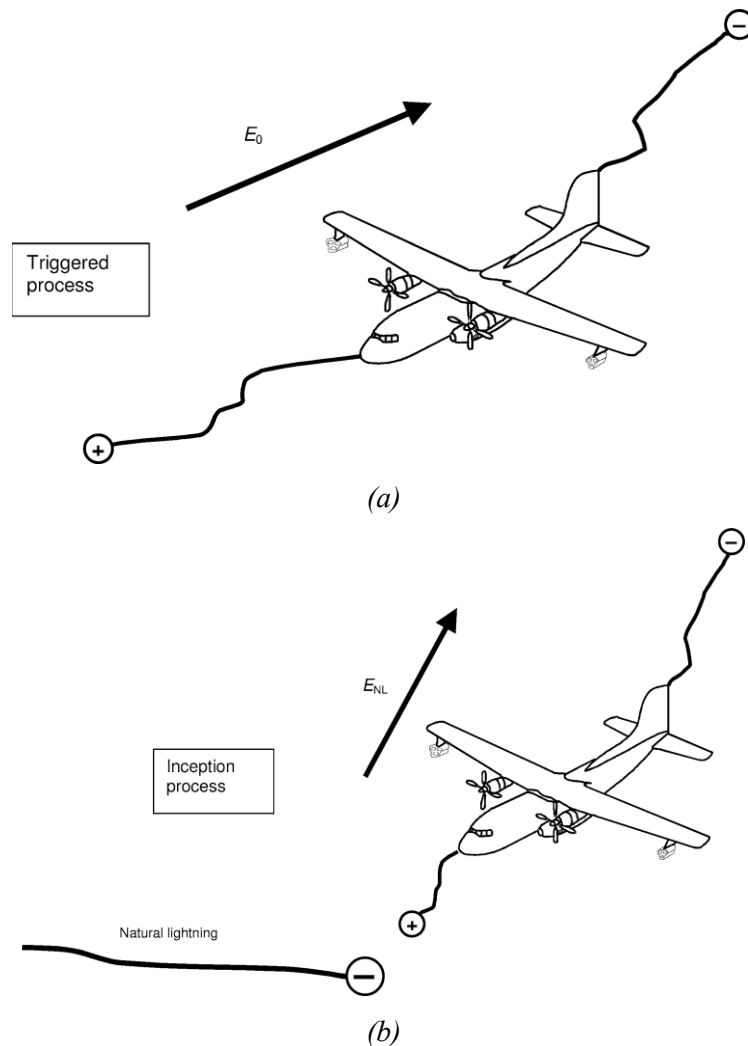


Figure 1.10 - Les deux mécanismes menant au foudroiement de l'avion par la formation d'un leader bidirectionnel. (a) L'avion déclenche la formation de l'éclair. (b) L'avion intercepte une décharge naturelle (Larsson, 2002).

1.2.3 Balayage de l'avion

Une fois le canal de l'arc foudre formé, le chemin du courant est fixé pour la durée de vie de l'éclair. Cependant, la durée de vie de l'éclair étant de quelques centaines de millisecondes et la vitesse de l'avion de l'ordre de 100 m.s^{-1} , l'avion se déplace par rapport au canal pendant la durée de l'éclair. En conséquence si le point d'attache a lieu sur l'avant de l'avion, le radôme ou les bords de bord d'attaque, ce point d'attache va se déplacer par saut en direction de l'arrière de l'avion (représenté en bleu sur la figure 1.11). Dans le référentiel de l'avion, le point d'attache recule, ce qui est communément appelé le balayage. Lorsque le point d'attache se forme au niveau d'une extrémité regardant l'arrière de l'avion, l'arc ne pouvant pas se déplacer sur la structure de l'avion, c'est la colonne d'arc qui s'allonge pour maintenir l'existence d'un canal

conducteur (représenté en rouge sur la figure 1.11). Une fois que les deux points d'attache se sont rejoints, les deux arcs fusionnent en un seul et l'éclair termine son existence à l'extérieur de l'avion (instant t_5 de la figure 1.11).

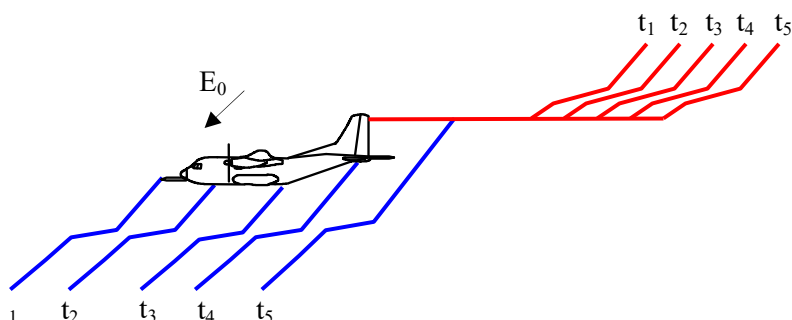


Figure 1.11 - Balayage d'un arc foudre sur un avion observé dans le référentiel de l'avion (Chemartin, 2008).

1.2.4 Courant de l'arc

Lors d'un foudrolement, le courant circulant dans un avion se décompose en plusieurs étapes successives (figure 1.12). Pendant les premières millisecondes, des décharges d'amorçage de l'arc génèrent de courtes impulsions de courant, pouvant atteindre 10 kA, qui sont séparées aléatoirement de 5 et 300 μ s. Cette étape est appelée *Burst*. Une fois l'amorçage terminé, des ondes de courant impulsionnelles, de plusieurs dizaines de milliers d'ampères dites *arc de retour*, et des ondes de courant continu, de quelques centaines d'ampères, se superposent pendant l'étape de balayage. La dernière étape a lieu lorsque l'avion sort du chemin électrique de l'arc. L'éclair termine alors sa vie normalement dans l'atmosphère.

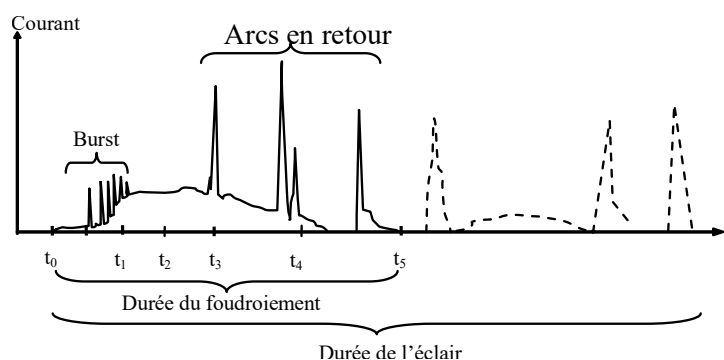


Figure 1.12 - Courant typique d'un éclair lors du foudrolement d'un aéronef (Chemartin, 2008).

1.2.5 Les effets de la foudre sur un avion

Une fois l'arc foudre initié, un courant électrique circule dans le fuselage, ainsi que dans les parties internes de l'avion afin de rejoindre les deux points d'attache. La distribution du courant dépend de l'impédance des différents chemins électriques qui varie dans le temps (Parmantier et al., 2012). De par la présence de phases impulsionnelles, l'impédance est la somme des propriétés résistives des matériaux et des effets d'inductance.

Le foudroiement d'un aéronef peut engendrer des dommages au niveau des points d'impact, mais aussi le long des régions de circulation du courant. Ces dommages sont classés selon deux catégories :

- Les effets directs correspondants à l'ensemble des effets d'endommagement liés à la formation du canal d'arc foudre et au passage du courant dans l'avion. Les contraintes associées sont thermique, électrique et mécanique.
- Les effets indirects concernent le couplage électromagnétique des ondes de courant impulsionnelles intenses avec les équipements électriques de l'avion. Des informations supplémentaires sur les effets indirects sont présentes dans les travaux en références (Parmantier et al., 2012; Punekar & Kandasamy, 2011; Thottappillil, 2002).

La contrainte thermique s'exerce au niveau des points d'attache de la foudre ainsi que dans les parties de l'avion où circule un important courant électrique. Au niveau des points d'attache la contrainte thermique est due au transfert du flux thermique de la colonne d'arc effectué par conduction et par rayonnement (Chemartin et al., 2012; Sousa Martins et al., 2020), aux recombinaisons des ions du plasma avec le matériau et au chauffage par effet joule. Cela peut provoquer une érosion, une perforation ou une déformation du fuselage. À l'intérieur de l'avion, l'effet joule peut entraîner la formation de points chauds, l'explosion et la vaporisation des conducteurs. Le chauffage par effet joule est d'autant plus important que les matériaux sont résistifs.

La contrainte mécanique, principalement présente au niveau des points d'attache de l'arc foudre, est maximale pendant les pics de courant. Au niveau du point d'attache, elle est due à la suppression de la colonne d'arc, qui forme une onde de choc radiale, au confinement de l'explosion des matériaux (Bigand, 2020; Bigand et al., 2019), à l'éjection de la peinture par conservation de la quantité de mouvement et à la force de Laplace engendrée par le passage du courant et de son champ magnétique induit. Loin du point d'attache, seule l'interaction magnétique avec le courant contribue à cette contrainte, qui peut conduire à des ruptures, des percements et des délaminations des matériaux.

La contrainte électrique est engendrée par circulation du courant dans l'avion. Au niveau des points de jonction entre des matériaux conducteurs séparés par un diélectrique, tel que des fixations (Layly, 2019), de la résine entre les fibres d'un composite ou de l'oxydation, des arcs de claquage peuvent se former. Ces décharges électriques peuvent délaminer les matériaux composites ou conduire à la perte d'un appareil, si elles ont lieu au niveau d'un réservoir.

1.3 Certification foudre pour les effets directs

Les avions sont conçus pour voler par tout temps. Le risque de foudroiement étant important, il doit être considéré lors de la conception des avions. Les directives de développement et de certification sont formalisées par des organismes de

normalisation, tel que EUROCAE (European Organization for Civil Aviation Equipment) et SAE (Society of Automotive Engineers).

1.3.1 Onde de courant normalisée

Les recommandations ARP5412 (AE-2 Lightning Committee, 2005a) et ED-84 (EUROCAE, 2013a) définissent une forme d'onde de courant normalisée pour les essais foudre, dont le niveau de courant est supérieur à 98 % des valeurs de courant mesurées au sol pour des foudroiements naturels. L'onde normalisée se décompose en une succession de quatre ondes de courant appelées A, B, C et D (figure 1.13).

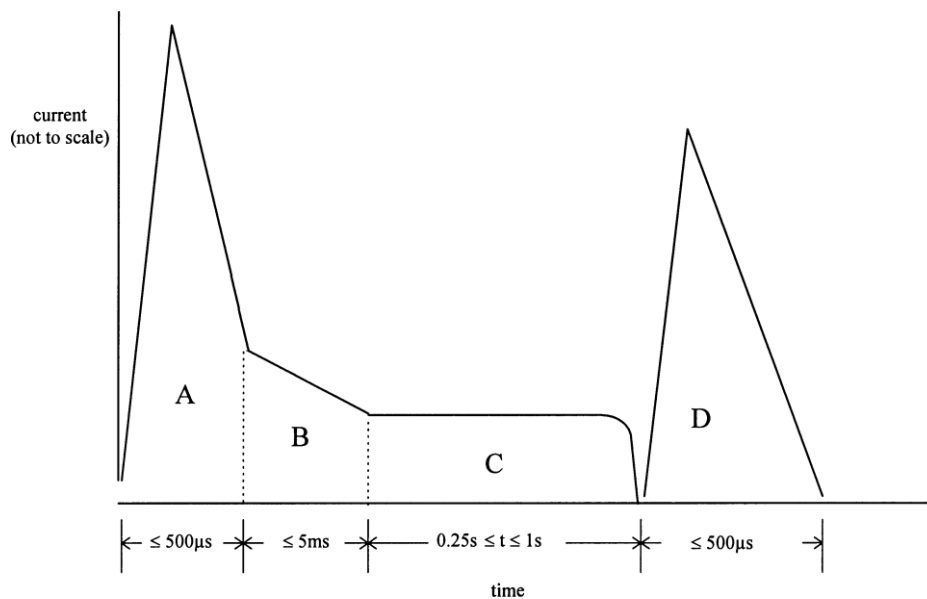


Figure 1.13 - Ondes de courant normalisées pour l'étude des effets directs de la foudre (AE-2 Lightning Committee, 2005a).

Les ondes A et D sont des ondes impulsionnelles reproduisant des arcs en retour formés respectivement lors de l'initialisation de l'arc et après l'initialisation. Ces ondes sont définies par une loi bi-exponentielle de la forme suivante :

$$I(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

Équation 1.1

Les ondes impulsionnelles se caractérisent par leurs valeurs pics et leurs intégrales d'action (équation 1.2).

$$IA = \int_{\Delta t} i(t)^2 dt$$

Équation 1.2

L'onde B correspond à une onde de transition entre les ondes impulsionnelles et les ondes continues. L'onde C est une onde continue de quelques centaines d'ampères. L'intensité du courant et la durée des différentes ondes sont présentées dans le tableau 1.1.

Tableau 1.1 - Description des ondes de courant normalisées pour l'étude expérimentale des effets directs de la foudre (AE-2 Lightning Committee, 2005a).

Composante A Premier arc de retour	Amplitude maximum : 200 kA ($\pm 10\%$) Intégrale d'action : $2 \cdot 10^6 \text{ A}^2 \cdot \text{s}$ ($\pm 20\%$) en 500 μs Durée : $\leq 500 \mu\text{s}$
Composante B Courant intermédiaire	Transfert de charge maximal : 10 Coulombs ($\pm 10\%$) Amplitude moyenne : 2 kA ($\pm 20\%$) Durée : $\leq 5 \text{ ms}$
Composante C Courant continue	Amplitude : 200 à 800 A Transfert de charge : 200 Coulombs ($\pm 20\%$) Durée : 0,25 à 1 s
Composante D Arc de retour ultérieur	Amplitude maximum : 100 kA ($\pm 10\%$) Intégrale d'action : $0,25 \cdot 10^6 \text{ A}^2 \cdot \text{s}$ ($\pm 20\%$) en 500 μs Durée : $\leq 500 \mu\text{s}$

1.3.2 Le zonage

En raison de la géométrie de l'avion, du processus d'initialisation de l'arc foudre et du phénomène de balayage de l'avion, toutes les zones de l'avion ne sont pas exposées pareillement au risque foudre. Aussi, les recommandations ARP5414 (AE-2 Lightning Committee, 1999, p. 199) et ED-91 (EUROCAE, 2019) définissent les directives à suivre pour effectuer le zonage d'un avion. L'avion est segmenté en plusieurs zones désignées selon une nomenclature constituée d'un chiffre et d'une lettre. Le chiffre, compris entre 1 et 3, indique la cause de la présence de l'arc : 1 pour l'attachement, 2 pour le balayage et 3 pour aucune d'elles. La lettre spécifie le temps d'attache de l'arc en un point. Les régions classées A correspondent aux zones où l'arc ne reste qu'un temps limité en un point, comme pour le radôme ou le fuselage. À l'inverse, les régions classées B correspondent aux zones où l'arc reste attaché pendant tout le foudroiement, comme pour les dérives ou les extrémités de la voilure.

Les différentes zones définies sont (AE-2 Lightning Committee, 1999, 2005a) :

- Zone 1A : l'attachement initial de l'arc est prévu avec le premier arc de retour et l'arc ne reste pas fixé dans cette zone. Les ondes de courants associées à cette zone sont ABC*. C* est une onde de courant continue dont la durée est reliée au temps de maintien de l'arc.
- Zone 1B : l'attachement initial de l'arc est prévu avec le premier arc de retour et l'arc reste fixé durant tout le foudroiement. Les ondes de courants associées à cette zone sont ABCD.
- Zone 1C : zone de transition après les régions soumises au premier arc de retour, l'arc ne reste qu'un temps limité dans cette zone. Les ondes de courant associées à cette zone sont DBC*.

- Zone 2A : l'attachement de l'arc est prévu lors du balayage et l'arc ne reste qu'un temps limité dans cette zone. Les ondes de courant associées à cette zone sont DBC*.
- Zone 2B : l'attachement de l'arc est prévu lors du balayage et l'arc se fixe dans cette zone jusqu'à la fin du foudroiement. Les ondes de courant associées à cette zone sont DBC.
- Zone 3 : les zones de conduction du courant. L'attachement de l'arc dans ces régions n'est pas probable.

Un exemple de zonage appliqué à un avion commercial est présenté en figure 1.14. Les extrémités de l'avion orientées vers l'avant, tel que le radôme ou l'entrée d'air des réacteurs, sont classées en zone 1A. À l'inverse, les extrémités orientées vers l'arrière sont classées en zone 1B. Les structures présentes dans l'alignement des zones d'initiation de l'arc sont classées 2A, ce qui correspond principalement au fuselage. La majeure partie de la voilure et des ailerons, peu favorables au passage de l'éclair, est classée en zone 3.

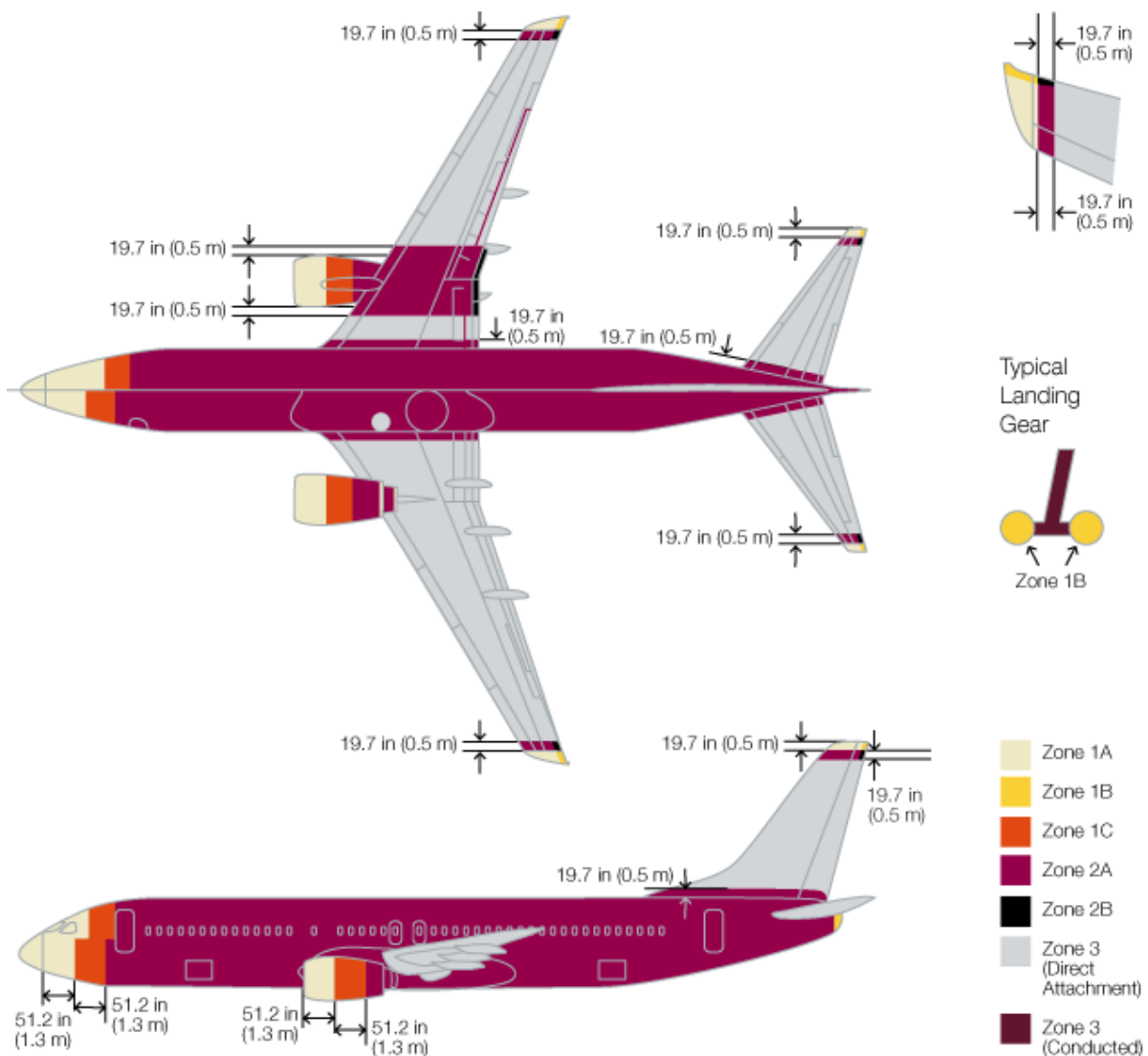


Figure 1.14 - Exemple de zonage d'un avion (Sweers et al., 2012).

1.3.3 Dispositif de certification

Le montage de certification (figure 1.15) est défini dans les recommandations ARP5416 (AE-2 Lightning Committee, 2005b) et ED-105A (EUROCAE, 2013b). L'électrode de tir comporte une boule déviatrice, constituée d'un isolant, permettant d'éviter la formation d'un jet de plasma en direction de l'échantillon, non-représentatif de la foudre réelle. En présence d'une boule déviatrice, le jet de plasma est orienté perpendiculairement à l'électrode de tir. La tension de claquage de l'air étant 36 kV.cm^{-1} , peu de générateurs permettent de réaliser un claquage sur plusieurs centimètres. Pour cela, un fil conducteur fin est utilisé pour initier l'arc. Ce fil se vaporise très rapidement, avant la fin de la montée du courant. La vaporisation du fil induit un chauffage de l'air suffisant pour permettre la formation d'un plasma et donc d'un canal conducteur.

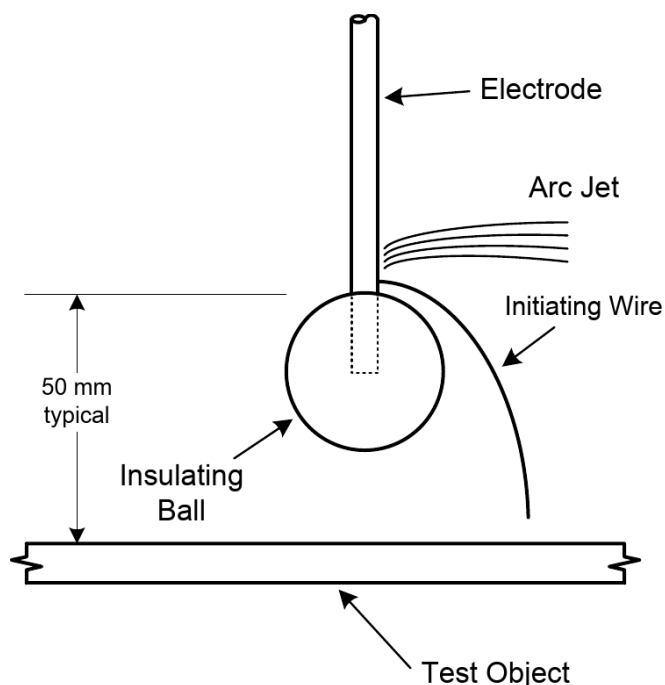


Figure 1.15 - Montage de certification (EUROCAE, 2013b).

1.4 État de l'art

L'étude de l'arc foudre est une tâche délicate autant expérimentalement que numériquement. L'étude expérimentale d'arcs de foudre réels est complexe, car le point de foudroiement et les niveaux de courant sont difficilement contrôlables. Pour maîtriser les arcs d'études, la seule solution est de travailler en laboratoire. Par ailleurs, les arcs de type foudre sont constitués d'ondes de courant impulsionnelles de durée de vie très courte et ne sont pas optiquement mince, rendant de ce fait toute étude délicate à réaliser. D'un point de vue numérique, la simulation d'arc foudre nécessite l'utilisation de modèles multiphysiques, d'une discrétisation temporelle et spatiale fine, rendant complexe la réalisation de modèle de simulation. L'expérience et la simulation demandant des expertises distinctes, l'étude des arcs est abordée selon ces deux

approches complémentaires, qui sont rarement réunies dans les mêmes travaux.

1.4.1 Travaux expérimentaux

La mesure des propriétés thermodynamiques de l'arc s'effectue principalement par spectroscopie d'émission, ce qui permet une observation non intrusive du plasma. D'autres diagnostics sont utilisés pour les mesures du courant, de champs électrique ou magnétique.

À partir des années 1960, de nombreux travaux ont été effectués pour déterminer les propriétés du canal d'arc foudre naturel à partir de mesures de spectroscopie d'émission. Les premières mesures intégrées en temps ont été réalisées par Zhivlyuk et Mandel'shtam (Zhivlyuk & Mandel'shtam, 1961). Dans leurs travaux, la colonne d'arc est supposée optiquement épaisse aux centres des raies de N^+ et de O^+ et le canal de température constante. En utilisant la loi de Planck des valeurs de températures comprises entre 14 000 et 31 000 K ont été trouvées, avec une valeur moyenne de 21 000 K. D'autres mesures intégrées dans le temps ont été effectuées par Prueitt (Prueitt, 1963), en utilisant les ratios d'intensité de multiplets de N^+ . Afin d'utiliser la méthode de la droite de Boltzmann, la colonne de plasma est supposée à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et la température du canal est supposée uniforme radialement et le long de la colonne. Des valeurs de températures comprises entre 24 200 et 28 400 K ont été trouvées dans ces travaux. Les spectres et températures résultant de ces travaux ont été repris par Uman et al. (Uman, 1964) pour déterminer la densité électronique et la pression. Pour ce faire, les densités des espèces chimiques N , N^+ et O ont été estimées à partir de l'intensité de leurs raies d'émission et en utilisant les propriétés thermodynamiques de l'air sec à haute température calculées par Gilmore (Gilmore, 1955). Des valeurs de densité électronique de $4,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de pression de 18 bar ont été estimées dans ces travaux.

Les premières mesures résolues en temps ont été effectuées par Orville (Orville, 1968a, 1968b) avec une résolution temporelle de 5 μs . Les hypothèses considérées sont identiques à celle faites dans les travaux de Zhivlyuk et Mandel'shtam. Dans les travaux de Orville, la température est déterminée à partir du ratio d'intensité des multiplets de N^+ et la densité électronique est déterminée à partir de l'élargissement de la raie H_α qui est une raie d'émission de l'hydrogène centrée à 656,3 nm. La présence d'eau dans l'air ambiant permet l'observation de cette raie. Un pic de température de 36 000 K est mesuré à 5 μs . La température décroît ensuite pour atteindre une valeur moyenne de 20 000 K entre 20 et 25 μs . La densité électronique de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} dans les premières microsecondes décroît jusqu'à 10^{17} cm^{-3} au bout de 30 μs . Les valeurs de densité électronique sont estimées avec une précision de l'ordre de 50 %. Les valeurs tabulées par Orville ont été étendues par Krider (Krider, 1973) qui utilise les raies de N , N^+ , O et O^+ pour déterminer la température et l'élargissement de la raie H_α pour estimer la densité électronique. La température estimée à 28 400 K au bout de 10 μs diminue jusqu'à 10 000 K au bout de 50 μs . Dans les premières microsecondes, les

1 Introduction

valeurs de densité électronique et de pression sont respectivement estimées à 10^{18} cm^{-3} et 8 bar. D'autres études plus récentes continuent à approfondir la connaissance des propriétés d'arcs de foudre réels (Cen et al., 2018; Mu et al., 2016).

Des mesures de foudroiement en conditions réelles ont aussi été effectuées pour l'étude des distributions de courant et des champs électrique et magnétique (Lalande et al., 1999; Laroche et al., 2012; Moreau et al., 1992; Rakov & Uman, 2003). Les enjeux principaux de ces travaux sont la détermination des ondes de courant et le développement d'une compréhension des phénomènes d'initiation et de balayage de l'arc. Un nombre important de travaux sur l'étude d'arcs de foudre et de foudroiement réels sont présents dans la littérature. Cependant, l'inconvénient principal de ces mesures est de reposer sur l'observation d'un phénomène non-reproductif et de nature complexe.

De nombreuses mesures d'arcs contrôlés, de courant continu, de quelques centaines d'ampères et se propageant dans l'air ou dans des gaz inertes, sont présentes dans la littérature en raison du nombre important d'applications, telles que la soudure par arc, la découpe par arc ou les disjoncteurs (Ma et al., 2011; Valensi et al., 2010). Pour des arcs entre 200 et 400 A, les températures sont de l'ordre 10 000 à 20 000 K et les densités électroniques sont de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . Ces mêmes applications utilisent aussi des arcs impulsionsnels de quelques kA (Eichhoff et al., 2012; Ratovoson et al., 2014). Les températures mesurées sont de l'ordre 15 000 à 20 000 K et les densités électroniques de l'ordre de $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Les niveaux de courant restent cependant faibles devant les ondes de courant impulsionsnelles de quelques centaines de kA considérées pour l'étude de la foudre.

Plus récemment, des mesures résolues en temps et en espaces ont été effectuées par spectroscopie d'émission d'arc d'onde D (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016). Dans ces travaux le plasma est supposé à l'ETL, non optiquement mince et la colonne d'arc est approximée à un ensemble de couches concentriques. Le plasma absorbant son propre rayonnement, la mesure de l'arc obtenu par spectroscopie est semblable à une projection d'Abel pour un cas auto absorbé. Les propriétés de chaque couche de plasma sont déterminées par une méthode inverse, en partant des couches extérieures vers les couches intérieures. La température, la pression et la densité électronique atteignent au bout de 2 μs leurs valeurs maximales de respectivement 40 000 K, 45 bar et $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

1.4.2 Travaux numériques

La modélisation du canal d'arc a historiquement été effectuée par deux approches différentes. La première consiste à approximer le canal à une ligne de transmission décrite par un circuit électrique composé de résistances, d'inductances et de capacités (Baker, 1987; Little, 1978; Price & Pierce, 1977; Rakov & Uman, 1998). La seconde approche est de considérer la colonne comme un plasma d'air. Plooster présente dans ces travaux un modèle 1D permettant de simuler une onde de choc cylindrique

(Plooster, 1970, 1971). Le canal foudre est approximé par un plasma à l'ETL uniquement résistif dont les propriétés varient radialement et le champ électrique est supposé statique. Les effets inductifs de l'arc et les forces de Laplace sont négligés. Le modèle radiatif est très simplifié, l'équation du transfert radiatif n'étant pas résolue. L'arc est formé par une onde de courant impulsionnelle atteignant au maximum 20 kA. La simulation permet d'estimer la distribution au cours du temps, de la température, de la pression et de la vitesse radiale.

Une amélioration du modèle a été proposée par Paxton et al. (Paxton et al., 1986) pour la même onde de courant en améliorant le calcul du transfert radiatif, en considérant la diffusion et l'utilisation de valeurs de coefficients d'absorption moyennées sur plusieurs bandes spectrales. Le modèle du transfert radiatif est repris par Aleksandrov et al. (Aleksandrov et al., 2000) dans un modèle MHD résistif pour des ondes de courant impulsionnelles atteignant 100 kA.

Un modèle MHD considérant un non-équilibre chimique du plasma a été proposé par Tanaka (Tanaka et al., 2005) pour des faibles niveaux de courant (72 A). Dans ces simulations, la force de Laplace est considérée, elle participe à la formation de fortes pressions dans le canal d'arc allant jusqu'à plusieurs centaines de bars.

Un modèle MHD 3D a été réalisé par Chemartin (Chemartin et al., 2009) sur des arcs longs permettant l'étude de la tortuosité d'arcs soumis à un courant continu de 100 A.

Peyrou (Peyrou, 2012) propose dans ses travaux un modèle MHD avec une onde de courant de type D en considérant un plasma à l'ETL, les coefficients d'absorption sont moyennés sur 11 bandes spectrales en utilisant une moyenne de Rosseland. Ces travaux récemment repris par Pechereau et al. (Pechereau et al., 2019), en moyennant cette fois les coefficients d'absorption sur 14 bandes spectrales, font ressortir une bonne concordance entre l'expérience et le modèle au niveau de la colonne d'arc (figure 1.16).

Les premiers modèles d'étude de l'interaction du plasma avec un matériau proviennent de domaines connexes, tel l'étude des arcs de soudure, des disjoncteurs électriques ou des torches à plasma. Ces modèles, utilisant une approche MHD, ont été initiés pour la simulation d'arc stationnaire dans de l'argon (Hsu et al., 1983). Cette approche a été reprise par Lago (Lago, 2004) pour l'étude du foudroiement avec des ondes de courant continu de 100 à 800 A dans une configuration 2D axisymétrique et une géométrie pointe-plan. Ces travaux ont été poursuivis par Chemartin (Chemartin, 2008; Chemartin et al., 2011), en effectuant une approche MHD 3D et en reproduisant la boule déviatrice utilisée pour la certification foudre. Les ondes de courant considérées sont continues et de quelques centaines d'ampères (Chemartin et al., 2011). Dans cette configuration géométrique utilisée pour la certification, les jets plasmas aux niveaux des électrodes ne sont pas sur le même axe, ce qui engendre des mouvements de l'arc. Lors de ces mouvements, l'arc s'étend en augmentant son potentiel électrique jusqu'à atteindre un niveau suffisant pour reclaquer. Un nouveau point d'attache de l'arc se forme alors aux

électrodes, permettant de réduire la longueur de l'arc. Cette évolution constatée expérimentalement est reproduite numériquement (figure 1.17).

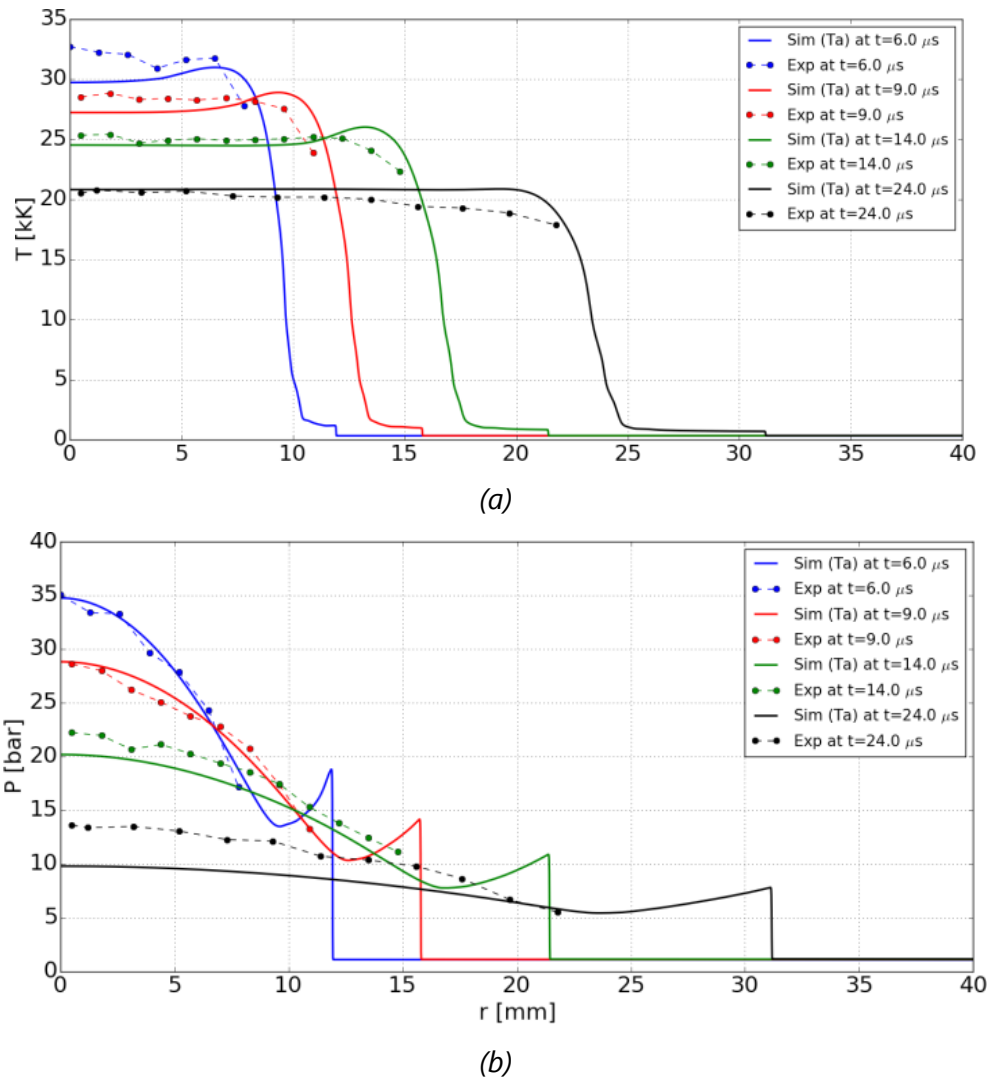


Figure 1.16 - Simulation 1D axisymétrique d'un arc d'onde D avec une comparaison à des mesures expérimentales (Pechereau et al., 2019). (a) et (b) correspondent respectivement aux profils radiaux de température et de pression.

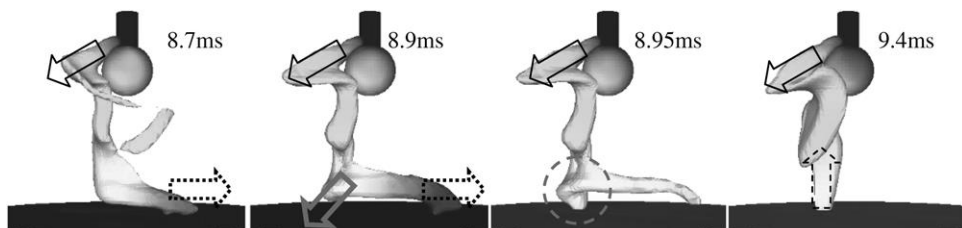


Figure 1.17 - Arc électrique de 400 A représenté par son isotherme à 8 000 K. Les flèches noires indiquent la direction des jets au niveau des électrodes, la flèche grise spécifie la direction d'extension de l'arc pour former le rattachement et le cercle en pointillé signale la région de rattachement (Chemartin et al., 2011).

L'étude du reclaquage a ensuite été formalisée dans le cadre du balayage d'un avion (figure 1.18). Dans ce cas, c'est le mouvement relatif de l'avion par rapport à la colonne de l'arc foudre qui induit une extension de la colonne et donc une augmentation du potentiel jusqu'au claquage (Chemartin et al., 2012).

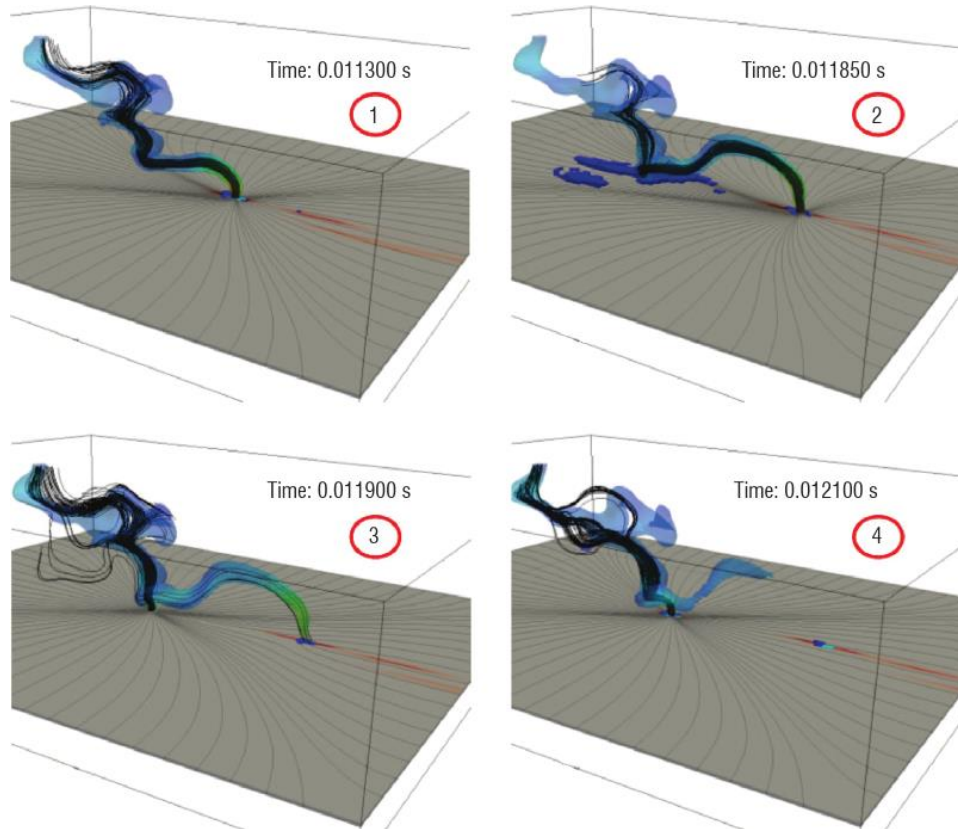


Figure 1.18 - Simulation d'un balayage sur un panneau d'un arc continu de 400 A (Chemartin et al., 2012).

Des modèles MHD compressibles ont été développés pour simuler l'interaction d'un matériau lors du foudroiement avec une onde impulsionnelle de type D. Dans les travaux de Pechereau et al. (Pechereau et al., 2019), des simulations 2D axisymétriques sont effectuées pour des matériaux métallique et composite, en considérant le plasma à l'ETL et 14 bandes spectrales pour le calcul du transfert radiatif. Ces simulations sont comparées à des mesures expérimentales dans les chapitres IV et V.

1.5 Objectifs de recherche et organisation de la thèse

Le coût de développement de nouveaux matériaux ou pièces aéronautiques conformes à la certification foudre est très important. Pour un industriel, une modification du design d'un avion, pendant la phase de conception, peut nécessiter des études importantes pour garantir que l'avion reste toujours compatible avec le risque foudre (Bigand, 2020). Afin de mieux maîtriser cette contrainte et donc aussi réduire les coûts de conception, de nombreux développements ont lieu actuellement pour réaliser des codes de simulation permettant de prédire numériquement l'endommagement par un impact de foudre. Cependant, la validation des codes de simulation nécessite d'avoir

des mesures expérimentales fiables sur des cas contrôlés pouvant être reproduits numériquement. Malheureusement, peu de mesures sont présentes dans la littérature au niveau du point d'interaction plasma avec le matériau. Dans ces travaux plusieurs approches sont réalisées afin d'apporter au lecteur une vision exhaustive des phénomènes d'interaction et d'endommagement qui ont lieu au niveau du point d'injection du courant de l'arc foudre.

Le chapitre II présente le banc d'essai GRIFON utilisé pour générer des ondes de courants impulsionnelles de type D (Générateur de Recherche sur l'Impact du Foudroiement de l'ONera), le matériel d'acquisition, ainsi que des concepts mathématiques et optiques utilisés dans les chapitres ultérieurs.

Le chapitre III présente le développement des échantillons d'étude dits *académiques*. Ces échantillons sont simplifiés par rapport à des panneaux aéronautiques, pour rendre leurs conceptions plus répétables que ces derniers et pour découpler les phénomènes d'interaction présents à l'interface entre le plasma et le matériau lors d'un foudroiement. Une étude post-mortem des échantillons académiques est présentée en fin de ce chapitre.

Le chapitre IV porte sur l'étude des propriétés hydrodynamiques de l'arc au niveau de l'interface avec des échantillons. Pour cela, deux diagnostics, un d'imagerie rapide et un de strioscopie, sont présentés dans ce chapitre. Ces diagnostics permettent d'étudier l'influence des échantillons sur l'expansion radiale du plasma et le développement des ondes de choc.

Le chapitre V aborde l'étude des propriétés thermodynamiques de l'arc, c'est-à-dire le suivi des valeurs locales de température, de pression, de densité électronique et de densité d'aluminium dans le plasma proche de l'échantillon. Pour cela plusieurs éléments sont développés dans ce chapitre. Tout d'abord un modèle de l'émission radiative d'un plasma d'air avec de l'aluminium, ensuite un montage de spectroscopie pour permettre l'observation de l'émission lumineuse de l'arc proche d'un échantillon. Le choix de la fenêtre spectrale d'acquisition est effectué à partir d'un critère entropique. Afin d'exploiter les mesures de spectroscopie, deux méthodes inverses sont proposées pour remonter aux propriétés locales de l'arc. En dernière partie de ce chapitre, des reconstructions des propriétés locales de l'arc et le suivi des vapeurs métalliques sont effectués pour plusieurs types d'échantillons.

Le chapitre VI porte sur l'étude des contraintes thermique et mécanique appliquées aux panneaux lors d'un essai foudre. Le suivi de la contrainte thermique est effectué par un diagnostic d'imagerie rapide. Les observations sont corrélées avec les prédictions d'un modèle analytique de changement de phase développé dans ce chapitre. Le suivi de la contrainte mécanique est réalisé par un suivi de la déflexion des panneaux. Une méthode inverse est mise en œuvre pour remonter à la contrainte mécanique.

1.5 Objectifs de recherche et organisation de la thèse

Le chapitre VII clôture le manuscrit en proposant des pistes d'améliorations futures pour prolonger les travaux présentés dans les chapitres précédents.

2 Dispositif expérimental et méthodes

2.1	MATERIEL EXPERIMENTAL	45
2.1.1	BANC GRIFON	45
2.1.2	MATERIEL D'ACQUISITION	50
2.1.3	SYNCHRONISATION DU BANC ET DES DIAGNOSTICS	51
2.2	LA CARACTERISATION D'UN SYSTEME LINEAIRE PAR SA REPONSE IMPULSIONNELLE	53
2.3	LA TRANSFORMEE D'ABEL	54
2.4	QUELQUES FILTRES CLASSIQUES DE TRAITEMENT DES IMAGES	55
2.4.1	FILTRES LINEAIRES	55
2.4.2	FILTRES DE DEBRUITAGE	55
2.4.3	FILTRE DE DETECTION DE BORD	56
2.5	LE CALCUL DES INCERTITUDES	58
2.5.1	INCERTITUDE DE TYPE A	58
2.5.2	INCERTITUDE DE TYPE B	59
2.5.3	PROPAGATION DES INCERTITUDES POUR DES MESURES CORRELEES	59

2.1 Matériel expérimental

2.1.1 Banc GRIFON

Les ondes de courant foudre décrites dans la section précédente et issues des recommandations (AE-2 Lightning Committee, 2005a) peuvent se décrire sous la forme d'une fonction bi-exponentielle ce qui est également le cas du circuit de décharge d'un condensateur dans un circuit RL en régime amorti. Le tableau 2.1 récapitule les équations décrivant ce circuit. Ces formules permettent de rapidement trouver les paramètres R, L et C des générateurs à concevoir pour qu'ils débitent des ondes de courant spécifiques. Le courant d'un foudroiement étant unipolaire, on cherche à toujours rester en régime amorti dont le courant est décrit par l'équation suivante :

$$i(t) = \frac{V_0}{\omega L} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sinh(\omega t) = \frac{V_0}{\omega L} \left(e^{\left(-\frac{R}{2L} + \omega\right)t} - e^{\left(-\frac{R}{2L} - \omega\right)t} \right) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

Équation 2.1

V_0 , ω , L , R , α et β étant respectivement la tension de charge initiale du banc, la pulsation, l'inductance du circuit, la résistance du circuit et les coefficients comme définis dans les recommandations SAE.

Tableau 2.1 - Formules pour un circuit de décharge RLC.

	Amorti : $R^2 > \frac{4L}{C}$	Oscillant : $R^2 < \frac{4L}{C}$
Courant	$i(t) = \frac{V_0}{\omega L} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sinh(\omega t)$	$i(t) = \frac{V_0}{\omega L} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin(\omega t)$
Pulsation	$\omega = \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}}$	$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$
Temps de montée (I_{max})	$t_{max} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctanh}\left(\frac{2L\omega}{R}\right)$	$t_{max} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctan}\left(\frac{2L\omega}{R}\right)$

Ces générateurs doivent permettre de délivrer des ondes de courant dans un intervalle de tolérance défini quel que soit l'échantillon sous test. Si l'onde de courant est en dehors de la plage de tolérance définie dans les recommandations, le test de certification n'est pas validé. Pour notre étude scientifique, l'intérêt est similaire, il est nécessaire de garantir que chaque éprouvette verra la même onde de courant pour faciliter l'interprétation des résultats. La technique usuelle utilisée dans tous les générateurs de courant foudre est d'introduire une résistance dite de ballast en sortie du générateur. La valeur de cette résistance doit être supérieure d'au moins un ordre de grandeur à la résistance de l'éprouvette sous test. Si cette condition est remplie, le générateur délivre une onde de courant qui respecte les recommandations pour tout échantillon. Le banc GRIFON (figure 2.1) est basé sur ce principe et possède une résistance de ballast équivalente de 0,20 Ω . Augmenter cette résistance ou augmenter l'inductance du circuit va augmenter la tension de charge nécessaire pour délivrer un courant fixé. Dans le cas d'une composante D, le courant à atteindre est de 100 kA et l'intégrale d'action est de 250 kJ/ Ω .

Il est très difficile en pratique d'obtenir une inductance de moins de 1 μH (la structure mécanique seule du générateur conduit à des valeurs similaires) et des tensions de fonctionnement supérieure à 50 kV sans avoir des problèmes d'isolation électrique. Un simple circuit RLC ne permet pas de réaliser une onde D aisément en tenant compte de toutes ces contraintes. Une modification du circuit RLC classique permet toutefois de répondre à ces contraintes et offre une plus grande flexibilité. Cette modification est utilisée sur le générateur GRIFON dont le schéma électrique équivalent est représenté en figure 2.2. Deux circuits de décharge RLC de pulsations différentes sont reliés, l'un génère une onde initiale rapide avec un di/dt élevé et l'autre génère la "queue" de l'onde de courant dont le di/dt est plus faible. Les deux condensateurs sont initialement chargés sous la même tension. Grâce à ce circuit, la valeur d'inductance de la structure peut être plus élevée (jusqu'à 2 μH) tout en permettant d'atteindre le courant de 100 kA d'une composante D sous une tension de charge de 25 kV. Une photographie du générateur est représentée en figure 2.1, 4 condensateurs sont branchés en parallèle. Deux blocs de résistances sont connectés à une paire de

condensateurs pour réaliser la branche « rapide » et la branche « lente ». Un commutateur à gaz de type éclateur permet d'injecter le courant vers la zone de tir. Le courant traverse l'échantillon et retourne aux condensateurs via la structure pseudo-coaxiale du générateur. La longueur du retour coaxial peut être modifiée, modifiant ainsi l'inductance du circuit, elle a cependant été fixée durant cette étude à $1.1 \mu\text{H}$.

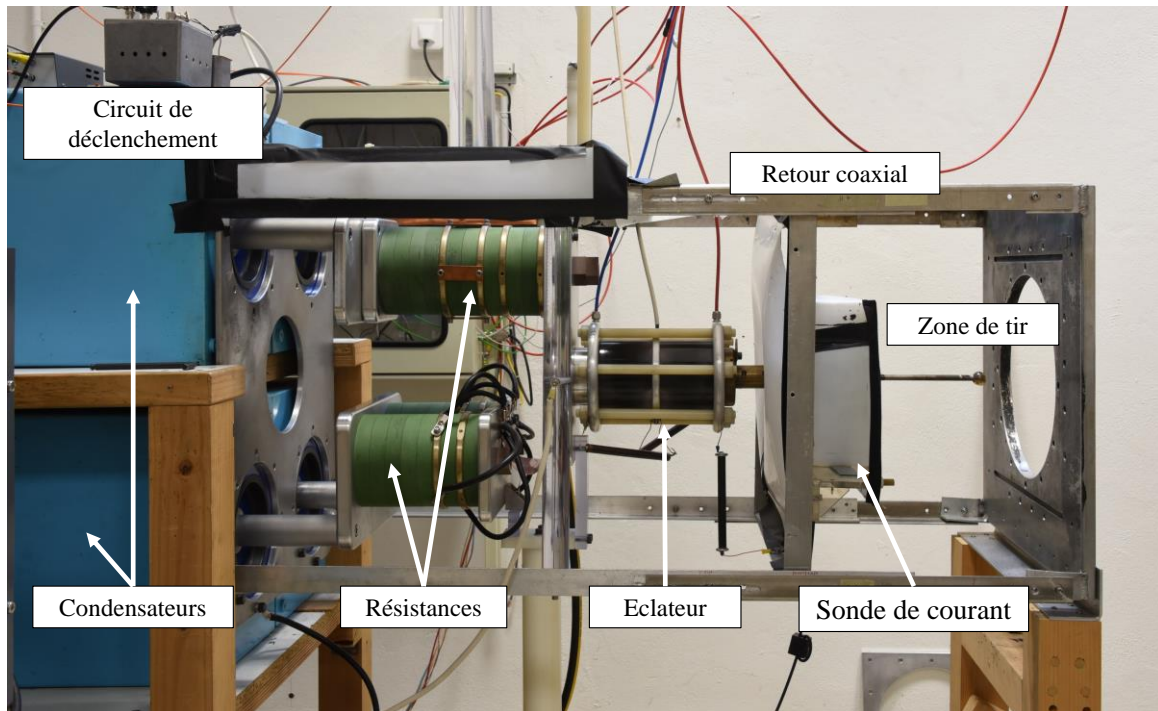


Figure 2.1 - Banc GRIFON (Générateur de Recherche sur l'Impact du Foudroiement de l'ONera).

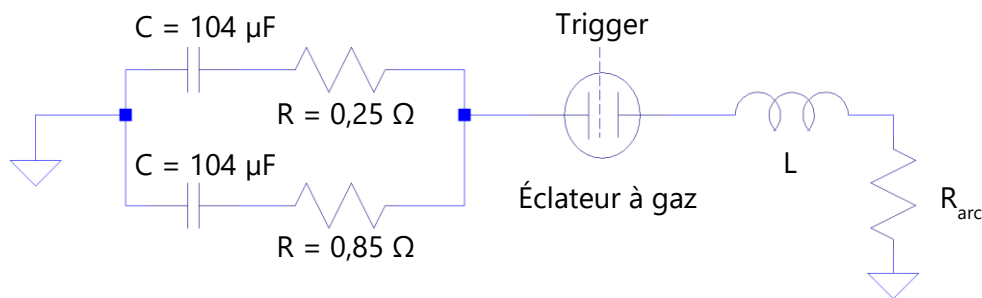


Figure 2.2 - Schéma électrique du banc GRIFON.

La figure 2.3 présente la zone de tir. Pour réaliser un essai foudre de certification, le courant doit être injecté dans le centre de l'échantillon sous test par le biais d'un arc électrique de quelques centimètres de longueur. Les recommandations définissent également une électrode de tir en face du centre de l'échantillon et revêtue d'une boule diélectrique qui évite l'impact de la forme de cette électrode sur l'arc. La distance entre l'échantillon et l'électrode de tir doit être comprise entre 5 et 10 cm. Pour cette étude la distance était de l'ordre 10 cm, ce qui permet un large champ d'observation pour les diagnostics optiques. Les échantillons utilisés dans cette thèse ont une dimension de $400 \times 400 \text{ mm}$ et sont vissés au bâti suivant un cercle de 370 mm de diamètre. Ce mode de fixation permet un bon contact électrique et mécanique de l'échantillon avec le bâti,

2 Dispositif expérimental et méthodes

tout en assurant un retour isotrope du courant.

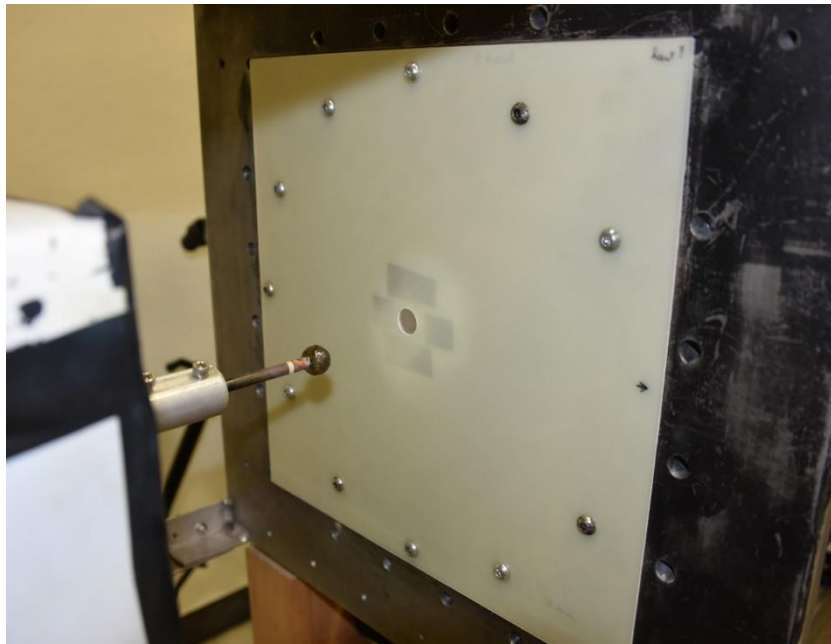


Figure 2.3 - Zone de tir dans laquelle est monté un échantillon (structure aluminium recouverte d'un panneau percé en fibre de verre).

Pour initier un tir et donc un arc électrique entre l'échantillon et l'électrode de tir, un fil de conducteur électrique est positionné entre ces deux éléments pour amorcer l'arc. Sous l'effet du courant, l'échauffement du fil chauffe l'air ambiant, engendrant ainsi un canal de plasma entre les deux électrodes. Comme le montre les travaux de Sousa Martins (Sousa Martins, 2016), l'utilisation d'une fibre de carbone est préférable à un fil de cuivre pour initier l'arc. Le fil de carbone ne se vaporisant pas, il n'engendre pas de pollution chimique du plasma comme c'est le cas avec un fil de cuivre. De plus, la vaporisation des fils de cuivre testés, de diamètre $70\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$, n'est pas homogène et la forme de la colonne d'arc qui en suit est fortement impactée par cette vaporisation. Les fils de carbone utilisés sont constitués d'un ensemble de fibre de diamètre inférieur à $10\ \mu\text{m}$. Ces fils ne se vaporisent pas pendant les essais, ils restent visibles durant la durée de vie de l'arc. En raison de la faible conductivité électrique du carbone, le courant circule essentiellement dans le plasma. L'initiation de l'arc avec un fil carbone permet l'obtention d'une colonne cylindrique, homogène et sans pollution du plasma par des espèces chimiques. Uniquement ce type de fil sera utilisé dans ces travaux.

Le banc GRIFON est un banc monocoup ; il est nécessaire de replacer un fil d'amorce à chaque tir. La figure 2.4 présente une moyenne des mesures de courant des campagnes présentées aux chapitres 4 et 6. L'écart type reste faible pour les trois ondes de courant utilisées D, D/2 et D/4 de courant maximum respectif 100 kA, 50 kA et 25 kA. La tension de charge initiale du banc permet de faire varier le niveau de l'onde de courant tout en restant relativement homothétique à une onde D. La décharge du banc GRIFON est initiée par l'envoi d'une impulsion de trig sur l'éclateur. L'arc est

ensuite initié par l'échauffement du fil d'amorçage qui est d'autant plus rapide que la tension appliquée à ses bornes est élevée et donc que le niveau courant utilisé est important. La figure 2.5 présente la répartition des délais d'initiation du courant pour trois niveaux. À faible niveau de courant, la variabilité augmente fortement. Ce délai dû à l'amorçage de l'arc est pris en compte dans lors de la synchronisation des diagnostics.

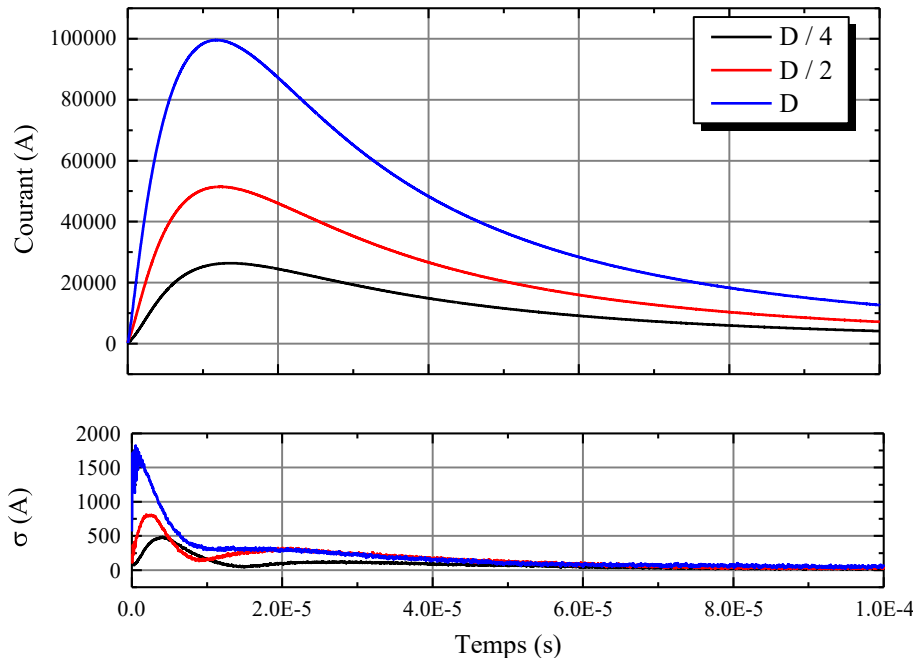


Figure 2.4 - Moyenne des mesures de courant pour plusieurs niveaux de courant et écart type associés.

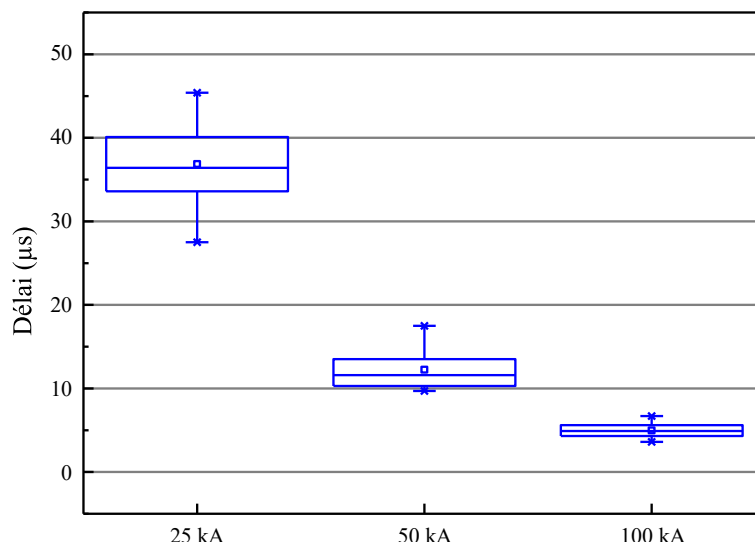


Figure 2.5 - Boîte à moustache des mesures de délais d'initiation pour les courants mesurés lors des campagnes présentées aux chapitres 4 et 6.

2 Dispositif expérimental et méthodes

2.1.2 Matériel d'acquisition

Plusieurs diagnostics ont été utilisés pour décrire l'interaction entre l'arc électrique et divers échantillons. Les instruments utilisés lors de cette thèse sont décrits dans les paragraphes suivants. Leur utilisation dans divers diagnostics sera présentée par la suite dans les chapitres concernés.

2.1.2.1 *Mesure de courant*

Pour valider l'onde de courant injectée, une mesure de courant est réalisée systématiquement pour chaque tir. Cette mesure est réalisée à l'aide d'une sonde de courant Pearson 1423 de bande passante 1,2 MHz et de précision 1 %. Une onde D atteint son maximum en 12 μ s, la bande passante de cette sonde est jugée suffisante. Un atténuateur -20 dB 50 Ω est connecté en entrée de l'oscilloscope de mesure induisant une sensibilité de la chaîne de 10^{-4} V.A⁻¹.

2.1.2.2 *Imagerie rapide*

A des fins de contrôle et de mesure, plusieurs caméras rapides sont systématiquement positionnées autour du banc. Au minimum un contrôle de la bonne injection du courant dans l'échantillon via un arc électrique est effectué. En effet dans de rare cas, l'arc électrique peut s'accrocher sur le bâti, rendant caduque l'essai. Plus généralement, ces caméras permettent d'observer la morphologie de la décharge et de mesurer spatialement l'émission lumineuse de la colonne ou du pied d'arc. Le banc dispose de trois caméras rapides Vision Research Phantom V711. Ces caméras dotées d'un capteur CMOS 12 bits de 1280x800 pixels permettent des cadences d'acquisition allant jusqu'à 1,4 Mfps dans le cas d'une résolution réduite de 128x8 pixels et des temps de pose de valeur minimum 300 ns. Ces caméras ont été utilisées pour le suivi du pied d'arc, le suivi des changements de phases, les mesures de strioscopie et les mesures de déflexion.

2.1.2.3 *Spectromètre et caméra intensifiée*

Afin de remonter aux propriétés du plasma, des mesures de spectroscopie d'émission ont été réalisées à l'aide d'un spectromètre SP2750. La configuration des miroirs et du réseau de ce spectromètre est de type Czerny-Turner (figure 2.6). Trois réseaux peuvent y être montés. Les modèles considérés dans cette thèse sont les réseaux de 300 tr/mm, 600 tr/mm et 1800 tr/mm, tous blasés à 300 nm. Une caméra intensifiée ICCD Pi-Max 2 de Roper Scientific dotée d'un capteur de 512x512 pixels est montée en sortie du spectromètre. En considérant la focale de 750 mm du spectromètre, la largeur du capteur de la caméra ICCD et les données constructeurs, la largeur de la zone spectrale se déduit pour chacun des réseaux. Les valeurs sont rappelées dans le tableau 2.2.

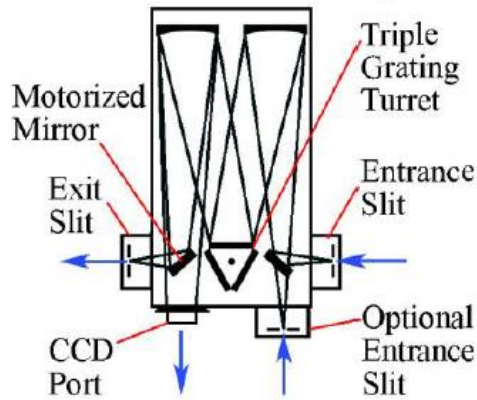


Figure 2.6 - Schéma du montage Czerny-Turner du spectromètre SP2750.

Tableau 2.2 - Plage de longueur d'onde en fonction du réseau pour le spectromètre SP2750 pour une longueur d'onde centrale à 435,65 nm.

Réseau : Nbr traits/mm	300	600	1200	1800	2400
Dispersion nm/mm	4,37	2,10	1,01	0,62	0,40
Plage de longueur d'onde	54,19	26,04	12,57	7,66	4,98

2.1.3 Synchronisation du banc et des diagnostics

La montée de l'impulsion de courant d'une onde D est de l'ordre de 12 μ s, cette valeur varie très légèrement avec l'impédance de l'échantillon. Pour un même type d'échantillon et sous une même tension de charge du banc, cette valeur sera identique pour chaque essai. Toutefois, l'initiation du fil d'amorçage varie de quelques μ s à plusieurs dizaines de μ s en fonction du type d'onde injectée. Une synchronisation est donc nécessaire pour garantir une mesure résolue en temps entre chaque tir. La salle du banc GRIFON est séparée de la salle de contrôle galvaniquement. Pour respecter cette mesure de sécurité et garantir la synchronisation des diagnostics et du banc, un signal de synchronisation optique (trigger) est envoyé à chaque sous-système. Le banc et chaque diagnostic reçoivent ce signal de trigger optique. Un boîtier de conversion fibre optique TTL est branché en entrée de chaque appareil, le banc GRIFON inclus et permet la synchronisation de chacun des diagnostics.

La figure 2.7 présente un chronogramme de synchronisation d'une caméra rapide Phantom avec le courant. L'acquisition étant effectuée en continu avec un buffer tournant pour ce type de caméra, elle n'est donc pas synchronisée avec le début de la montée de courant. Un déphasage aléatoire ainsi qu'un délai sont systématiquement présents entre le début de l'acquisition et le début de la formation de l'arc. Cependant, une datation des images, effectuée par rapport à l'impulsion du trigger servant au déclenchement du banc, permet de synchroniser les mesures d'imagerie a posteriori.

2 Dispositif expérimental et méthodes

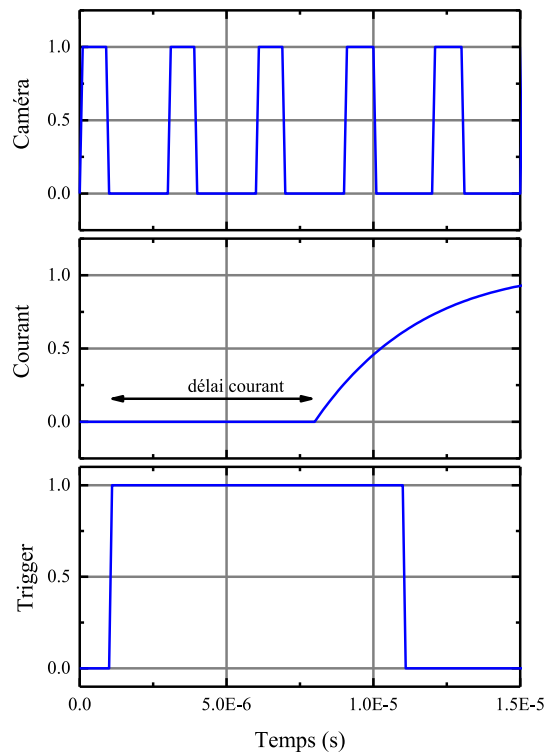


Figure 2.7 - Représentation d'un chronogramme des signaux de synchronisation des caméras rapides et du courant.

Dans le cas de la spectroscopie d'émission, la caméra ICCD ne réalise qu'une image pour chaque essai. Le montage optique de collection de la lumière émise étant directe, le spectromètre est placé à moins de deux mètres de la zone d'essai. Pour synchroniser ce montage, une fibre optique reliée à une photodiode Thorlabs SM05PD de temps de montée de 10 ns collecte la lumière émise juste au-dessus du fil d'amorce et sert de signal de trigger à la caméra ICCD. Pour résoudre les problèmes de bruits électromagnétiques induits par l'éclateur et déclenchant de façon intempestive la caméra, la photodiode est montée directement sur le boîtier de contrôle de la caméra. Cette solution limite les effets d'antenne induits par un câble coaxial reliant la photodiode au boîtier de contrôle. La caméra ICCD renvoie un signal de la durée d'acquisition, permettant de contrôler pour chaque tir le délai d'acquisition de l'image par rapport à la montée de courant (figure 2.8).

2.2 La caractérisation d'un système linéaire par sa réponse impulsionnelle

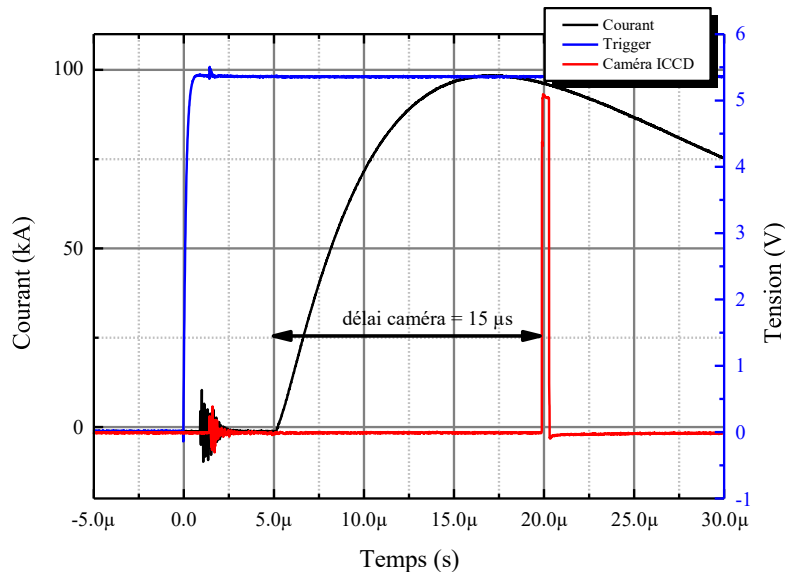


Figure 2.8 - Signaux de trigger, courant de décharge et porte de la caméra ICCD, exemple pour un délai de 15 μ s.

2.2 La caractérisation d'un système linéaire par sa réponse impulsionnelle

Lorsqu'un système est linéaire, que ce soit en électronique, en optique ou encore en spectroscopie, il est caractérisable par sa réponse à une impulsion. Celle-ci s'obtient en appliquant une impulsion à l'entrée du système. En effet, si un signal d'entrée peut se décomposer comme une combinaison linéaire d'impulsions, alors le signal de sortie correspondra à la même combinaison linéaire appliquée à la réponse impulsionnelle. Cette transformation s'écrit aussi sous la forme d'une opération de convolution :

$$y = h * s \quad \text{Équation 2.2}$$

avec s le signal d'entrée ;

h la fonction de transfert du système correspondant à la réponse impulsionnelle ;

y le signal de sortie.

En fonction du domaine, la réponse impulsionnelle est désignée par différents noms. En spectroscopie, il s'agit de la *fonction d'appareil*. Elle caractérise l'élargissement des raies spectrales introduit par le montage de spectroscopie. Elle se mesure en utilisant une source monochromatique de finesse supérieure à la résolution spectrale du spectromètre. Bien qu'elle soit parfois approximée par une réponse triangulaire, la forme réelle de la fonction d'appareil est bien plus complexe comme le montre les travaux de Desbiens (Desbiens, 2004).

En optique instrumentale, on parle de *fonction d'étalement du point*, de *réponse impulsionnelle spatiale* ou encore de *PSF* pour *point spread function*. Elle caractérise l'étalement spatial des points d'une image (figure 2.9). Elle se mesure en théorie avec une source lumineuse ponctuelle isotrope, c'est-à-dire dont l'intensité lumineuse est la

même dans toutes les directions. En pratique, la mesure est réalisable en utilisant un sténopé de dimension inférieure à la taille du pixel dans le plan objet dans lequel on fait diffracter une source lumineuse, pouvant être un laser. Une méthode alternative consiste à utiliser une cible connue comportant un bruit blanc, l'estimation de la PSF s'effectue alors par déconvolution. La PSF est engendrée par la diffraction et les aberrations optiques du montage d'acquisition.

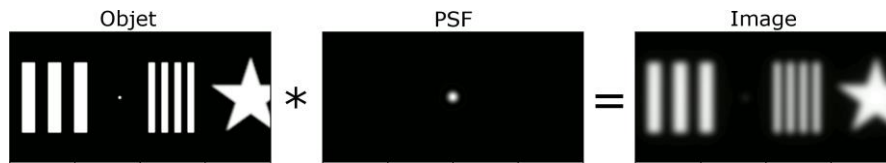


Figure 2.9 - Illustration de l'effet de la PSF lors de l'acquisition d'une image (Wikipédia).

2.3 La transformée d'Abel

La transformée d'Abel correspond à un cas particulier de projection tomographique pour les objets à symétrie cylindrique (Lavallou & Lagrange, 2005). Pour ce type de géométrie, une reconstruction est possible à partir d'observations effectuées uniquement selon un axe de projection.

La transformée d'Abel correspond à l'intégration d'une contribution $f(r)$ le long d'une corde passant à une distance $|y|$ du centre de symétrie (figure 2.10). L'expression de cette projection est de la forme suivante :

$$F(y) = 2 \int_{|y|}^{+\infty} \frac{f(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr$$

Équation 2.3

avec f une fonction de contribution qui est continue et dérivable.

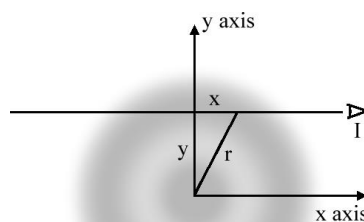


Figure 2.10 - La transformée d'Abel correspond au signal observé par un observateur, c'est-à-dire à une intégrale des contributions $f(r)$ (représentée en niveau de gris) le long d'une corde passant à une distance $|y|$ du centre de symétrie (Wikipédia).

La détermination des contributions $f(r)$ s'effectue avec la transformée inverse d'Abel aussi appelée opérateur d'Abel, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{+\infty} \frac{dF}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy$$

Équation 2.4

L'utilisation de l'inversion d'Abel pour des mesures discrètes s'effectue avec des résolutions successives des contributions locales en partant du bord vers le centre de l'objet à reconstruire. Les erreurs se cumulant avec le nombre d'itérations, l'erreur de reconstruction d'Abel augmente avec le nombre de points (K. Paul et al., 2005).

L'inversion d'Abel pour l'étude des plasmas est cependant limitée aux cas optiquement minces. Des changements doivent être effectués pour les plasmas non optiquement minces. Cela sera réalisé au chapitre V pour remonter aux propriétés thermodynamiques locales de l'arc foudre.

2.4 Quelques filtres classiques de traitement des images

Cette partie est consacrée à la présentation de filtres classiques du domaine du traitement d'image. Ces filtres sont communément utilisés pour du débruitage et de la détection de bord.

2.4.1 Filtres linéaires

Les filtres linéaires sont l'ensemble des filtres qui peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$h * s \quad \text{Équation 2.5}$$

avec s le signal à filtrer et h le noyau de convolution du filtre aussi appelé fonction de transfert.

Une convention classique pour exprimer un filtre linéaire est de représenter uniquement le noyau du filtre. Cette convention sera utilisée par la suite.

2.4.2 Filtres de débruitage

2.4.2.1 Filtre gaussien

Le filtre gaussien est un filtre linéaire passe bas. L'expression de son noyau est le suivant :

$$h(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right)$$

Équation 2.6

Pour obtenir une forme matricielle, le noyau est tronqué pour les valeurs suffisamment faibles.

L'utilisation du filtre gaussien n'est pas idéale pour traiter du bruit impulsionnel. En

2 Dispositif expérimental et méthodes

effet, sur ce type de bruit, le filtre permet certes de diminuer le bruit des pixels aberrants, cependant l'ensemble des pixels du proche voisinage sont entachés d'un bruit supplémentaire (figure 2.11). Ce comportement est aussi valable pour l'ensemble des filtres linéaires.

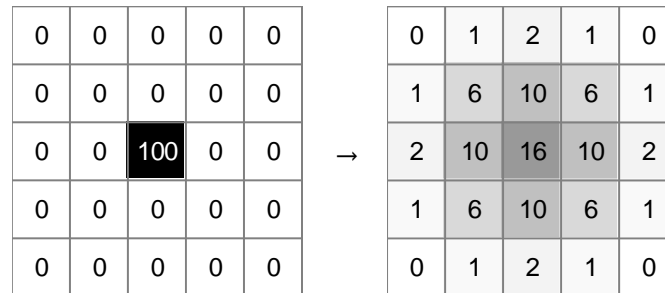


Figure 2.11 - Filtrage gaussien ($\sigma = 1$) d'un bruit impulsionnel.

2.4.2.2 Filtre médian

Le filtre médian est un filtre non linéaire. Son principe est de sélectionner la valeur médiane des pixels considérés dans une fenêtre d'analyse.

Ce filtre a la particularité d'être insensible aux valeurs aberrantes si moins de la moitié des pixels sont aberrants. Cela rend le filtre particulièrement adapté pour traiter des bruits impulsionnels (figure 2.12) ou les bruits à densité s'étalant vers l'infini (Bolon et al., 1995).

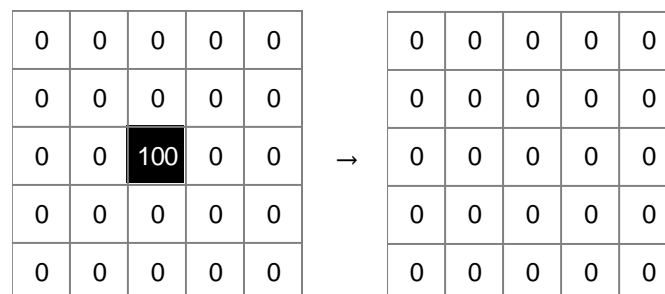


Figure 2.12 - Filtrage médian d'un bruit impulsionnel avec une fenêtre d'analyse de 3×3 .

De plus, le filtre médian a la propriété de laisser inchangées les régions de transition monotone, ce qui permet la conservation du gradient (Gallagher & Wise, 1981).

2.4.3 Filtre de détection de bord

2.4.3.1 Filtre de Sobel

Le filtre de Sobel est un filtre linéaire dérivatif, sa norme permet la détection de bord. Les expressions des noyaux dérivatifs sont les suivants :

2.4 Quelques filtres classiques de traitement des images

$$h_x = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Équation 2.7

$$h_y = \begin{pmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{pmatrix}$$

Équation 2.8

avec h_x et h_y correspondant respectivement aux noyaux de calcul des gradients horizontal et vertical.

Le filtre de Sobel est décomposable selon une convolution entre un filtre de lissage suivant une direction et un filtre de dérivation selon la seconde direction (Bolton et al., 1995) :

$$h_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot (-1 \ 0 \ 1)$$

Équation 2.9

$$h_y = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot (1 \ 2 \ 1)$$

Équation 2.10

Cette définition du filtre dérivatif permet d'assurer une meilleure robustesse sur des images expérimentales qu'une simple discrétisation de la dérivée.

2.4.3.2 Filtre de Canny

Le filtre de Canny (Canny, 1986) est un filtre non linéaire permettant la détection de contour. Ce filtre a été conçu pour être optimum selon les critères suivants :

- une bonne détection des contours ;
- une bonne localisation des contours ;
- une détection unique d'un même contour.

Ce filtre se décompose en plusieurs éléments successifs (Mordvintsev & Abid, 2013) :

1. Un filtre gaussien pour diminuer le bruit de l'image.
2. Un calcul de norme du gradient en utilisant le filtre de Sobel.
3. Une suppression des non maximums suivant la direction du gradient (figure 2.13). Cela permet d'assurer la finesse des bords.

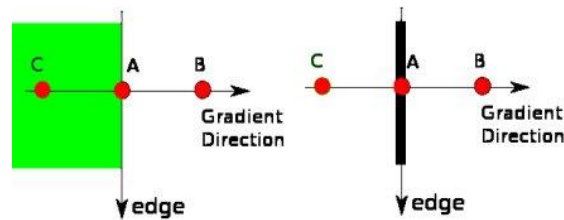


Figure 2.13 - Suppression des non-maximums (© Copyright 2013, Mordvintsev A. & Abid K.).

4. Une propagation des bords par hystérésis (figure 2.14). Les bords, dont la norme du gradient est supérieure au seuil haut, sont considérés comme des bords définitifs. Les bords, dont la norme du gradient est comprise entre le seuil bas et le seuil haut, sont considérés comme des bords définitifs s'ils sont connectés à un bord définitif. Les bords, dont la norme du gradient est inférieure au seuil bas, ne sont pas considérés comme des bords définitifs.

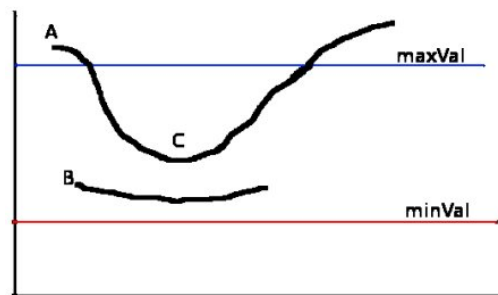


Figure 2.14 - Sélection par hystérésis des bords (© Copyright 2013, Mordvintsev A. & Abid K.).

2.5 Le calcul des incertitudes

Le calcul des incertitudes étant nécessaire pour l'estimation de la précision des mesures, les notions utilisées dans ces travaux sont présentées dans cette section. Les paragraphes suivants présentent les incertitudes de type A et de type B, ainsi que des formules de propagation des incertitudes pour des mesures corrélées.

2.5.1 Incertitude de type A

Dans le cas de mesures répétées d'une observable X , l'écart-type expérimental des estimations x_1, x_2, \dots, x_N est :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Équation 2.11

avec \bar{x} la moyenne des x_i .

L'incertitude de répétabilité sur la moyenne \bar{x} est alors :

$$u = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$$

Équation 2.12

2.5.2 Incertitude de type B

Les incertitudes de type B correspondent à l'ensemble des méthodes permettant l'accès à la valeur de l'incertitude, qui peuvent être :

- les résultats de mesures antérieures ;
- l'expérience ou la connaissance générale du comportement et des propriétés des matériaux et des instruments utilisés ;
- les spécifications du fabricant ;
- les données fournies par des certificats d'étalonnage ou autres certificats ;
- l'incertitude assignée à des valeurs de référence provenant d'ouvrages et de manuels.

2.5.3 Propagation des incertitudes pour des mesures corrélées

D'après le Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, aussi dit le GUM (Comité commun des guides en métrologie et al., 2008), dans le cas d'une mesurande Y déterminée à partir de N grandeurs X_1, X_2, \dots, X_N à travers une relation fonctionnelle f tel que $Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N)$, en notant y et x_1, x_2, \dots, x_N les estimations respectives de Y et X_1, X_2, \dots, X_N , la relation suivante permet le calcul de l'incertitude de y :

$$u_c^2 = \sum_{i=1}^N c_i^2 u_i^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N c_i c_j u_i u_j r_{i,j}$$

Équation 2.13

avec u_c, u_i correspondant respectivement aux incertitudes de y et x_i ;
 $r_{i,j}$ le degré de corrélation entre x_i et x_j . Pour des mesures indépendantes $r_{i,j} = 0$;
 $c_i = \frac{\partial f}{\partial x_i}$ le coefficient de sensibilité.

L'expression de l'incertitude d'une moyenne arithmétique, $y = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$, se simplifie sous la forme suivante :

$$u_c^2 = \frac{1}{N^2} \left(\sum_{i=1}^N u_i^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_i u_j r_{i,j} \right)$$

Équation 2.14

2 Dispositif expérimental et méthodes

L'expression de l'incertitude d'un produit, $y = \prod_{i=1}^N x_i$, peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{u_c^2}{y^2} = \sum_{i=1}^N \frac{u_i^2}{x_i^2} + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{u_i u_j r_{i,j}}{x_i x_j}$$

Équation 2.15

ou encore :

$$u_{c,rel}^2 = \sum_{i=1}^N u_{i,rel}^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_{i,rel} u_{j,rel} r_{i,j}$$

Équation 2.16

avec $u_{c,rel}$, $u_{i,rel}$ correspondant respectivement les incertitudes relatives de y et x_i .

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

3.1	DESCRIPTION STRUCTURALE DE PANNEAUX DE VOILURE ET DE FUSELAGE	62
3.1.1	STRUCTURES MULTICOUCHES DES PANNEAUX	62
3.1.2	DESCRIPTION STRUCTURELLE DES COUCHES CONSTITUTIVES DES PANNEAUX AERONAUTIQUES	62
3.1.3	SOURCES DE DIFFICULTE DES PANNEAUX AERONAUTIQUES POUR UNE ETUDE ACADEMIQUE	64
3.2	REALISATION D'ECHANTILLONS ACADEMIQUES.....	65
3.2.1	CHOIX DE REALISATION DES PANNEAUX ACADEMIQUES	65
3.2.2	PANNEAUX ACADEMIQUES REALISES.....	67
3.3	ÉTUDE POST-MORTEM.....	67
3.3.1	ENDOMMAGEMENT DE STRUCTURE EN ALUMINIUM.....	67
3.3.2	ENDOMMAGEMENT DES PROTECTIONS METALLIQUES.....	72
3.4	CONCLUSION.....	77

Ce chapitre porte sur la réalisation de panneaux académiques et sur l'étude de leur résistance à un arc impulsionnel de type D. L'enjeu du développement de ces panneaux est de permettre une meilleure maîtrise de leurs propriétés par rapport aux panneaux aéronautiques (épaisseur et isotropie) et de découpler les phénomènes physiques de l'interaction plasma/matériaux participant à l'endommagement des panneaux, comme cela a été initié dans des travaux précédent (Bigand & Duval, 2017; Sousa Martins et al., 2017).

La première partie présente une description structurelle des panneaux aéronautiques constituant la peau d'un avion. Elle fait ressortir la complexité d'une étude réalisée directement sur des échantillons aéronautiques, en raison du nombre important de paramètres pouvant varier au sein des échantillons et des difficultés de reproductibilité de ces derniers.

La seconde partie concerne le développement des panneaux académiques. Ces panneaux visent à simplifier l'étude de l'interaction plasma-matériaux. Leurs réalisations sont effectuées à partir d'une substitution des couches constitutives des panneaux aéronautiques par des matériaux aux caractéristiques maîtrisées. Les choix de substitution sont réalisés afin de garantir la reproductibilité des panneaux et la simplification des phénomènes physiques mis en jeu, tout en restant cohérents par rapport aux panneaux aéronautiques.

La dernière partie se focalise sur une étude de l'endommagement des panneaux académiques après un essai foudre de type D. Dans une première section, nous considérons des panneaux aluminium et dans une seconde section des panneaux composites. Dans le cas des panneaux aluminium, nous investiguons l'influence de la présence du diélectrique et de ses propriétés géométriques sur l'endommagement pour différents niveaux de courants. Les diélectriques utilisés pour remplacer la peinture sont présentés dans la section 3.2.

Pour les cas composites, les mesures doivent tout d'abord être normalisées pour se ramener à des conditions expérimentales identiques et permettre leur analyse. Une étude paramétrique est ensuite effectuée, faisant ressortir l'influence du grammage, du type de protection et des effets de la peinture sur l'endommagement des protections. Pour finir, une loi comportementale de l'endommagement des protections métalliques en fonction de leur grammage est mise en évidence.

3.1 Description structurale de panneaux de voilure et de fuselage

3.1.1 Structures multicouches des panneaux

Pour cette étude, on considère deux grandes catégories de panneaux aéronautiques : les panneaux métalliques (figure 3.1) et les panneaux en composite de carbone (figure 3.2), aussi appelés CFRP pour *Carbon Fiber Reinforced Polymer*. Les panneaux composites sont essentiellement présents sur les nouvelles générations d'avion.

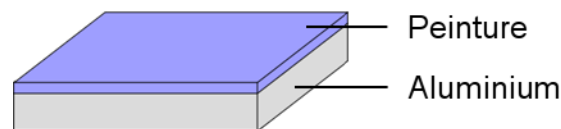


Figure 3.1 - Panneau aéronautique avec une structure en aluminium.

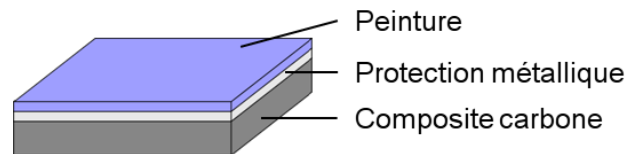


Figure 3.2 - Panneau aéronautique avec une structure en composite de carbone.

Dans le cas des panneaux en composite, la protection métallique présente entre la structure et la peinture, permet la protection face à la foudre du composite. En effet, en raison de sa mauvaise conductivité électrique, le composite de carbone s'échauffe rapidement par effet joule lors du foudroiement, ce qui participe à la délamination des fibres de carbone. L'ajout d'une protection métallique permet d'absorber la majorité du flux de charges de l'arc foudre et donc de limiter l'endommagement.

En plus de la structure du panneau, des autocollants peuvent aussi être ajoutés par les compagnies aériennes sur leurs avions, ce qui ajoute une épaisseur supplémentaire de diélectrique à la surface du panneau.

3.1.2 Description structurale des couches constitutives des panneaux aéronautiques

Les différents panneaux présentent les couches suivantes :

- La peinture, qui se subdivise entre un primaire, qui sert d'inhibiteur de corrosion du métal et permet l'accroche de la peinture, et la finition (FAA, 2018).
- La structure, qui peut être de deux types :

3.1 Description structurale de panneaux de voileure et de fuselage

- Métallique, généralement en aluminium. Les structures métalliques ont une bonne conductivité électrique, ce qui leur confère une bonne résistance face aux foudroiements.
- Composite en fibres de carbone. Les structures en composite sont plus légères que celles en aluminium. Les propriétés mécaniques et électriques de ces matériaux anisotropes dépendent de plusieurs paramètres, en particulier du nombre de plis de carbone, de l'agencement des fibres ainsi que de la résine utilisée. Parmi les assemblages les plus courants, on retrouve l'alignement des fibres unidirectionnel et quasi-isotrope et le cas tissé (figure 3.3).

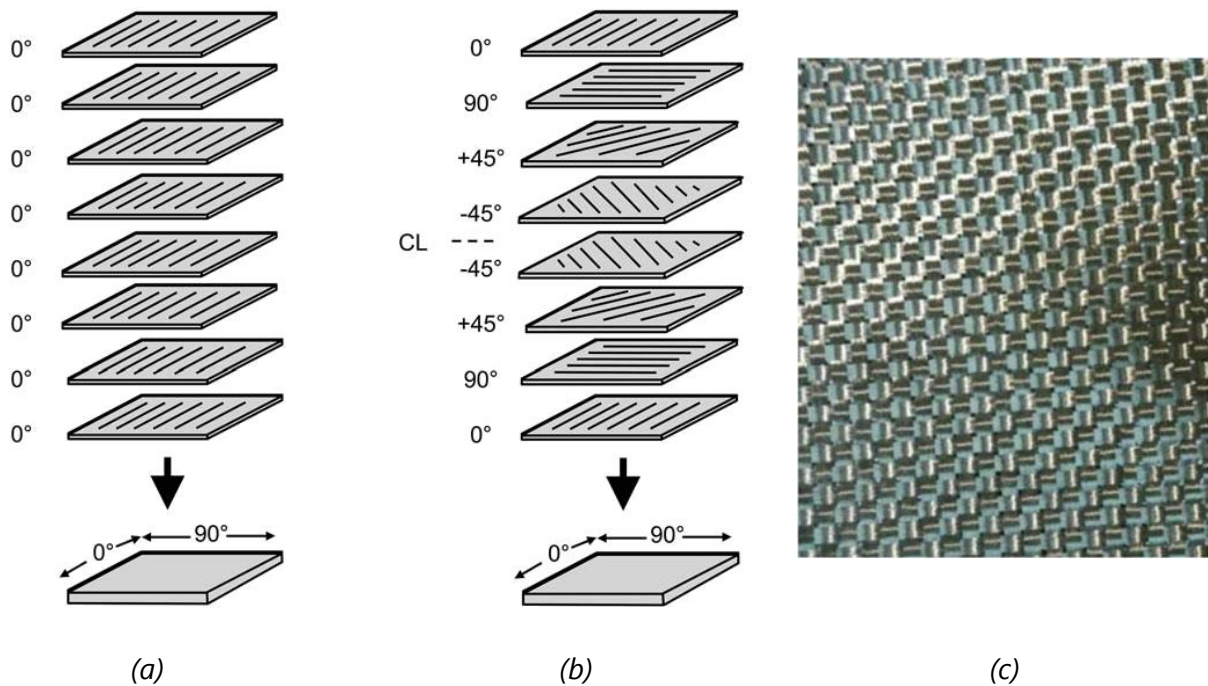


Figure 3.3 - (a) agencement unidirectionnel des fibres (Campbell, 2010) (b) agencement quasi-isotrope des fibres (Campbell, 2010) (c) composite carbone à fibres tissées (Truong & Choi, 2019).

- La protection métallique dans le cas des structures composites. Les protections métalliques les plus utilisées sont des treillis métalliques (figure 3.4), obtenues par tissage dans le cas du *Bronze Mesh* (BZ) ou par étirement à partir de feuilles métalliques percées dans le cas du *Expanded Copper Foil* (ECF). L'utilisation de feuilles métalliques est également possible, mais reste cependant limitée dans la pratique en raison des difficultés de pose et d'adhérence de la peinture qu'elles engendrent lors de la réalisation du fuselage ou de la voileure (Fisher et al., 1989, p. 145).

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

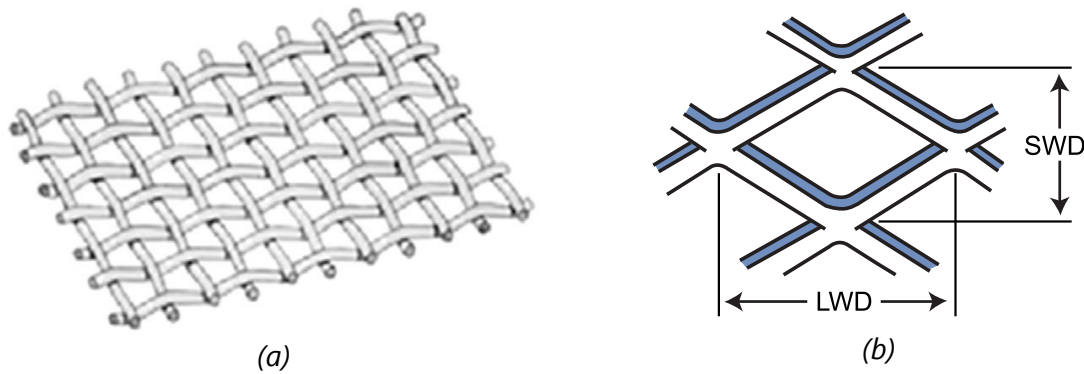


Figure 3.4 - (a) schéma d'une protection de Bronze Mesh (Gagné & Therriault, 2014) (b) schéma d'une protection d'Expanded Copper Foil (Dexmet Corporation, 2020).

- Les autocollants, qui sont composés d'une couche diélectrique comportant la décoration graphique et peuvent aussi intégrer une protection métallique pour permettre un meilleur couplage avec les structures composites (Zielinski & Iwamoto, 2015).

3.1.3 Sources de difficulté des panneaux aéronautiques pour une étude académique

L'utilisation de panneaux aéronautiques pour une étude paramétrique est complexe pour les raisons suivantes :

- L'opération de mise de peinture est difficilement répétable. Cela induit des difficultés de contrôle de l'épaisseur moyenne de la peinture, ainsi que des variations d'épaisseur au sein d'un même échantillon (Tristant & Fustin, 2017).
- Les structures en fibre de carbone sont des matériaux anisotropes qui peuvent se délaminer lors d'essais foudres (Hirano et al., 2010). L'anisotropie affecte leurs propriétés mécaniques et électriques (Alemour et al., 2019). La délamination s'accompagne de projection de particules de carbone. Ces projections obstruent en partie le champ des diagnostics optiques. De plus l'anisotropie impose un suivi du phénomène suivant plusieurs directions.
- La compréhension fine de l'endommagement au sein du matériau composite nécessite l'usage de modèles multi-physique prenant en compte le couplage thermique, électrique et mécanique (Dong et al., 2015; Ogasawara et al., 2010; Rannou et al., 2017).
- L'assemblage d'une protection métallique avec le CFRP engendre un couplage électrique entre les deux (Guo et al., 2019). L'utilisation de modèles physiques non analytiques est donc nécessaire pour détailler la répartition de la densité courant au sein de ces deux matériaux (Abdelal & Murphy, 2014; Espinosa et al., 2017).
- L'ajout d'autocollants complexifie la physique, d'autant plus que ces derniers peuvent avoir une structure conçue pour résister aux intempéries. Leur influence n'est pas considérée dans la suite de ces travaux.

Afin de s'affranchir des contraintes de répétabilité, de la complexité des matériaux et des effets de couplages, des panneaux académiques ont été développés. Leur réalisation est présentée dans la suite.

3.2 Réalisation d'échantillons académiques

3.2.1 Choix de réalisation des panneaux académiques

Pour permettre la réalisation d'une étude globale de l'interaction plasma-matériaux, des panneaux simplifiés ont été réalisés. Ils sont conçus pour faciliter le rapprochement avec des échantillons réels. Pour cela, les analogies suivantes ont été effectuées :

- La peinture est remplacée par un diélectrique pouvant être, pour les besoins de l'étude, une feuille de Nomex[®] 410 ou une plaque en fibre de verre de 1 mm d'épaisseur.

L'utilisation de feuilles de Nomex permet d'assurer une épaisseur de diélectrique reproductible entre les échantillons et constante au sein d'un échantillon. Les variations d'épaisseurs totales mesurées au sein d'une même feuille de Nomex sont inférieures à 10 μm avec un écart-type inférieur à 3 μm . Ce qui correspond aux limites de notre instrument de mesure. Ces valeurs sont inférieures à celles présentes dans la littérature pour de la peinture. Dans les travaux de Tristant et Fustin (Tristant & Fustin, 2017), des variations d'épaisseur totale entre échantillons de 33 μm ont été mesurées ainsi qu'un écart-type moyen de l'épaisseur de 23 μm .

L'utilisation d'une plaque en fibre de verre ou GFRP, pour *Glass Fiber Reinforced Polymer*, évite la déformation ou la détérioration du diélectrique au cours de l'essai foudre. Il est ainsi possible d'étudier uniquement l'effet d'une constriction imposée sur l'endommagement du matériau et sur les propriétés de l'arc électrique.

Pour comparer ces diélectriques à de la peinture, des échantillons peints sont également étudiés dans ces travaux. La peinture utilisée est du polyuréthane PU66 8H. Celle-ci est déposée sur les échantillons en réalisant plusieurs couches.

- Les protections métalliques commerciales sont remplacées par des feuilles métalliques en raison de leurs propriétés isotropes, comme cela a déjà pu être effectué dans les travaux de Bigand et Duval (Bigand & Duval, 2017). Des feuilles métalliques d'aluminium, notées *SAF* pour *Solid Aluminum Foil*, et de cuivre, notées *SCF* pour *Solid Copper Foil*, sont utilisées avec différentes valeurs de grammage. Ces protections sont comparées à des protections commerciales telles que l'*Expanded Copper Foil*, et le *Bronze mesh*.

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

Tableau 3.1 - Propriétés des protections métalliques.

	SAF 27	SAF 41	SAF 81	SAF 135	ECF 73	ECF 195	BZ 80	SCF 72	SCF 189
Épaisseur (µm)	10	15	30	50	5	10	15	8	21
Grammage (g/m ²)	27	41	81	135	73	195	80	72	189
Résistance carrée ¹ (mΩ/□)	2.9	1.9	1.0	0.6	SWD: 8,2 LWD: 2.5	SWD: 3,0 LWD: 1,1	29	2.1	0.8

- Les structures en fibre de carbone sont remplacées par des structures en fibre de verre, composé de FR4 avec une orientation des fibres de 0-90°. L'utilisation d'une structure diélectrique permet de connaître exactement le courant injecté dans la protection métallique en raison de l'absence de couplage électrique. La fibre de verre présente aussi l'avantage de rendre possible le suivi, par transparence, de l'endommagement des protections métalliques au cours du temps (Bigand et al., 2018). Pour garantir la tenue mécanique face à la contrainte appliquée sur les échantillons lors des essais foudre, des panneaux de fibre de verre de 2 mm d'épaisseur sont utilisés.
- Les panneaux d'aluminium aéronautique utilisés sont réalisés à partir de l'alliage Al 2024-T3 constitué de 95 % d'aluminium, 4 % de cuivre et 1 % de magnésium (ASM Aerospace Specification Metals Inc., 2020). Des panneaux de 1,6 et 2 mm d'épaisseur sont utilisés pour limiter la déflexion des échantillons.

Pour la réalisation des échantillons, différents choix de collage ont été effectués :

- Les protections métalliques sont collées avec une colle en spray permanente, ce qui permet d'assurer l'absence de plis et d'inhomogénéité dans la protection.
- Les feuilles de Nomex sont collées avec une colle en spray repositionnable. Cela permet d'éviter l'arrachement de la protection métallique lorsque le diélectrique est soulevé par les vapeurs métalliques.
- Les plaques en fibre de verre, utilisées comme simulat de la peinture, sont fixées avec du ruban adhésif double face. Cela permet un meilleur maintien qu'avec les colles en spray et assure l'adhérence sur les panneaux aluminium tout au long des essais foudre.
- La peinture a été déposée directement sur les protections métalliques par un atelier extérieur.

¹ La résistance carrée correspond à la résistance électrique d'une couche mince de forme carrée. Elle s'exprime en ohm par carré, noté Ω/□.

3.2.2 Panneaux académiques réalisés

Le tableau ci-dessous rassemble les 27 types d'échantillons académiques réalisés pour nos travaux. Chaque ligne regroupe l'ensemble des combinaisons étudiées.

Tableau 3.2 - Récapitulatif des échantillons.

Structure (épaisseur) Panneau de 400x400 mm²	Protection (grammage g.m⁻²)	Diélectrique (épaisseur)
Aluminium aéronautique (1,6 ou 2 mm)		<ul style="list-style-type: none"> • Sans diélectrique • Nomex percé (250 µm) : Ø 6 mm • Fibre de verre percée (1 mm) : Ø 9 et 20,4 mm
Fibre de verre (2 mm)	<ul style="list-style-type: none"> • SAF 27, 41, 81 et 135 • SCF 72, 189 • ECF 73 et 195 • BZ 80 	<ul style="list-style-type: none"> • Sans diélectrique • Nomex (380 µm)
Fibre de verre (2 mm)	<ul style="list-style-type: none"> • SAF 27 	<ul style="list-style-type: none"> • Nomex (130, 380 et 760 µm)
Fibre de verre (2 mm)	<ul style="list-style-type: none"> • SAF 27 	<ul style="list-style-type: none"> • Peinture (100 et 300 µm)
Fibre de verre (2 mm)	<ul style="list-style-type: none"> • SAF 135 	<ul style="list-style-type: none"> • Peinture (300 µm)

Lors de l'ajout d'un diélectrique, en l'absence de pré-perçement initial, un trou est effectué avec une mèche de 0,6 mm pour permettre l'initialisation de l'arc.

3.3 Étude post-mortem

Dans cette partie, une étude comparative de l'endommagement final est effectuée pour les différents types d'échantillon. L'étude de l'endommagement est subdivisée en deux sous-parties, la première pour les panneaux en aluminium et la seconde pour les panneaux en matériaux composites focalisée plus particulièrement sur l'endommagement des protections métalliques.

3.3.1 Endommagement de structure en aluminium

L'endommagement de l'aluminium étant grandement accentué par la présence de diélectrique, nous verrons tout d'abord l'effet de la présence d'un diélectrique, avant d'approfondir l'étude pour différentes géométries du diélectrique et niveaux de courant.

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

3.3.1.1 Influence de la présence de diélectrique

Pour mettre en évidence les effets de la présence du diélectrique, deux panneaux d'aluminium aéronautique sont comparés : le premier sans diélectrique (figure 3.5.a) et le second recouvert d'une feuille de Nomex de 380 μm qui est percée d'un trou de 6 mm de diamètre (figure 3.5.b). Après un essai foudre, on observe que la marque du passage du courant de l'arc varie pour ces deux échantillons. Dans le cas sans diélectrique, l'aluminium n'est pas endommagé et on observe la formation de deux disques concentriques pouvant s'expliquer en partie par un dépôt du fil de carbone d'initiation de l'arc à la surface de l'échantillon (figure 3.5.c). Dans le cas avec diélectrique, on observe un endommagement surfacique de l'aluminium (figure 3.5.d).

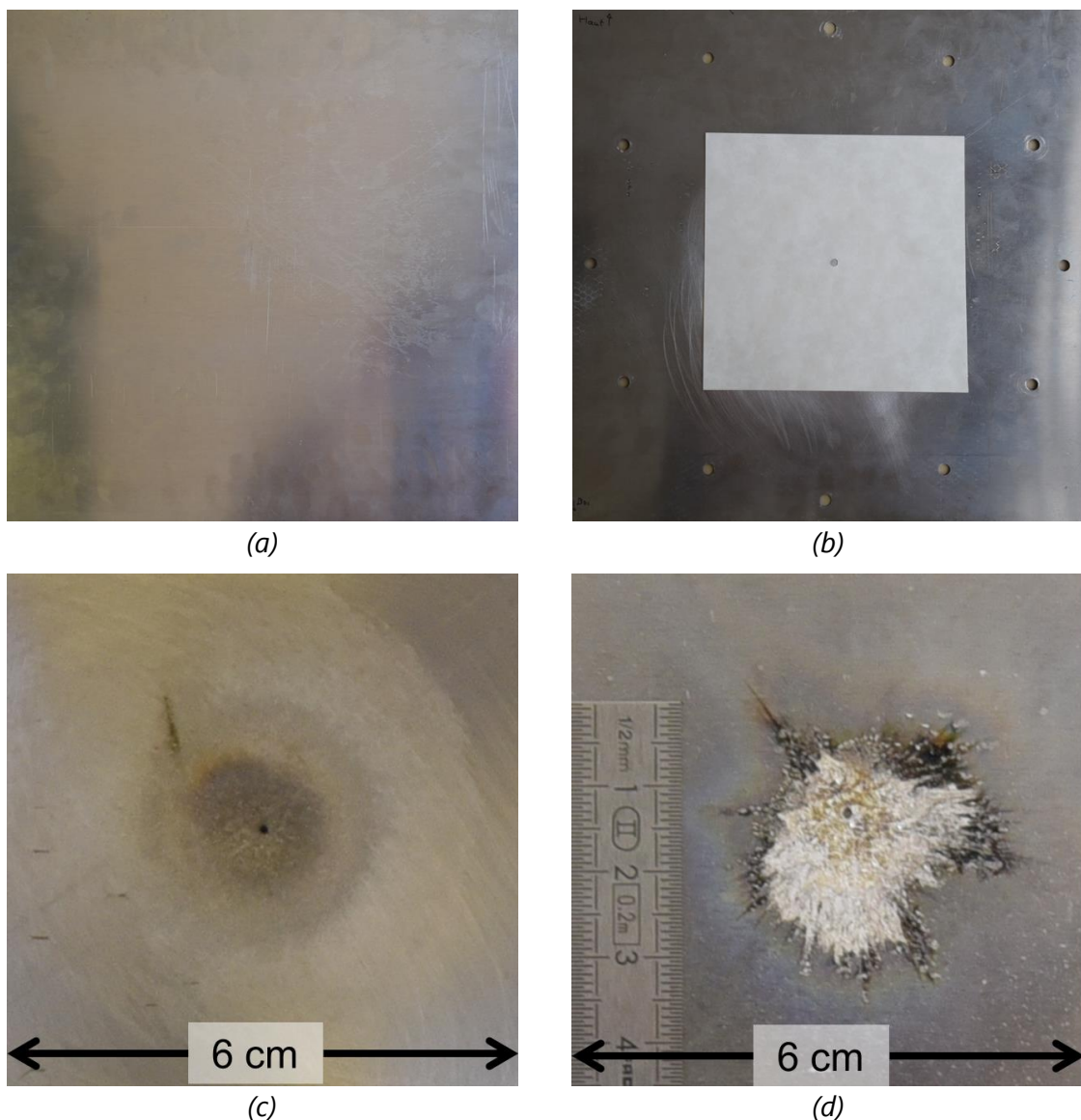


Figure 3.5 - Comparaison de l'endommagement d'échantillons d'aluminium aéronautique Al 2024-T3. (a), (b) : échantillons avant tir respectivement sans diélectrique, avec Nomex 380 μm prépercé d'un trou de Ø 6 mm. (c), (d) : l'endommagement de l'aluminium après essai foudre avec une onde D.

Si maintenant, nous comparons la forme du pied d'arc pour ces deux échantillons pendant l'essai foudre, nous constatons qu'en l'absence de diélectrique, la morphologie de l'arc est peu influencée par l'interface. Seule une constriction de 6 % du rayon de l'arc est observable au niveau de la surface (figure 3.6.a). En présence de diélectrique, la base du pied est contrainte par la taille du trou dans le diélectrique. La constriction de l'arc est donc plus importante que sans diélectrique (figure 3.6.b).

Cette différence de morphologie du pied d'arc permet d'expliquer l'endommagement. En l'absence de diélectrique, la surface d'interface entre le plasma et l'aluminium est supérieure au cas avec diélectrique. Pour l'aluminium brut, la densité surfacique de courant au niveau de l'interface est donc plus faible, tout comme l'effet joule. L'endommagement attendu pour cet échantillon est donc moindre qu'en présence de diélectrique, comme nous pouvons l'observer expérimentalement.

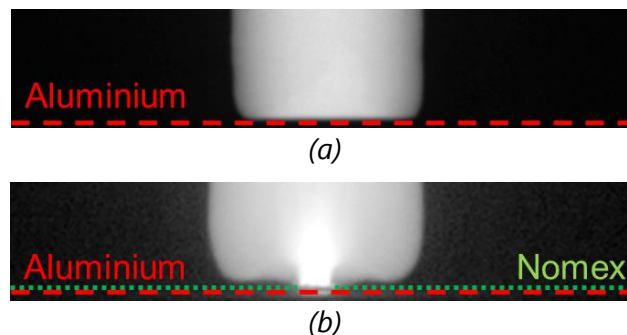


Figure 3.6 - Pied d'arc foudre d'une onde D à $20 \mu s$, avec (a), (b) correspondant respectivement un cas sans diélectrique, avec Nomex $380 \mu m$ percé d'un trou de $\varnothing 6 mm$.

L'influence du diélectrique ayant été mise en évidence dans le cas du Nomex, il est donc intéressant de généraliser cette étude pour différents niveaux de courants et tailles de constriction imposées par le diélectrique. C'est ce que nous verrons dans la suite avec l'utilisation de plaques en fibre de verre.

3.3.1.2 Influence de la géométrie du diélectrique et du niveau de courant

L'utilisation de feuilles de Nomex comme diélectrique permet une substitution à la peinture en raison d'épaisseur équivalente et de l'absence de tenue mécanique. Cependant, lors des essais foudre, le Nomex est soulevé et déchiré par l'explosion initiale de l'arc et par les phénomènes d'interaction entre l'arc et l'aluminium (figure 3.7). Cela ne permet pas une maîtrise de la constriction imposée par le diélectrique au cours du temps. Pour maintenir la géométrie du diélectrique fixe au cours du temps, celui-ci est remplacé par une plaque en fibre de verre de 1 mm d'épaisseur, qui est un matériau suffisamment rigide pour ne pas être déformé.

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

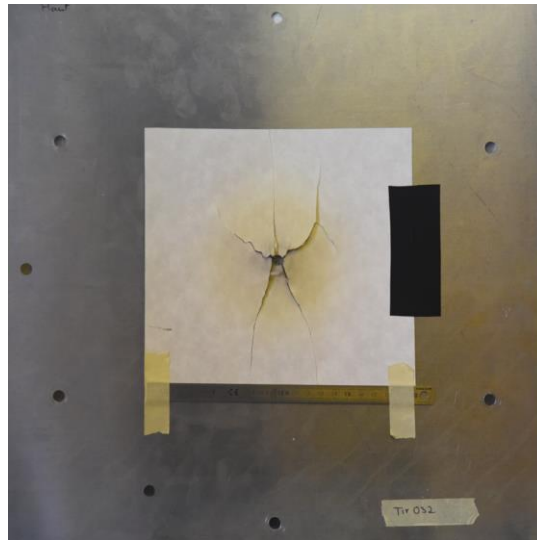


Figure 3.7 - Panneau d'aluminium aéronautique Al 2024-T3 avec du Nomex de 380 μm d'épaisseur prépercé d'un trou de $\text{\O} 6 \text{ mm}$ après un essai foudre.

Après changement de diélectrique, la géométrie de l'endommagement est modifiée. L'endommagement prend la forme circulaire du trou (figure 3.8.a-b-c-d). Cependant, un nouveau phénomène apparaît : un anneau non endommagé est présent à proximité du diélectrique. La surface du disque endommagé augmente avec le niveau de courant utilisé, comme le montre les figures 3.8 a, b et c, qui correspondent respectivement aux ondes de courant $D/4$, $D/2$ et D . On constate aussi que l'anneau disparaît totalement si on réduit la taille du trou dans le diélectrique (figure 3.8.d).

La présence du diélectrique ne permet pas d'expliquer l'apparition de cet anneau qui est non recouvert par le diélectrique et de diamètre inférieur à celui de l'arc (figure 3.9). Cette région devrait a priori être endommagée. Cependant, si on prend en compte les propriétés hydrodynamiques de l'arc, comme cela a été effectué dans une simulation MHD de l'équipe (figure 3.10), on constate que l'onde de choc, formée par l'initiation de l'arc, rebondit sur le bord de la constriction avant de revenir en direction de l'arc et de limiter le volume d'expansion du plasma. Ce phénomène peut expliquer l'anneau intact observé. Il y a donc compétition entre l'expansion de l'arc qui est croissante avec le niveau de courant (Sousa Martins, 2016) et la présence d'onde de choc qui limite l'expansion de l'arc et interfère avec son expansion naturelle.

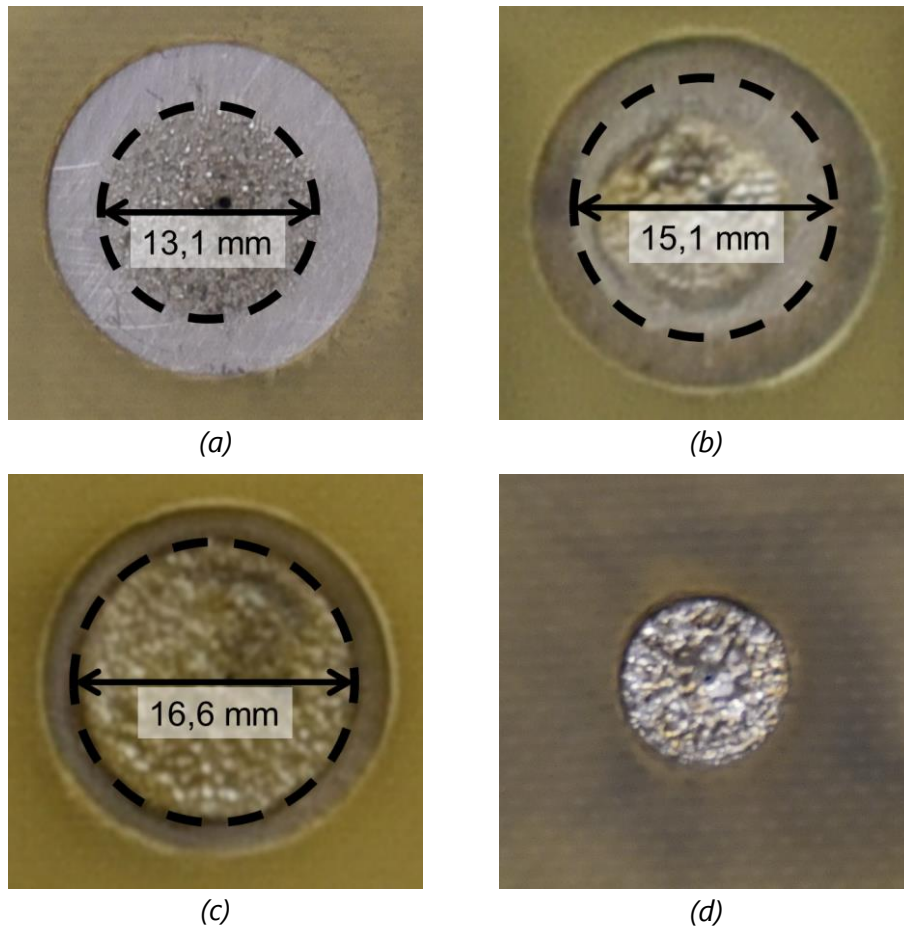


Figure 3.8 - (a)-(b)-(c) plaque d'aluminium aéronautique Al 2024-T3 avec une plaque en fibre de verre percée avec un trou de 20,4 mm de diamètre après test avec une onde respective $D/4$, $D/2$ et D . (d) plaque d'aluminium aéronautique Al 2024-T3 avec une plaque en fibre de verre percée avec un trou de 9 mm de diamètre après test avec une onde D .

La surface endommagée du matériau correspond au mieux à la surface non couverte par le diélectrique. Or l'endommagement local de la structure est d'autant plus important que la surface de circulation du courant est faible. La prédiction de l'endommagement requière une compréhension des propriétés d'expansion de l'arc et de l'évolution de l'onde de choc au cours du temps. Une étude expérimentale des propriétés hydrodynamiques de l'arc et de l'onde de choc est effectuée dans le chapitre suivant.

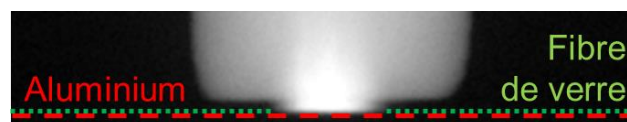


Figure 3.9 - Pied d'arc foudre d'une onde D à $20 \mu\text{s}$ sur un panneau d'aluminium aéronautique recouvert d'une fibre de verre percée d'un trou de $\text{Ø } 20,4 \text{ mm}$.

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

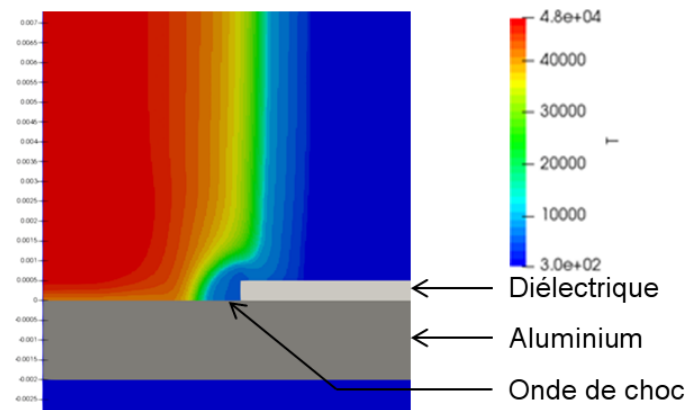


Figure 3.10 - Profil de température d'une simulation MHD 2D axisymétrique réalisé avec le code TARANIS du passage d'un arc électrique d'onde D en présence de diélectrique.

3.3.2 Endommagement des protections métalliques

Dans le cas des panneaux composites, on s'intéresse à l'endommagement de la protection métallique lors du foudroiement, en particulier à l'influence du type et de la densité surfacique de la protection métallique. Une campagne d'essai a donc été réalisée en injectant une onde de courant D sur des panneaux avec une structure, en fibre de verre, recouverte par diverses protections métalliques.

Une fois les essais effectués (figure 3.11), les surfaces absentes des protections sont comparées. Cependant, avant toute comparaison, les mesures doivent être normalisées pour être indépendantes des fluctuations expérimentales liées au banc. Dans le cas des protections en cuivre, un changement de couleur est observé tout autour de la région de disparition du métal (figure 3.11.b).

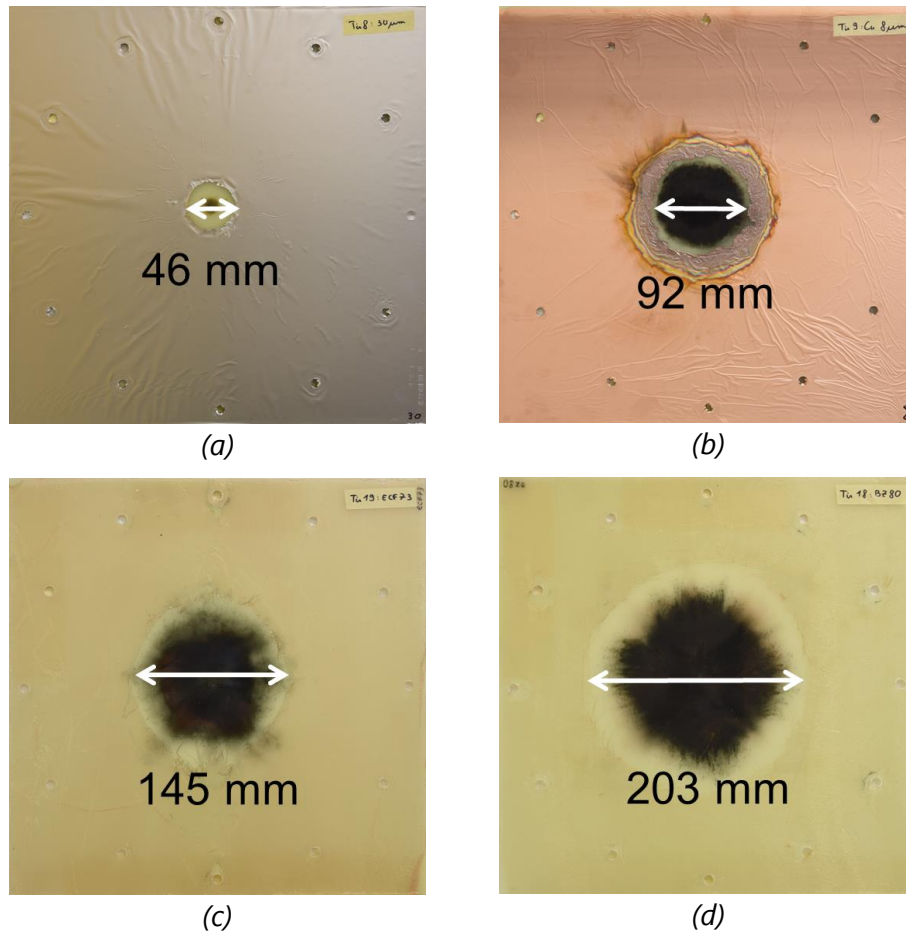


Figure 3.11 - Endommagement de protections métalliques après essai foudre avec une onde D. (a), (b), (c) et (d) correspondent respectivement aux protections SAF 80 g.m⁻², SCF 72 g.m⁻², ECF 73 g.m⁻² et BZ 80 g.m⁻².

3.3.2.1 Normalisation des mesures d'endommagement

En fonction des essais, la résistance totale, introduite par l'échantillon, l'arc électrique et l'interface entre les deux, varie. Cette variation de résistance modifie l'onde de courant injectée et donc l'intégrale d'action. Expérimentalement, les valeurs d'intégrale d'action varient entre 275 et 305 kA².s.

D'après le modèle de changement de phase pour des protections isotropes, proposé lors de la conférence ICOLSE 2019 (Paillous et al., 2019) et décrit dans le chapitre VI, l'endommagement surfacique est proportionnel à l'intégrale d'action. En effet, l'ensemble de la surface de la protection qui a reçu une énergie supérieure ou égale à $\Delta u = u_i - u_0$ s'écrit sous la forme :

$$S_i = \frac{1}{2\pi\delta^2} \frac{\int_0^{t=\infty} I^2 dt}{\int_{u_0}^{u_i} \sigma du} \propto \int_0^{t=\infty} I^2 dt$$

Équation 3.1

avec δ l'épaisseur de la protection, σ la conductivité électrique de la protection, u_0

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

l'énergie interne initiale et u_i l'énergie interne finale à une distance $r_i = \frac{\sqrt{S_i}}{2\pi}$ du point d'injection du courant.

Pour s'affranchir de la valeur réelle de l'intégrale d'action, lors des comparaisons inter-échantillons, il est nécessaire de se ramener à une intégrale d'action de référence. Celle-ci a été fixée à 250 kA².s, ce qui correspond à l'intégrale d'action de l'onde D décrite dans les recommandations de certification (AE-2 Lightning Committee, 2005a). La formulation de la normalisation est la suivante :

$$S_{estimée} = S_{mesurée} \frac{250 \text{ (kA}^2 \cdot \text{s)}}{IA}$$

Équation 3.2

avec IA l'intégrale d'action expérimentale.

La normalisation permet la comparaison inter-échantillon. Cependant des améliorations sont aussi observables lors de mesures répétées sur un même type d'échantillon. Après normalisation, l'écart type relatif moyen passe de 3,7 % à 3,0 % pour les échantillons identiques de SAF. Cette amélioration est aussi constatée pour les échantillons anisotropes. Dans le cas de l'ECF, l'écart type relatif moyen passe de 4,5 % à 2,3 %. L'amélioration entre échantillons isotropes est plus faible en raison d'une meilleure répétabilité inter-échantillon que pour les échantillons anisotropes.

3.3.2.2 Mesures d'endommagement

Une fois les mesures normalisées, elles peuvent être comparées (figure 3.12). On constate qu'à densité surfacique constante, l'endommagement de la protection est croissant selon l'ordre SAF, SCF, ECF et BZ. On observe aussi une diminution de l'endommagement avec l'augmentation de la densité surfacique.

En présence de diélectrique, lorsque le choix de protection conduit à un fort endommagement, une partie de la protection métallique reste collée au diélectrique et est arrachée avec ce dernier lors de l'essai foudre. Les mesures d'endommagement pour ces cas de figure n'ont pas pu être réalisées. Pour les cas exploitables, l'ajout de diélectrique se traduit par une augmentation de 10 à 30 % la surface absente après essai foudre.

L'augmentation de surface absente en présence de diélectrique peut être interprétée par un changement de la répartition des lignes de courant. En l'absence de diélectrique, les lignes de courant peuvent se répartir entre le bord intérieur et la surface supérieure de la protection (figure 3.13.a). En présence de diélectrique, l'ensemble du courant de l'arc circule uniquement dans la protection à partir de la bordure intérieure de la protection (figure 3.13.b), car le diélectrique empêche une connexion directe des lignes de courant entre l'arc et la surface supérieure de la protection. La région proche du bord intérieur voit donc le passage d'une densité de courant plus importante,

entraînant ainsi à une augmentation de l'énergie déposée localement par effet Joule. De ce fait, cette région devient plus sujette au changement de phase, ce qui explique une surface absente plus importante dans les cas avec diélectrique.

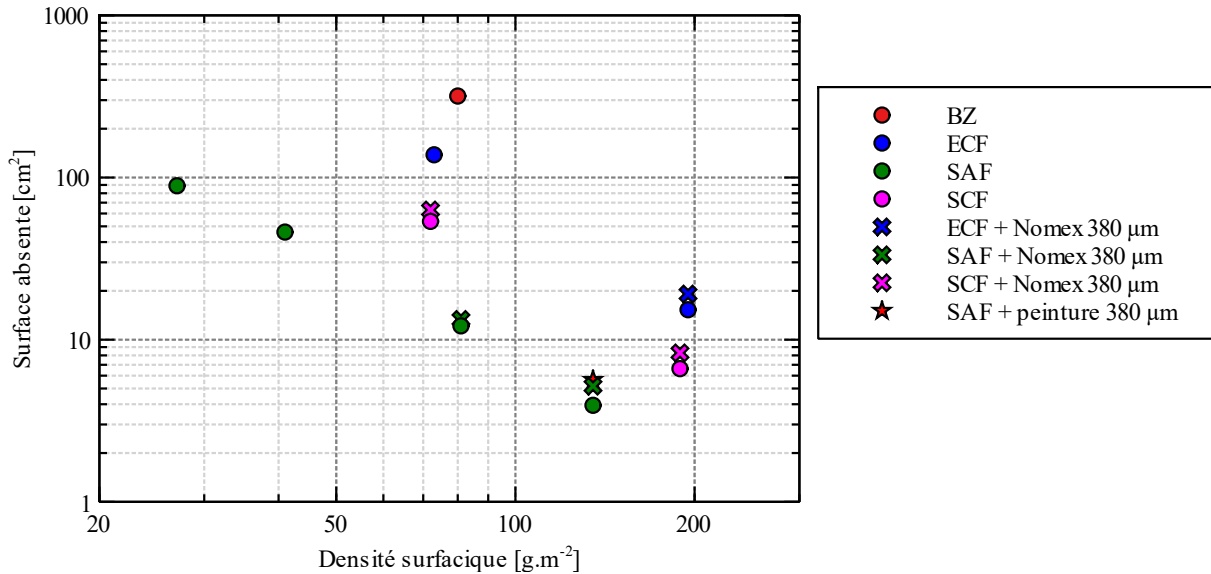


Figure 3.12 - Surface absente en fonction de la densité surfacique après essai foudre avec une onde D. Les valeurs surfaciques sont normalisées et moyennées sur plusieurs mesures.

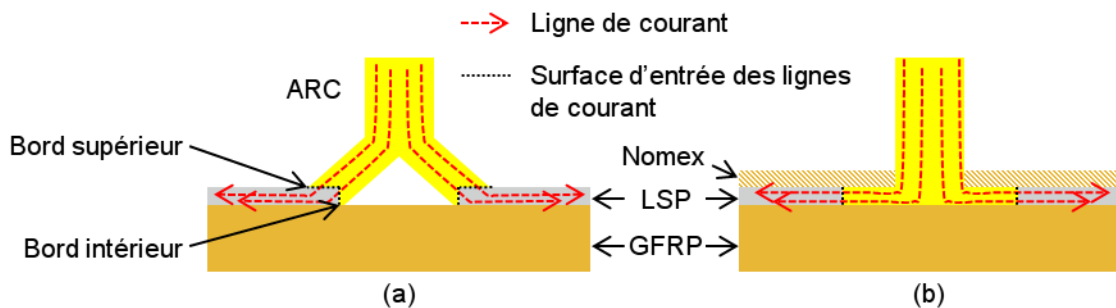


Figure 3.13 - Schémas des lignes de courants en fonction de la présence de diélectrique.

Dans le cas de la protection SAF 135, les mesures effectuées avec de la peinture de 300 µm et du Nomex de 380 µm donnent des résultats identiques (figure 3.12). Les effets de ces deux diélectriques sont donc équivalents au niveau de l'endommagement de la protection métallique.

3.3.2.3 Loi comportementale de l'endommagement

L'alignement des points observables sur la représentation log-log de l'endommagement (figure 3.14) laisse supposer qu'une relation simple existe entre la densité surfacique et la surface absente. Pour cela, réécrivons l'expression de la surface absente en fonction de la densité surfacique $\sigma_s = \delta\rho$ avec ρ la densité volumique :

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

$$S_i = \frac{1}{2\pi\delta^2} \frac{\int_0^{+\infty} I^2 dt}{\int_{u_0}^{u_i} \sigma du} \propto \frac{1}{\delta^2} \propto \frac{1}{\sigma_s^2}$$

Équation 3.3

En appliquant la fonction logarithme à cette expression, on fait apparaître une relation linéaire :

$$\log(S_i) = -2\log(\sigma_s) + cte \quad \text{Équation 3.4}$$

En effectuant une régression linéaire sur les mesures une fois le logarithme appliqué (figure 3.14), on trouve les valeurs de régressions suivantes :

Tableau 3.3 - Régression linéaire du logarithme de la surface absente en fonction du logarithme de la densité surfacique.

	Régression linéaire	Différence relative du coefficient directeur avec le modèle
SAF	$y = -1,94x + 4,76$	- 3 %
SAF + Nomex	$y = -1,86x + 4,67$	- 7 %
SCF	$y = -2,10x + 5,71$	5 %
SCF + Nomex	$y = -2,17x + 5,76$	8,5 %
ECF	$y = -2,24x + 6,31$	12 %

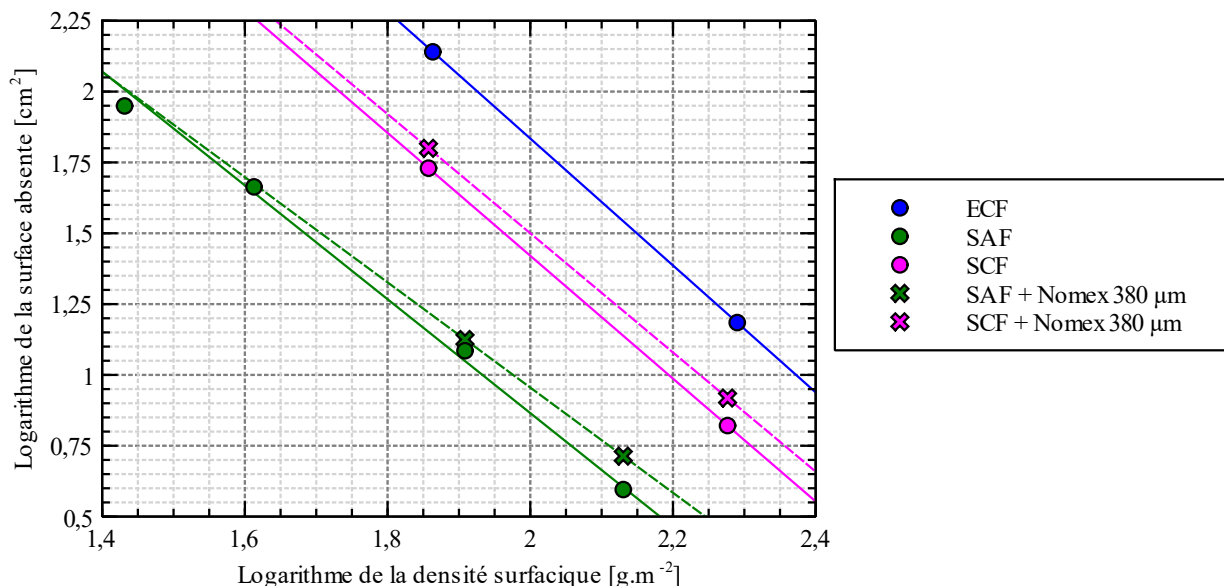


Figure 3.14 - Logarithme des surfaces absentes après tir avec une onde D en fonction du logarithme de la densité surfacique avec leurs régressions linéaires. Les valeurs surfaciques sont normalisées et moyennées sur plusieurs mesures.

On constate que l'erreur de prédiction absolue est inférieure à 9 % pour l'ensemble des protections isotropes. Ce comportement, prévu par le modèle pour des protections isotropes, est aussi observé dans le cas de l'ECF, qui est une protection anisotrope, avec une erreur d'estimation de 12 %. Pour les différents panneaux, la mesure d'une seule valeur est donc suffisante pour estimer le comportement global de l'endommagement d'une protection métallique en fonction de sa nature. On observe aussi que l'augmentation de la différence relative du coefficient directeur coïncide avec l'ordre croissant d'endommagement des protections métalliques pour les différentes configurations de panneaux.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu dans une première partie le développement des panneaux académiques qui servent de support de travail pour l'ensemble des chapitres suivants. Ces panneaux ont été développés pour être représentatifs des panneaux aéronautiques tout en permettant d'assurer une bonne reproductibilité des échantillons, ainsi qu'une simplification des phénomènes physiques mis en jeu. En particulier, le découplage des événements physiques ayant lieu lors du foudroiement.

Une seconde partie du chapitre a été consacrée à l'étude de l'endommagement post mortem des panneaux. Dans le cas des panneaux en structure en aluminium, les effets du diélectrique ont été mis en évidence pour différentes constrictions et différents niveaux de courant. Les observations expérimentales ont pu être corroborées avec une simulation numérique. L'étude hydrodynamique de l'arc et de l'onde de choc est abordée au chapitre IV. Elle aborde en particulier l'influence des panneaux sur la morphologie de l'arc ainsi que le couplage observable entre l'arc et les ondes de chocs induites.

Dans le cas des panneaux composites, une étude de l'endommagement des protections métalliques a été effectuée permettant de mettre en évidence l'influence du type de protection, de la présence de diélectrique et du grammage. Une loi comportementale de l'endommagement des protections a été développée et validée expérimentalement. Cette loi prévue pour des protections isotropes a pu être généralisée avec succès pour l'ECF. L'endommagement des protections métalliques sera approfondi avec une étude résolue en temps dans le chapitre 6.

3 Réalisation des échantillons et étude de l'endommagement post-mortem

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

4.1	DESCRIPTION DES DIAGNOSTICS OPTIQUES.....	79
4.1.1	IMAGERIE RAPIDE.....	79
4.1.2	STRIOSCOPIE.....	85
4.2	CARACTERISATION DE LA GEOMETRIE DE L'ARC	87
4.2.1	ALUMINIUM AERONAUTIQUE.....	87
4.2.2	ALUMINIUM AVEC DIELECTRIQUE.....	91
4.2.3	PROTECTIONS METALLIQUES.....	97
4.2.4	COMPARAISON AVEC DES SIMULATIONS.....	105
4.3	CONCLUSION.....	106

Ce chapitre concerne l'étude du couplage entre les propriétés des panneaux et la morphologie de l'arc. La première partie présente des diagnostics optiques, ainsi que des méthodes de traitements d'image développés pour le suivi de l'arc. La seconde porte sur l'exploitation des résultats et sur la caractérisation des propriétés hydrodynamiques de l'arc.

Le suivi d'expansion de l'arc au cours du temps s'effectue au moyen de deux diagnostics optiques : un premier pour le suivi de l'émission lumineuse de l'arc par imagerie rapide et un second, pour le suivi des ondes de choc par strioscopie. Pour permettre une exploitation des mesures d'imagerie, qui soit quantitative et indépendante des conditions expérimentales, un algorithme de détection de bord a été développé, ainsi qu'une méthodologie d'évaluation des incertitudes.

Afin d'effectuer une étude exhaustive du couplage entre les panneaux et les propriétés de l'arc, plusieurs structures de panneaux ont été passés en revue. En particulier, des panneaux en aluminium avec ou sans diélectrique et des panneaux en fibre de verre recouverts de protections métalliques. Nous verrons en détails l'influence du diélectrique, des différentes protections et du niveau de courant sur les propriétés d'expansion du plasma et le développement des ondes de choc.

4.1 Description des diagnostics optiques

4.1.1 Imagerie rapide

4.1.1.1 Montage optique

Le suivi de l'arc par imagerie rapide est réalisé via une caméra (Phantom V711) en incidence rasante au niveau du point d'impact de l'arc (figures 4.1 et 4.2). Les mesures provenant de plusieurs campagnes expérimentales, la distance entre la caméra et l'arc varie légèrement entre les différentes campagnes (figure 4.1).

Pour permettre un bon compromis entre résolution et vitesse, nous avons travaillé avec une résolution de 256*48 pixels, ce qui permet une vitesse d'acquisition de 370 kfps.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

Le champ d'observation est ajusté en fonction des propriétés d'expansion de l'arc à l'aide d'un objectif de focale 28-300 mm.

L'alignement du bord du champ d'observation avec l'échantillon induit un défaut de parallaxe sur les parties de l'arc observées loin de l'échantillon. Ce défaut ne dépassant pas $2,6^\circ$ dans les configurations extrêmes, nous considérerons dans la suite que les mesures ont été effectuées en rayons parallèles.

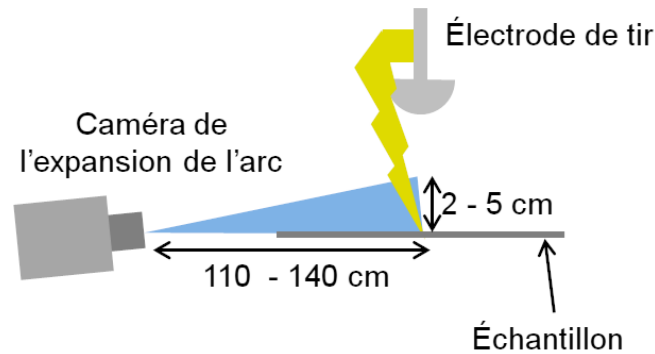


Figure 4.1 - Schéma optique d'observation du pied d'arc en incidence rasante.

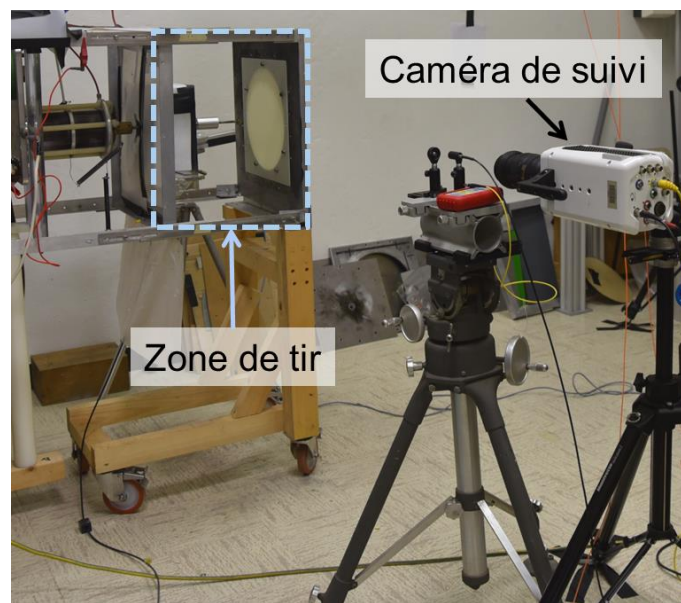


Figure 4.2 - Montage d'acquisition pour le suivi du pied d'arc par imagerie rapide.

4.1.1.2 Méthode de détection des bords

4.1.1.2.1 Position du problème pour la détection de bord

Afin de déterminer le bord de l'arc et donc le rayon ou la demi-largeur dans les cas non-axisymétriques, il est nécessaire de définir au préalable cette notion. Nous considérons que le bord de l'arc correspond à limite du phénomène d'émission observable par les caméras.

Sa détection est réalisable via différentes méthodes, tel que l'utilisation d'une valeur de seuil sur l'intensité lumineuse ou l'utilisation de méthodes de gradient.

L'utilisation d'un seuil absolu est incontestablement la méthode la plus simple de mise en œuvre pour éviter des erreurs de détection liées au bruit, tant que sa valeur est suffisamment grande. Cependant, cela implique inévitablement une sous-estimation du rayon de l'arc. De plus, cette méthode ne prend pas en compte les effets des variations lumineuses liés à l'acquisition, tel que le changement d'ouverture de l'objectif, de la distance d'observation et de la focale. Cette approche permet l'obtention de mesures dépendantes des conditions expérimentales.

Afin d'être indépendant des conditions d'acquisition, dans les travaux de Sousa Martin (Sousa Martins et al., 2017) la mesure du rayon de la colonne d'arc est estimée à partir d'un seuil défini en relatif par rapport au maximum de l'intensité de l'image. L'inconvénient de cette méthode est la sous-estimation du rayon de l'arc et la variation au cours du temps de ce seuil. En effet, le seuil doit toujours être suffisant pour éviter la détection de bruit et l'utilisation d'une valeur relative implique que le seuil varie en absolu au cours d'une même mesure.

L'utilisation des dérivées du signal a l'avantage d'être indépendante du niveau de bruit et de signal, ce qui permet d'assurer la reproductibilité de la mesure et de garder un critère de détection invariant tout le long d'une mesure. Si on considère une coupe transverse du pied d'arc, des changements de pentes sont observables au niveau des bordures du pied d'arc (figure 4.3.b). Les maxima de la dérivée seconde de ce signal doivent permettre la détection du bord de l'arc. Cependant, les filtres de dérivation étant des filtres passe haut, ils sont fortement perturbés par la présence de bruit. Dans le cas de la dérivée première une partie de l'information est observable (figure 4.3.c), par contre l'information contenue dans la dérivée seconde est entièrement noyée dans le bruit (figure 4.3.d).

Afin de limiter l'influence du bruit, un filtre gaussien a été appliqué au signal (figure 4.4.a). Les dérivées première et seconde sont alors exploitables (figure 4.4.b-c). La dérivée première donne une valeur sous-estimée du rayon de l'arc (figure 4.4.d), comme cela a déjà été observé dans les travaux de Sousa Martin (Sousa Martins et al., 2017). L'utilisation de la dérivée seconde (figure 4.4.e) permet une détection fiable du bord de l'arc tel qu'il est défini dans ce chapitre.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

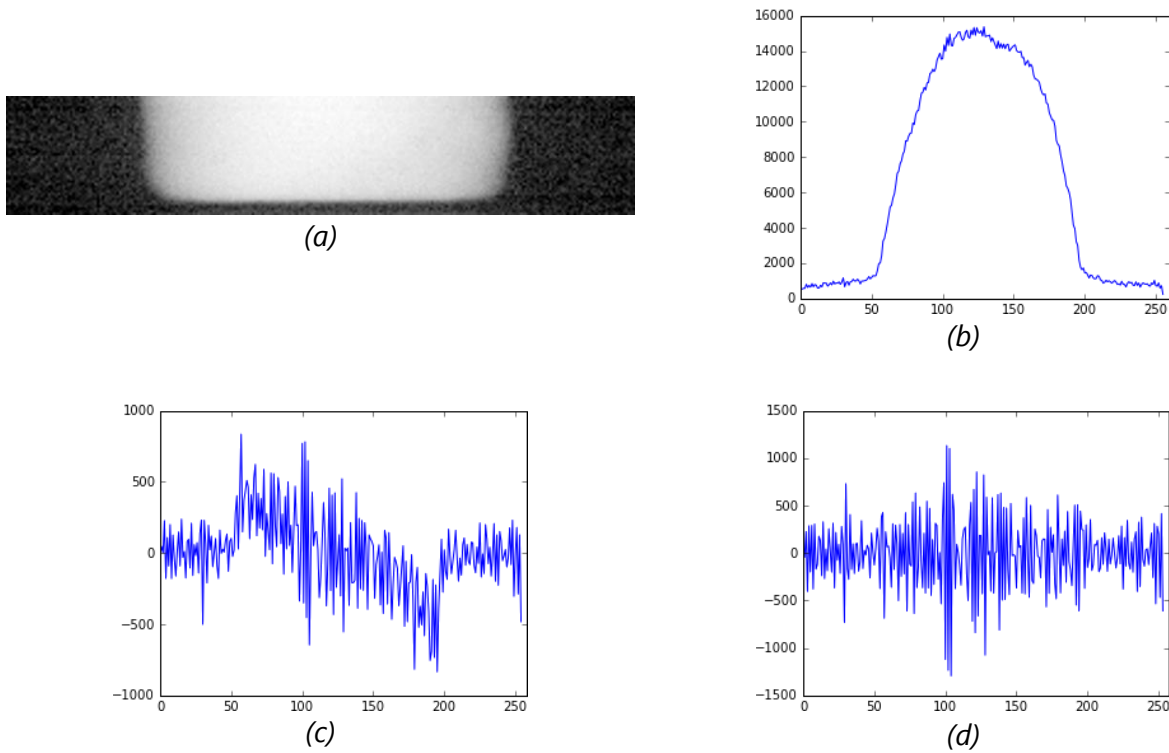


Figure 4.3 - (a) image d'un pied d'arc de 100 kA sur une plaque d'aluminium à 50 μ s, (b) coupe de l'arc à mi-hauteur (c) dérivée première, (d) dérivée seconde.

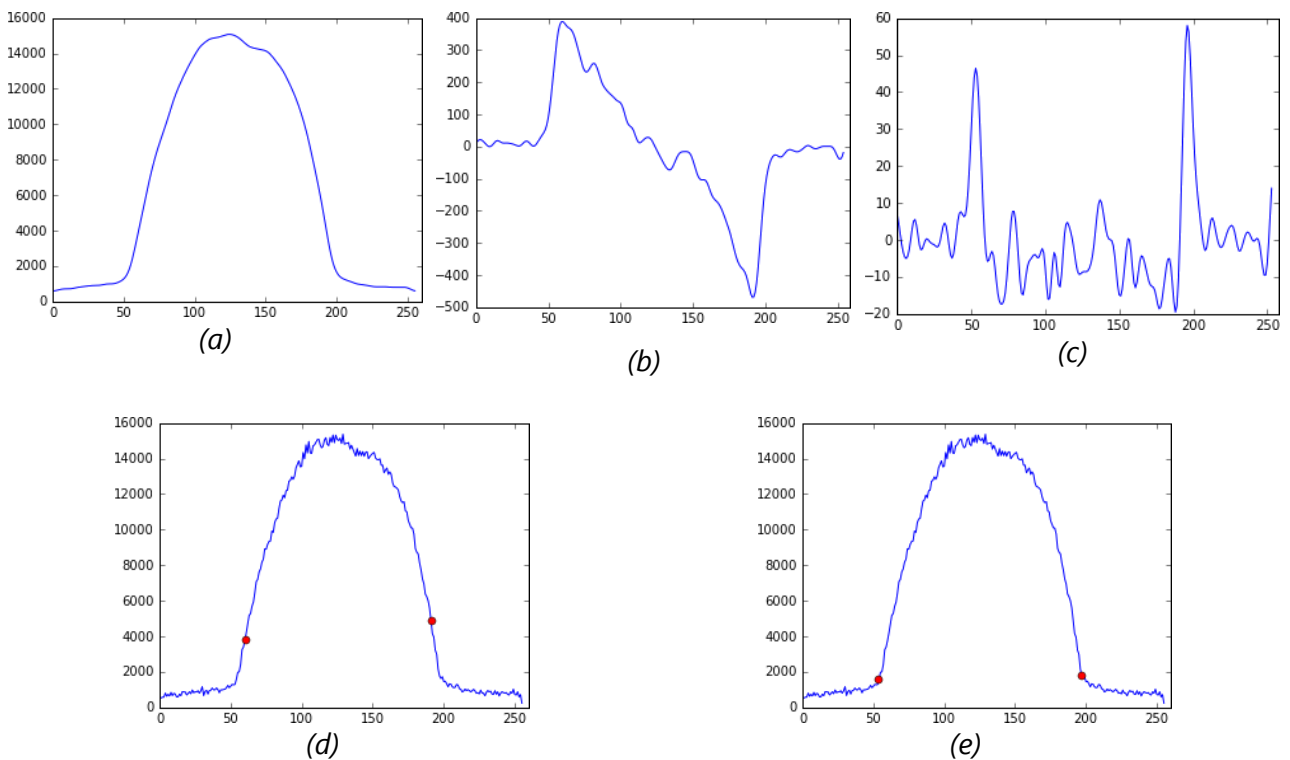


Figure 4.4 - (a) coupe de l'arc à mi-hauteur filtré par un filtre gaussien ($\sigma=3$ pixels) (b) dérivée première, (c) dérivée seconde, (d) extremum de la dérivée première, (e) maximum de la dérivée seconde.

4.1.1.2.2 Algorithme de détection

La méthode présentée précédemment manque de robustesse, des erreurs de détections ont été observées sur nos mesures. Pour cette raison, la méthode a été repensée et généralisée pour fonctionner en deux dimensions. Plutôt que de considérer chaque ligne indépendamment les unes des autres, elle considère l'ensemble de l'information contenue dans les pixels du proche voisinage.

Pour cela, nous nous sommes inspirés du filtre de Canny (Canny, 1986) utilisé classiquement pour la détection de contour. Ce filtre utilise les extremums du gradient pour déterminer les bords entre différentes régions d'une image. Nous avons dans notre cas appliqué ce filtre à la norme du gradient, afin de se ramener à une logique similaire à celle développée pour la détection en une dimension. L'algorithme de détection complet bidimensionnel est le suivant :

1. Filtre médian
2. Filtre gaussien
3. Calcul de la norme du gradient par utilisation du filtre de Sobel
4. Filtre de Canny
 - i. Filtre gaussien
 - ii. Calcul de la norme du gradient par utilisation du filtre de Sobel
 - iii. Calcul de la direction du gradient
 - iv. Suppression des non-maxima
 - v. Seuillage des contours
5. Ajout de masque pour éviter les faux positifs, défini à partir d'un seuil correspondant à 20 % du signal maximum de chaque ligne de l'image

Les étapes internes du filtre de Canny sont rappelées pour permettre au lecteur d'appréhender le cheminement de l'ensemble de la méthode de détection. Les détails de ces étapes sont présents dans le chapitre II. L'implémentation du filtre de Canny de la bibliothèque OpenCV a été utilisée pour ces travaux.

Les filtrages successifs des étapes 1 et 2 permettent de cumuler des avantages des deux filtres. En effet, l'utilisation du filtre médian permet la conservation des gradients (Gallagher & Wise, 1981) contrairement au filtre gaussien. Cependant, le filtre gaussien est mieux adapté pour le filtrage de bruits à distribution concentrée tel que le bruit gaussien qui se retrouve généralement sur les caméras (Bolon et al., 1995). L'utilisation du filtre médian permet d'augmenter la fréquence de coupure du filtre gaussien et donc de limiter les modifications du gradient engendrées par ce second filtre.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

4.1.1.2.3 Validation de l'algorithme sur des cas expérimentaux

En présence de bord avec un angle aigu, les filtres de régularisation utilisés ne sont plus aussi intéressants, en particulier, ils peuvent modifier la géométrie locale de l'image plus fortement que sur les régions avec un bord régulier. En effet, le filtre médian n'est pas invariant pour un bord présentant un angle aigu (Bolon et al., 1995) et le filtre gaussien ajoute un effet de lissage. Pour cela, il est nécessaire de valider expérimentalement la robustesse de l'algorithme de détection sur les cas les plus critiques.

Dans le cas des protections métalliques, si la protection est suffisamment fine, une striction du plasma apparaît entre la colonne d'arc libre (partie éloignée de la plaque) et la base du pied de l'arc (figure 4.5.a). La présence de cette striction, formant un angle aigu, n'entrave pas la bonne détection du bord, qui reste robuste sur l'ensemble du pied d'arc (figure 4.5.b-c-d).

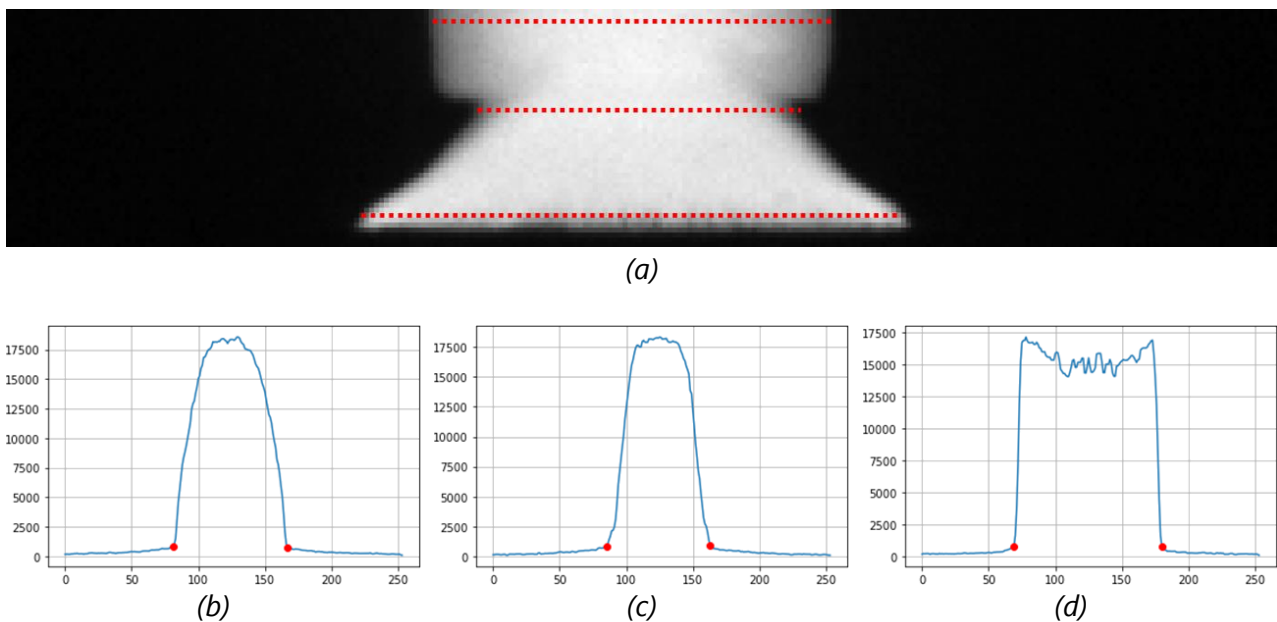


Figure 4.5 - (a) image d'un pied d'arc à 100 kA sur une feuille d'aluminium (b) coupe loin de l'échantillon, (c) coupe au niveau de la constriction, (d) coupe proche de l'interface avec l'échantillon.

4.1.1.3 Estimation de l'incertitude de détection

Les valeurs des rayons sont obtenues par un moyennage de mesures effectuées sur plusieurs campagnes expérimentales. Cela implique des variations des conditions d'acquisitions, dont le grandissement ainsi que la réalisation de plusieurs calibrations. Pour prendre en compte ces évolutions, nous avons effectué les choix suivants pour l'estimation des incertitudes

L'incertitude de calibration pour chacune des mesures est de type B :

$$u_{calib,i,rel} = \sqrt{u_{lecture,i,rel}^2 + u_{mire,rel}^2} \quad \text{Équation 4.1}$$

avec $u_{calib,i,rel}$ l'incertitude de calibration de la $i^{\text{ème}}$ mesure ;
 $u_{lecture,i,rel}$ l'incertitude de lecture limitée par la taille du pixel ;
 $u_{mire,rel}$ l'incertitude d'alignement de la mire.

L'incertitude de calibration de N mesures multiples, moyennée sur plusieurs campagnes de mesures devient :

$$u_{calib} = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N u_{calib,i}^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N u_{calib,i} u_{calib,j} r_{i,j}} \quad \text{Équation 4.2}$$

avec $r_{i,j} = 1$ si les mesures proviennent de la même calibration et $r_{i,j} = 0$ sinon.

L'incertitude de mesures expérimentales liée à la répétabilité expérimentale est considérée de type A. Elle s'exprime sous la forme suivante :

$$u_{rep} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad \text{Équation 4.3}$$

avec σ l'écart-type expérimental des mesures.

Le terme de calibration étant un terme multiplicatif, l'incertitude totale est donc de la forme :

$$u_{total,rel} = \sqrt{u_{calib,rel}^2 + u_{rep,rel}^2} \quad \text{Équation 4.4}$$

L'erreur de calibration est inférieure à 1 %, elle est limitante pour les configurations fortement répétables, comme c'est le cas avec des tirs sur panneaux en aluminium avec une onde D. Dans les premiers instants, ainsi qu'aux régions où la géométrie du plasma est fortement influencée par l'échantillon, l'incertitude peut s'élever jusqu'à 20 % (voir annexe 7.1 pour plus de détail).

4.1.2 Strioscopie

4.1.2.1 Principe de la strioscopie

L'observation des ondes de chocs est effectuée avec un diagnostic de strioscopie. L'intérêt de celui-ci est de permettre l'observation des gradients d'indices d'objets transparents.

Le principe est d'éclairer l'objet d'étude avec un faisceau collimaté, avant de projeter l'image de l'objet sur un plan d'observation (figure 4.6). L'ajout d'un couteau au niveau du plan de focalisation du faisceau d'illumination permet la visualisation des gradients d'indice (Settles, 2001) :

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

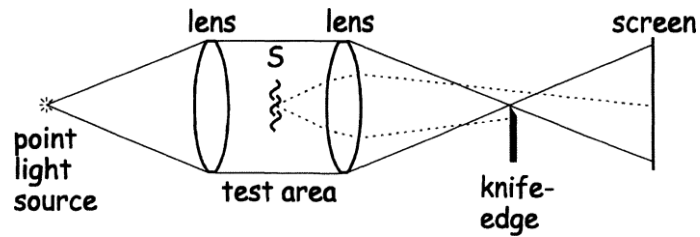


Figure 4.6 - Schéma de strioscopie pour une source ponctuelle (Settles, 2001).

L'utilisation d'une source ponctuelle permet uniquement l'obtention d'une mesure binaire. C'est-à-dire noire ou blanche. Pour observer le gradient d'indice en niveau de gris, il est nécessaire d'utiliser une source étendue (figure 4.7).

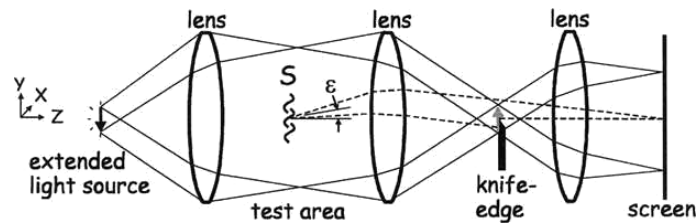


Figure 4.7 - Schéma de strioscopie pour une source étendue (Settles, 2001).

Dans ce cas, la variation locale d'indice optique engendre un déplacement de l'image de la source dans le plan du couteau (figure 4.8). La proportion de signal occultée varie alors avec le déplacement de l'image, ce qui permet l'observation des gradients d'indice au niveau du plan de projection.

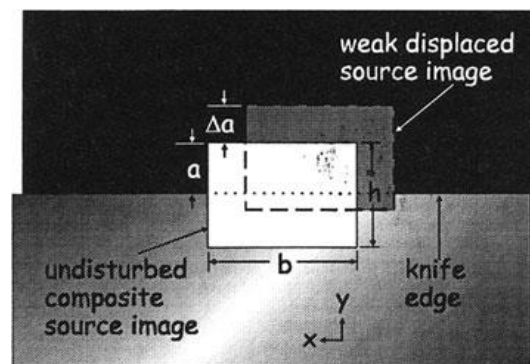


Figure 4.8 - Image de la source au niveau du couteau (Settles, 2001).

4.1.2.2 Montage d'acquisition de strioscopie

Les mesures de strioscopie ont été réalisées avec une résolution de 256*56 pixels et une vitesse d'acquisition de 300 kHz. Le champ de l'éclairage laser étant limité par le matériel à disposition, l'éclairage est volontairement décentré. L'arc étant symétrique dans le plan d'observation, la visualisation uniquement d'un côté de l'arc est donc suffisante. La source lumineuse est un laser impulsif à diode CAVILUX® Smart de 400 W permettant de générer des impulsions de 10 ns à une longueur d'onde de 690 nm.

L'ouverture du montage est volontairement réduite afin de sélectionner l'émission provenant de l'émission laser. Cela permet de rendre visible les gradients d'indice

malgré l'émission lumineuse de l'arc. Des miroirs plans de renvoi ont été ajoutés au montage optique pour limiter l'encombrement du système (figure 4.9).

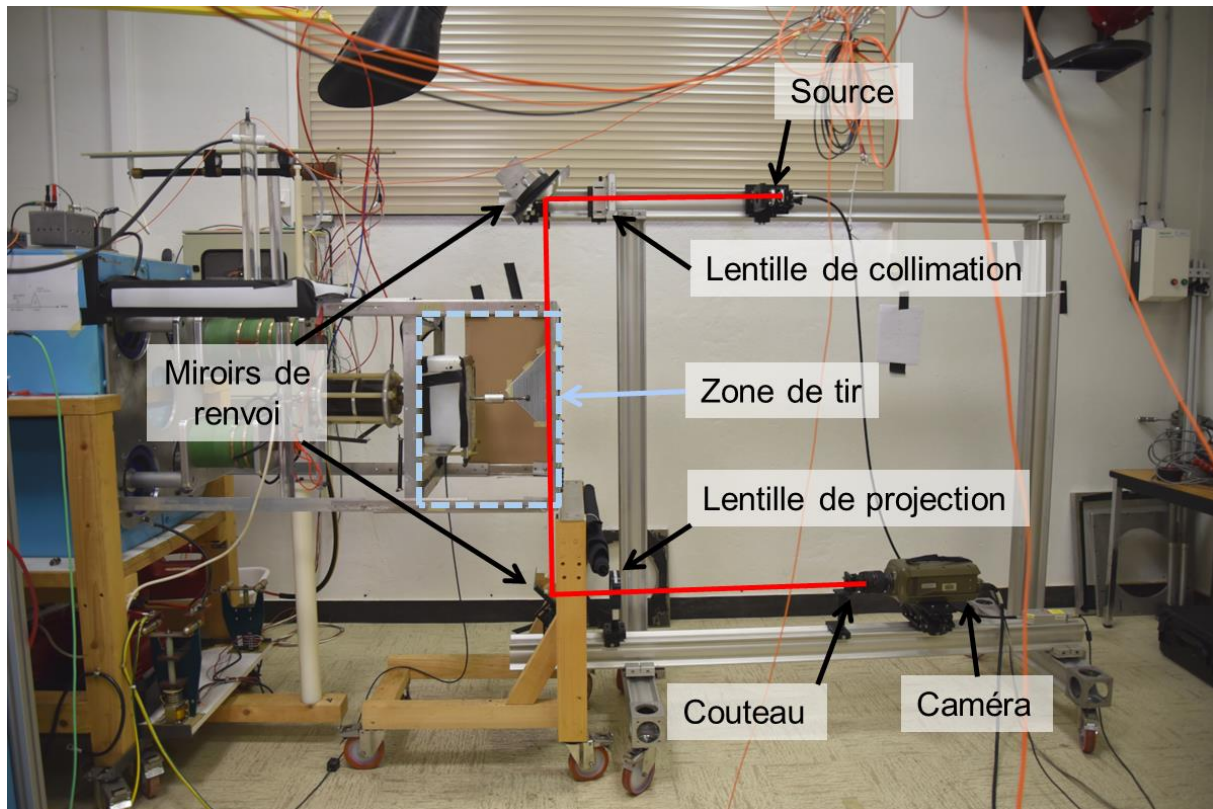


Figure 4.9 - Montage de strioscopie.

Dans le cas des mesures de strioscopie, l'initialisation de l'arc a été effectuée avec un fil métallique. La symétrie de l'arc est donc moins bonne que lors d'une initialisation avec un fil de carbone. Malgré tout, elle reste suffisante pour ne pas altérer les observations.

4.2 Caractérisation de la géométrie de l'arc

4.2.1 Aluminium aéronautique

4.2.1.1 Mesure brute et incertitude

L'estimation du rayon est obtenue par moyenne de plusieurs mesures expérimentales. Cependant, les instants de mesures et le grandissement sont des paramètres qui varient entre les acquisitions. Le calcul de la moyenne est effectué à partir des valeurs de rayon obtenues par une interpolation bicubique des valeurs mesurées (figure 4.10.a). Les fonctions d'interpolation ont une dépendance en temps et en distance à l'échantillon.

L'incertitude est calculée en chaque point selon la méthode présentée précédemment. Dans le cas d'un arc d'onde D sur une plaque d'aluminium, la valeur résultante est moyennée sur 11 tirs. L'incertitude sur la valeur moyenne est inférieure à 3 % sur

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

l'ensemble de la plage spatiale et temporelle de l'étude (figure 4.10.b).

Le détail de l'ensemble des mesures et incertitudes est présenté en annexe du manuscrit (annexe 7.1). Dans la suite de ce chapitre, l'étude sera approfondie sur la caractérisation de l'influence des panneaux, sur l'expansion hydrodynamique de l'arc.

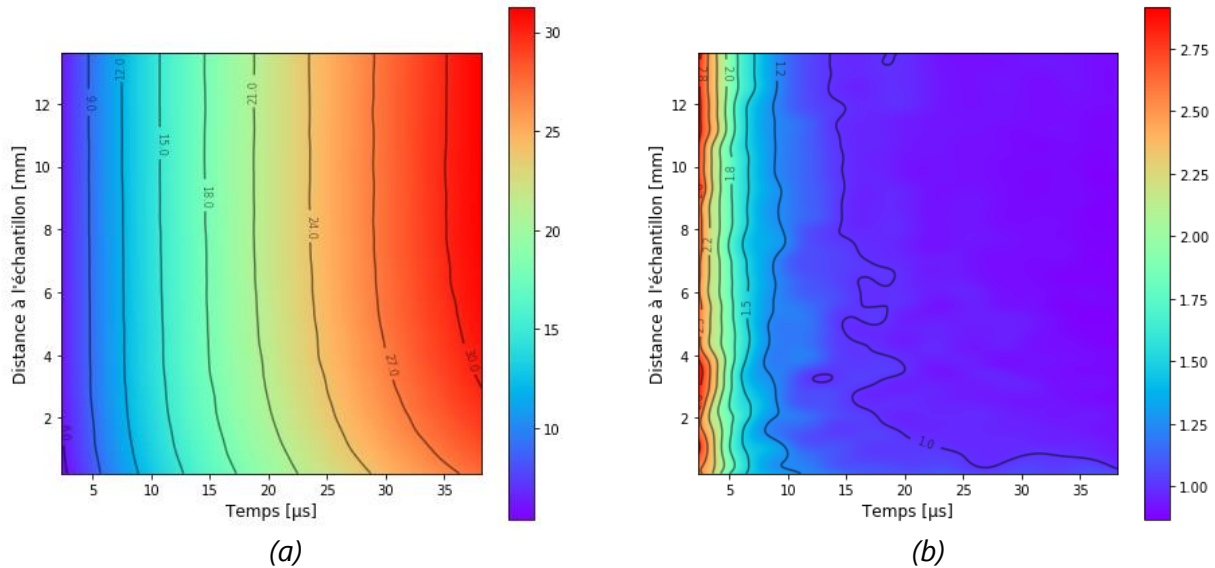


Figure 4.10 - (a) mesure rayon de l'arc en mm d'une onde D sur une plaque d'aluminium et (b) l'incertitude de mesure en %.

4.2.1.2 Morphologie de l'arc

Dans le cas des panneaux d'aluminium, l'arc électrique présente une striction au niveau de l'interface avec le matériau (figure 4.11). Cette striction est due aux forces de Laplace, qui appliquent une contrainte radiale à l'écoulement (Pechereau et al., 2019). À partir d'une distance de 12 mm de l'échantillon, la colonne d'arc n'est plus modifiée par la présence du matériau. La vitesse d'expansion de l'arc est identique à celle de la colonne d'arc libre. Nous considérons par la suite la valeur mesurée sur la partie la plus éloignée du panneau comme étant égale à la colonne d'arc libre. Cette mesure étant indépendante des échantillons, elle est utilisée comme référence pour la synchronisation temporelle relative des différentes mesures. L'incertitude absolue de synchronisation entre les mesures de rayon de l'arc et les mesures de courant est de $\pm 0,5 \mu\text{s}$.

4.2 Caractérisation de la géométrie de l'arc

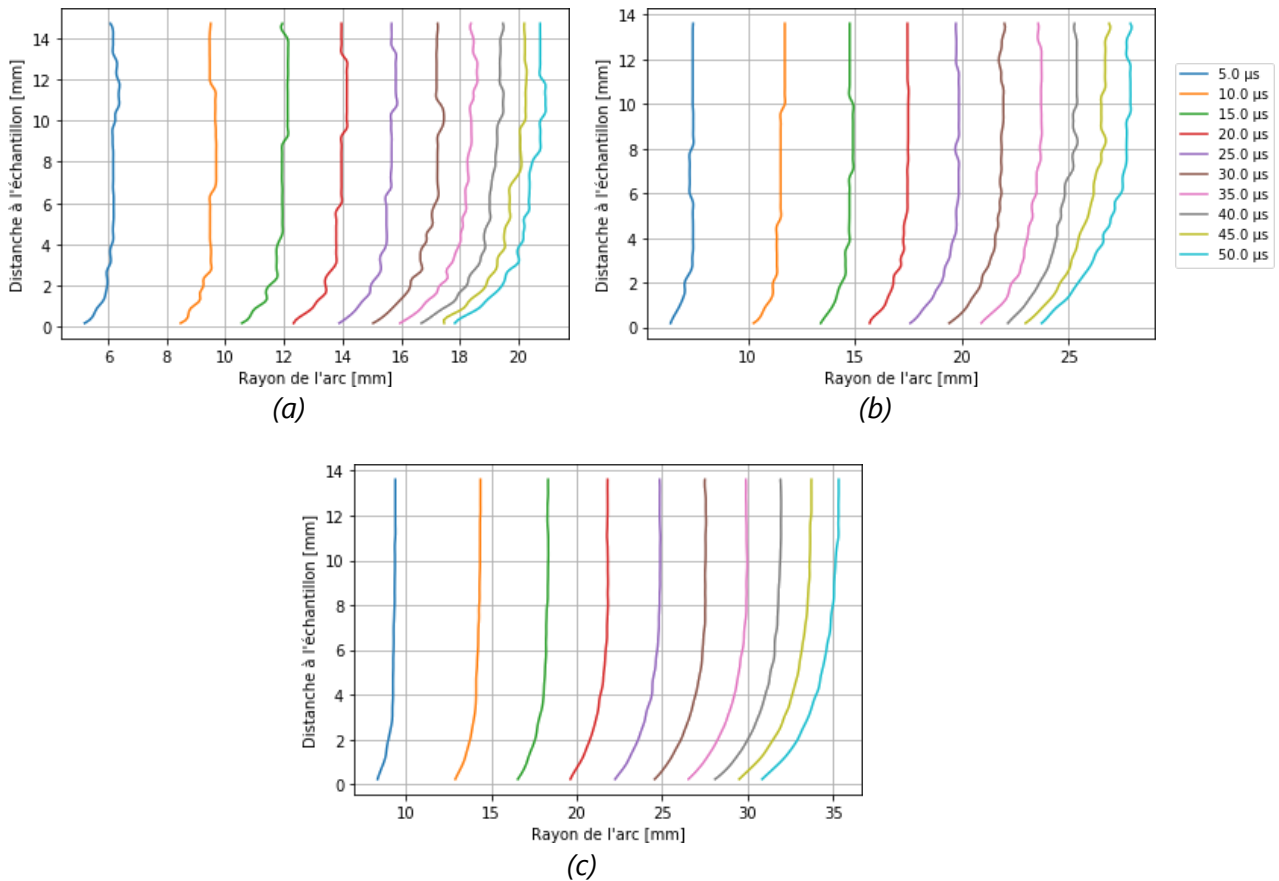


Figure 4.11 - (a), (b) et (c) bord de l'arc à différents instants pour les ondes de courants respectives $D/4$, $D/2$ et D .

Comme attendu, le rayon de l'arc est croissant avec l'onde de courant (figure 4.12.a). La taille de la striction de l'arc croît aussi au cours du temps avec un comportement fortement corrélé au rayon de l'arc et faiblement corrélé au niveau de courant. En effet, pour l'ensemble des mesures, la différence relative du rayon de l'arc au niveau de la striction par rapport à la colonne d'arc libre varie entre -9 et -17 % indépendamment du niveau de courant (figure 4.12.b).

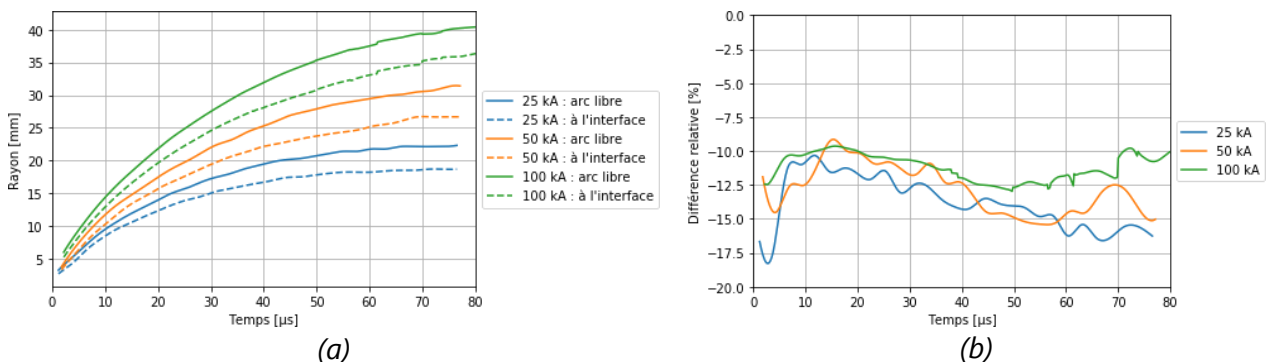


Figure 4.12 - (a) mesure des rayons, de la colonne d'arc libre et de l'arc au niveau de l'interface avec le matériau à une distance de $0,2 \pm 0,05$ mm de l'échantillon, (b) différence relative du rayon de l'arc à l'interface par rapport à celui de la colonne d'arc libre.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

4.2.1.3 Ondes de choc

Dans le cas d'un panneau d'aluminium, le front de l'onde de choc est droit. Il n'est pas modifié par la présence du matériau (figure 4.13). Sa vitesse de déplacement diminue au cours du temps (figure 4.22). La striction de l'arc au niveau de l'interface est observable par strioscopie, mais elle n'affecte pas l'onde de choc. L'explosion du fil métallique est visible au sein de l'arc.

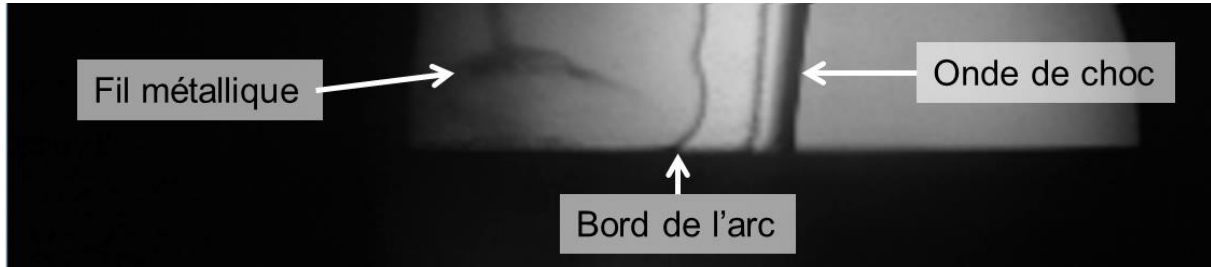


Figure 4.13 - Mesure de strioscopie à 25 μ s d'un arc à 100 kA sur une plaque d'aluminium.

Dans le cas d'un choc droit stationnaire, la discontinuité des grandeurs physiques est exprimable selon les relations de Rankine-Hugoniot. Les travaux de Sousa Martins (Sousa Martins et al., 2017) sur la densité massique du front d'onde ont permis de montrer, que l'onde peut localement être considérée comme plane. Le nombre de Mach s'exprime selon la relation :

$$M = \frac{v}{\sqrt{\gamma r_{spec} T_0}}$$

Équation 4.5

avec v la vitesse du front d'onde ;

γ le coefficient de compressibilité vaut 1,4 pour l'air ;

r_{spec} la constante de gaz spécifique qui vaut 287,06 J.kg⁻¹.K⁻¹ pour de l'air sec ;

T_0 la température aval de l'onde de choc prise à 293 K.

La pression et la température en amont du choc s'expriment selon les relations données par les équations 4.6 et 4.7.

$$P = P_0 \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M^2 - 1) \right)$$

Équation 4.6

$$T = \frac{PT_0 (\gamma - 1)M^2 + 2}{P_0 (\gamma + 1)M^2}$$

Équation 4.7

avec P et T, respectivement la pression et la température en amont du choc et P_0 la pression initiale prise à 1 bar.

Les pressions et températures en amont du choc sont de l'ordre de 22 bar et 1300 K à 7 μs , elles décroissent ensuite jusqu'à 5 bar et 500 K aux alentours de 60 μs (figure 4.14).

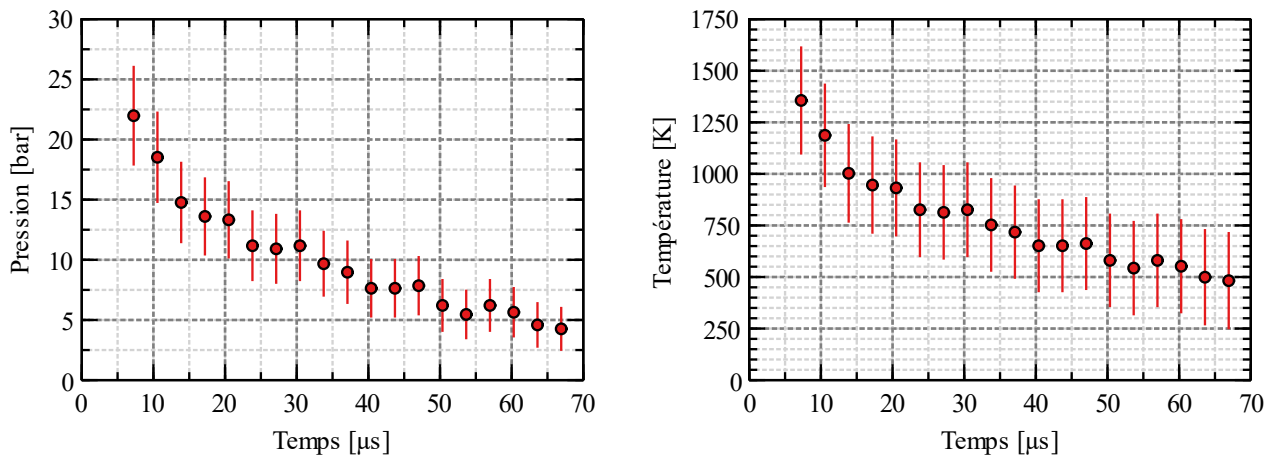


Figure 4.14 - Pression et température au sein de l'onde de choc.

4.2.2 Aluminium avec diélectrique

4.2.2.1 Aluminium avec une plaque de GFRP percé

4.2.2.1.1 Morphologie de l'arc

Dans le cas d'un panneau d'aluminium recouvert d'un diélectrique percé d'un trou de diamètre fixe, le développement de l'arc électrique s'effectue en deux temps. Tout d'abord, l'expansion du plasma est uniquement radiale, comme dans le cas de l'aluminium en absence de diélectrique. Dans un second temps, en plus de l'expansion radiale, le plasma situé au-dessus du diélectrique s'éloigne progressivement de l'échantillon (figure 4.15).

Dans le cas d'un échantillon percé avec un trou de 9 mm et soumis à une onde D, l'expansion est essentiellement radiale jusqu'à 10 μs . Aux instants supérieurs, le plasma s'éloigne du diélectrique (figure 4.15).

Visuellement l'arc se décompose en deux parties, un jet très lumineux issu du trou dans le diélectrique et une partie moins intense en son pourtour, dont le diamètre correspond à celui de la colonne d'arc libre (figure 4.16). D'après les travaux de Maecker l'écoulement de plasma généré par son propre champ magnétique, est d'autant plus important que la surface de l'électrode est faible (Maecker, 1955). Expérimentalement, nous retrouvons qualitativement ce résultat, l'intensité lumineuse du jet augmente lorsque la taille du trou dans le diélectrique diminue et un écoulement apparaît au niveau de l'électrode de tir (figure 4.16). Cet écoulement est d'autant plus visible que la taille du trou dans le diélectrique est petite et le niveau de courant élevé.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

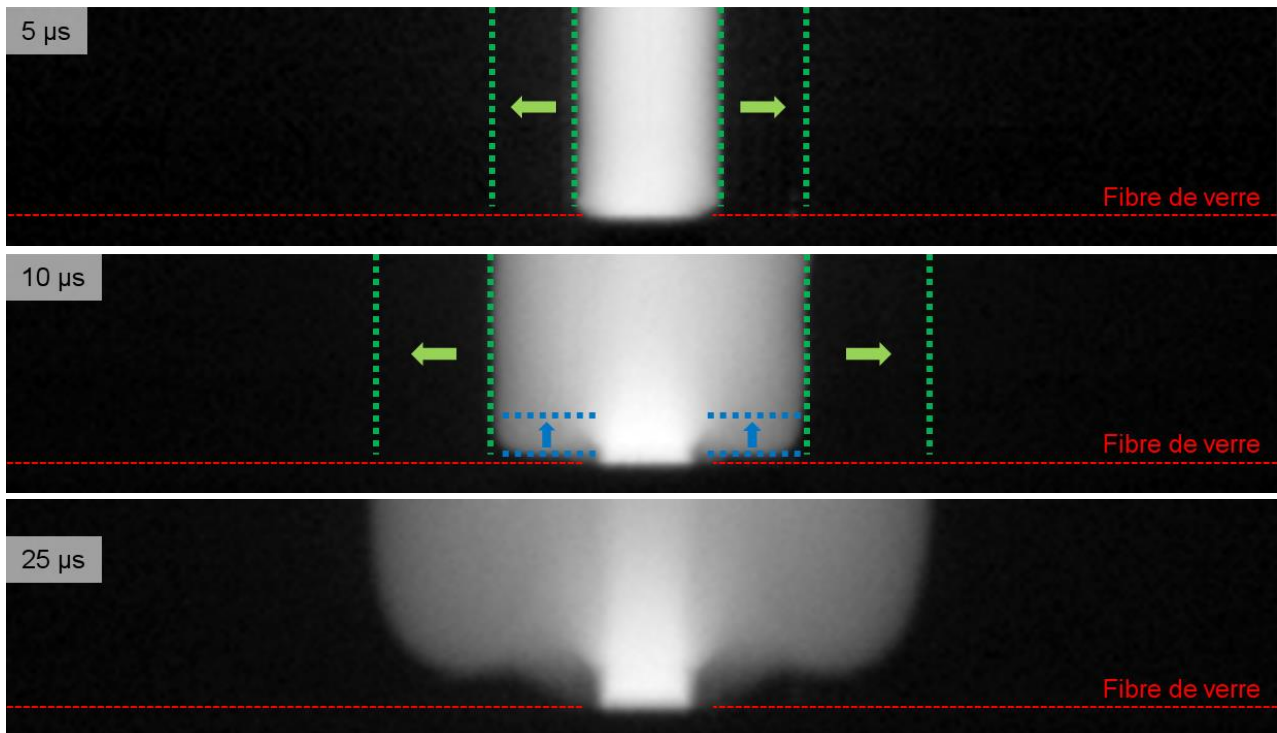


Figure 4.15 - Pied d'arc d'une onde D appliquée à un panneau d'aluminium recouvert d'une plaque en fibre de verre percée d'un trou de $\varnothing 9$ mm. Les phases de développement du plasma sont symbolisées par des flèches avec l'expansion radiale en vert et l'éloignement du diélectrique en bleu.

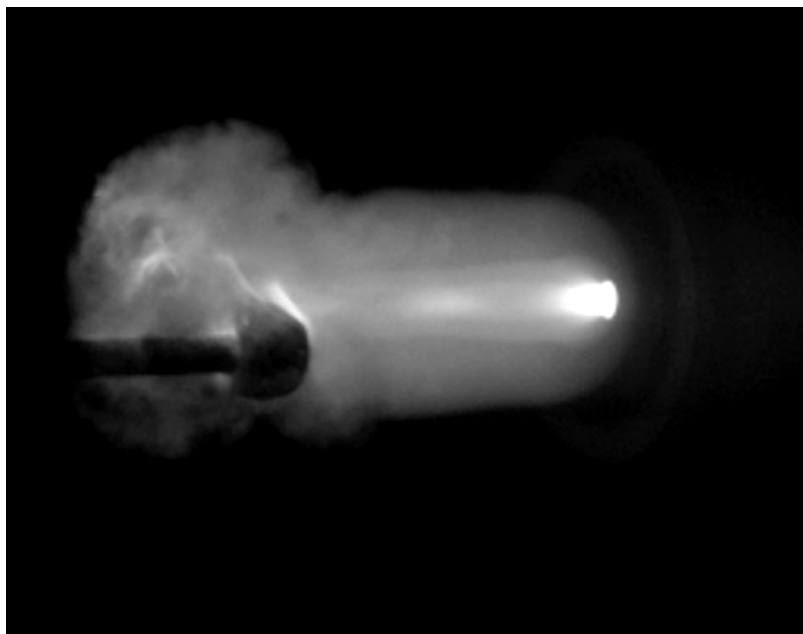


Figure 4.16 - Arc d'une onde D appliqué à un panneau d'aluminium recouvert d'une plaque en fibre de verre percée d'un trou de $\varnothing 9$ mm.

La distance à l'échantillon est considérée à partir de l'aluminium. Pour cette raison, les mesures commencent à 1 mm, ce qui correspond à l'épaisseur de la fibre de verre.

Dans les premiers instants, le plasma se développe radialement à la surface du diélectrique. La base du pied d'arc mesurable est donc de taille supérieure à la taille de la constriction imposée par le trou présent dans la fibre de verre (figure 4.17).

L'expulsion du plasma situé au-dessus du diélectrique est d'autant plus important que le niveau de courant augmente (figure 4.17.a, b et c) ou que la taille du trou dans le diélectrique diminue (figure 4.17.a et d). Ce comportement, déjà constaté dans les travaux de Maecker, s'explique par une augmentation de la pression radiale appliquée au plasma lors de l'augmentation de la densité de courant (Maecker, 1955).

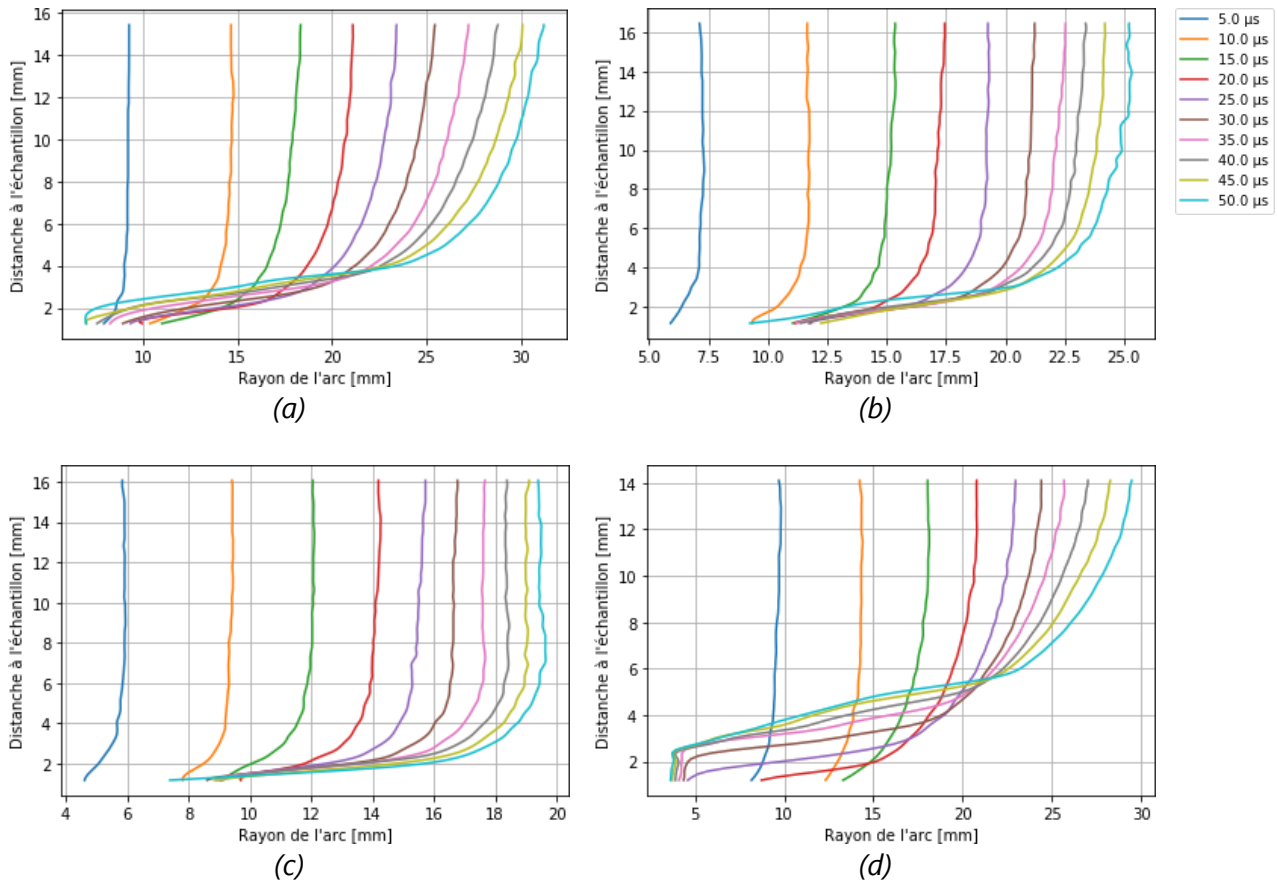


Figure 4.17 - Rayon de l'arc à différents instants pour : (a), (b) et (c) un trou de $\varnothing 20,4$ mm et une onde respective D , $D/2$ et $D/4$, (d) un trou de $\varnothing 9$ mm et une onde D .

4.2.2.1.2 Ondes de choc

En présence de diélectrique, deux ondes de choc se développent dans l'air au niveau de l'interface (figure 4.18). La première est engendrée par la colonne d'arc. Elle a déjà été observée sur panneaux aluminium en l'absence de diélectrique. La seconde est un cône de Mach induit par une onde mécanique se propageant à la surface du diélectrique à une vitesse supérieure à la vitesse de Mach de l'air ambiant.

Le diagnostic de strioscopie donnant une information intégrée le long d'une ligne de vue, un trait horizontal est observable. Celui-ci correspond à l'interface entre l'onde de

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

choc de la colonne et le cône de Mach. En dessous de ce trait, des turbulences locales sont observables proche du diélectrique.

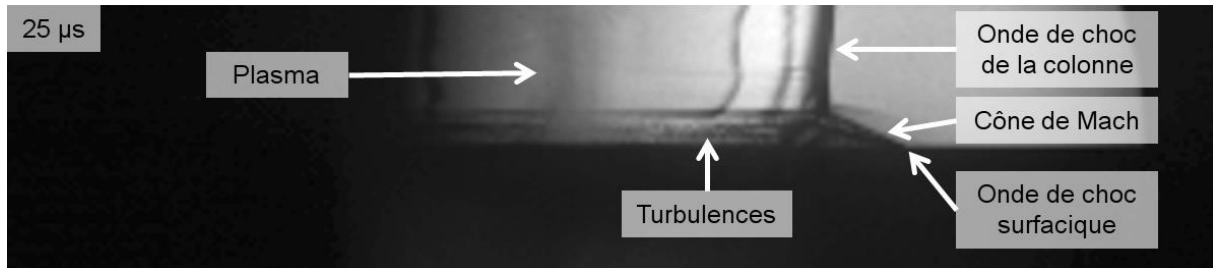


Figure 4.18 - Mesure de strioscopie d'un arc d'onde D sur un panneau d'aluminium recouvert d'une plaque de fibre de verre percée d'un trou de $\text{Ø}20,4$ mm.

4.2.2.2 Aluminium peint

4.2.2.2.1 Morphologie de l'arc

L'utilisation de peinture amène à des observations similaires à celles effectuées avec la fibre de verre percée, tel que la formation de deux zones lumineuses dans l'arc correspondant au jet partant de l'échantillon et à la colonne d'arc. L'écoulement du jet est également observable au niveau de l'électrode, lorsqu'il percute celle-ci (figure 4.19.a).

Dans le cas d'échantillons peints, des particules de peinture de tailles diverses sont projetées. Le jet partant de l'échantillon n'est pas aussi axisymétrique que dans le cas avec fibre de verre. Cela provient de la surface découverte de l'aluminium. En effet lors de l'essai foudre, les fragments de peinture ne se retirent pas de manière homogène (figure 4.19.b), ce qui contraint la forme de l'arc.

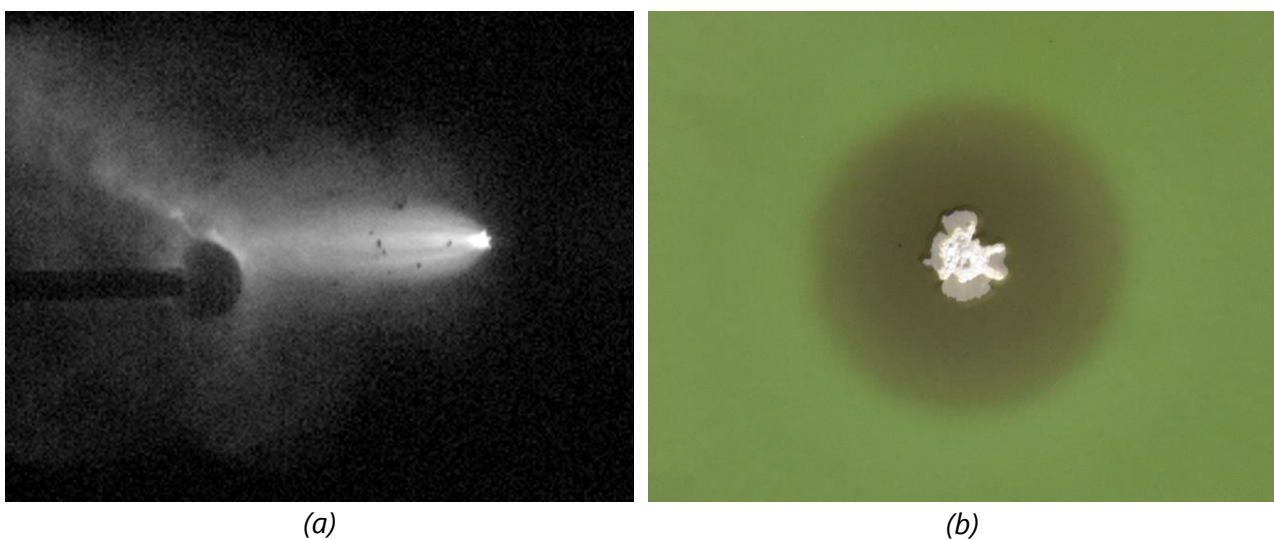


Figure 4.19 - Étude d'un panneau d'aluminium recouvert d'une peinture de $300\ \mu\text{m}$: (a) arc d'onde D, (b) endommagement final.

L'évolution de l'arc s'effectue en trois temps, les deux premiers sont identiques à ceux observés avec la fibre de verre. Tout d'abord l'expansion de l'arc est uniquement radiale, dans un deuxième temps s'ajoute le retrait du plasma situé au-dessus de la peinture et dans un troisième temps un élargissement de la base de l'arc au fur et à mesure des projections de peinture (figure 4.20).

L'augmentation de l'épaisseur de peinture favorise un éloignement du plasma plus important, ce qui s'explique par une augmentation de la rigidité de la peinture. En effet, la peinture étant plus difficile à éjecter, la surface d'aluminium découverte est plus faible et donc à l'inverse, la densité de courant plus importante.

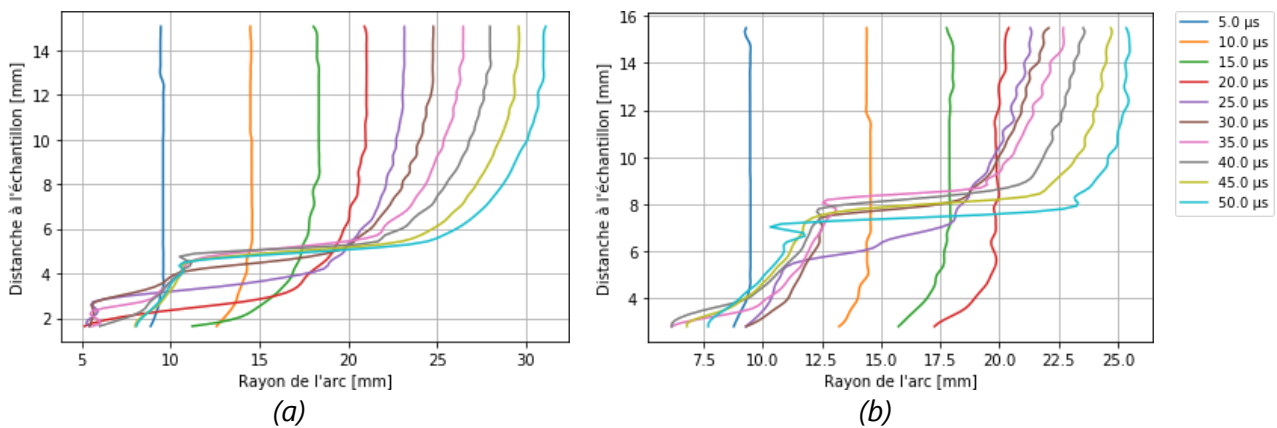


Figure 4.20 - (a), (b) rayon de l'arc d'une onde D à différents instants pour des épaisseurs de peinture respectives de 100 et 300 µm.

4.2.2.2.2 Ondes de choc

L'utilisation d'une feuille de Nomex comme diélectrique amène la formation des mêmes ondes chocs qui ont été observées dans le cas d'une plaque en fibre de verre percée (figure 4.21). Le soulèvement du Nomex n'influence pas l'onde de choc de la colonne.

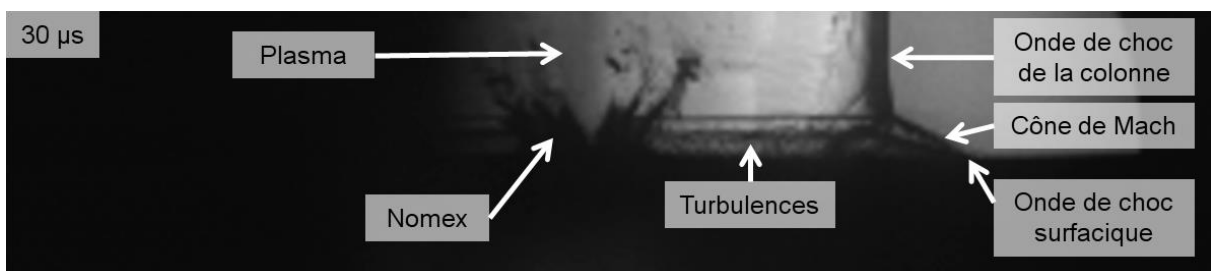


Figure 4.21 - Mesure de strioscopie d'un arc d'onde D sur un panneau d'aluminium recouvert d'une feuille de Nomex de 380 µm.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

4.2.2.3 Récapitulatif des éloignements du plasma

En présence de diélectrique, dans les cas avec fibre de verre comme dans les cas peints un phénomène de retrait du plasma a été constaté par rapport au diélectrique. Le tableau 4.1 récapitule les valeurs de retrait pour les différentes configurations, à une distance de 15 mm du centre de l'arc et 50 μs après l'initialisation de l'arc. Une même valeur de retrait du plasma est mesurée pour deux diélectriques, la fibre de verre percée d'un trou de $\varnothing 9$ mm et la peinture de 100 μm .

Tableau 4.1 - Retrait du plasma à 15 mm du centre de l'arc et à 50 μs .

	Fibre de verre				Peinture	
	25 kA $\varnothing 20,4$ mm	50 kA $\varnothing 20,4$ mm	100 kA $\varnothing 20,4$ mm	100 kA $\varnothing 9$ mm	100 kA 100 μm	100 kA 300 μm
Retrait du plasma (mm \pm 0,1 mm)	0,9	1,4	2,0	4,8	4,8	7,4

4.2.2.4 Vitesse de propagation des ondes de choc surfaciques

En présence de diélectrique, une onde choc surfacique est systématiquement observée. La forme du cône de Mach induit par cette onde, nous a permis de remonter à sa position radiale. La vitesse de l'onde de choc surfacique est de l'ordre de $2000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ entre 10 et 20 μs , elle décroît ensuite jusqu'à $750 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ aux alentours de 50 μs (figure 4.22).

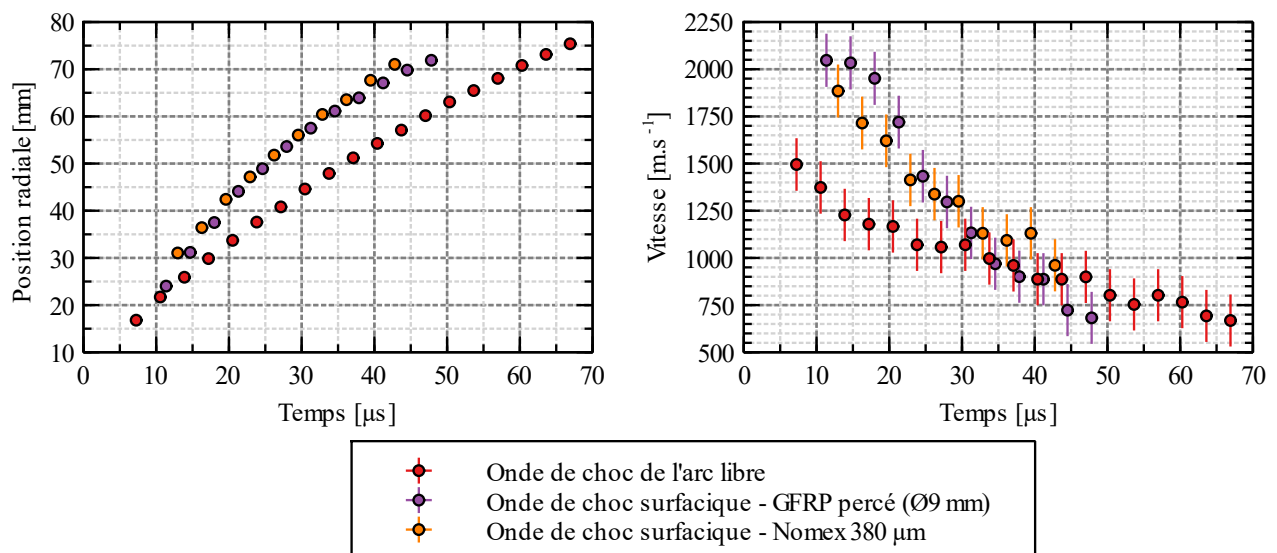


Figure 4.22 - Position radiale et vitesse des ondes de choc.

4.2.3 Protections métalliques

4.2.3.1 Panneau GFRP avec protections métalliques isotropes

4.2.3.1.1 Morphologie de l'arc

Dans le cas des protections métalliques, si elles sont suffisamment fines, la vitesse de vaporisation radiale est supérieure à la vitesse d'expansion de la colonne d'arc libre. La base du pied d'arc croît alors plus rapidement que la colonne, comme c'est observable pour les protections SAF 27, 41 et SCF 72 (figure 4.23.a, b et e). Pour ces cas, il y a apparition d'une striction du plasma entre la colonne d'arc libre et la base du pied. Cette striction s'éloigne au cours du temps de l'échantillon.

Lors de l'augmentation de la densité surfacique de la protection métallique, l'endommagement est réduit et l'expansion de la base du pied d'arc diminue progressivement. La morphologie du pied converge alors vers la morphologie du pied d'arc dans le cas d'une plaque en aluminium. Cela est particulièrement visible dans le cas des protections SAF lors de l'augmentation du grammage (figure 4.23.a, b, c et d). Dans le cas de la protection SAF 135 (figure 4.23.d), la morphologie de l'arc est identique à celle du panneau aluminium brut (figure 4.23.c).

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

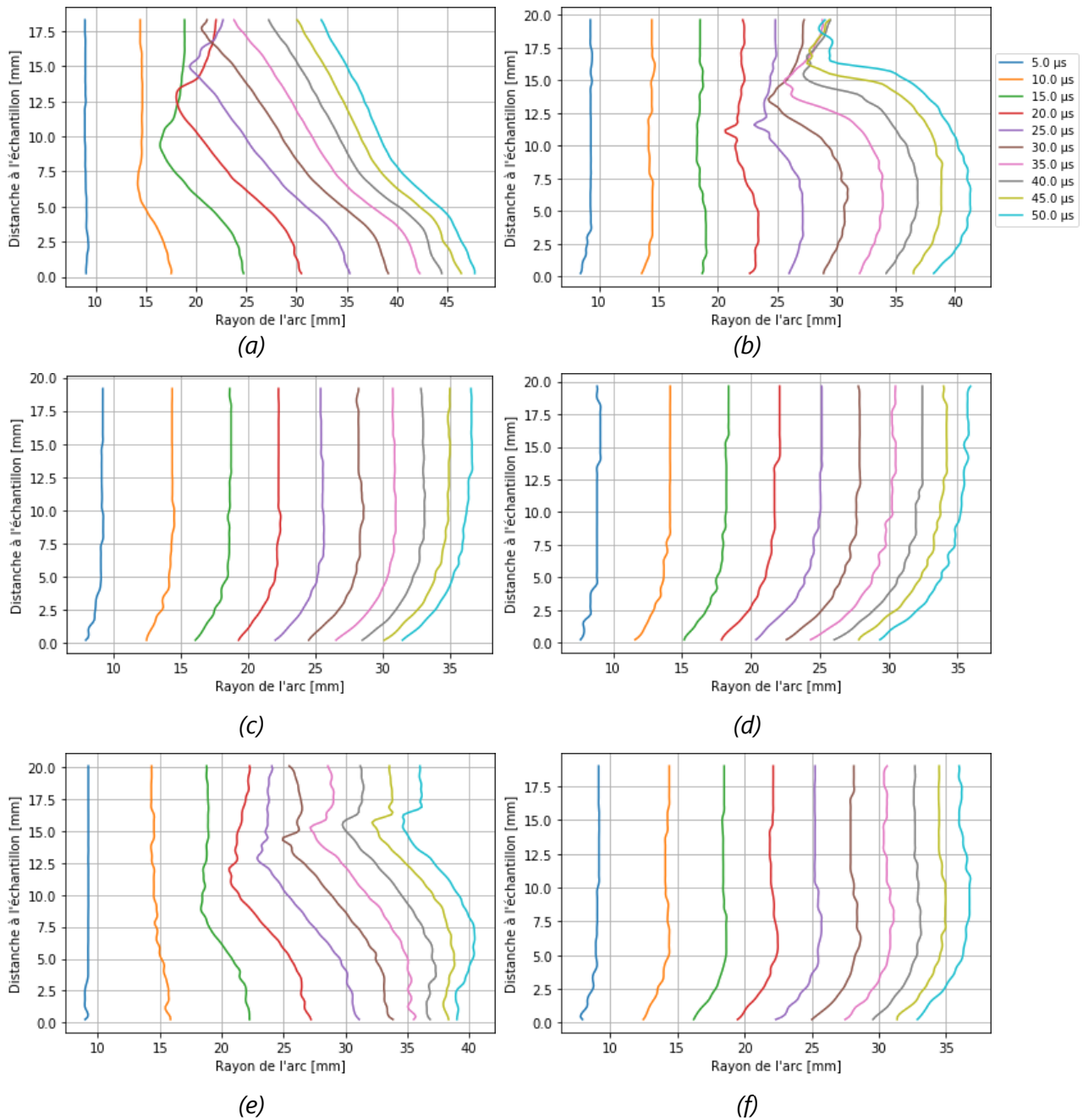


Figure 4.23 - (a-f) bord de l'arc à différents instants pour des protections métalliques isotropes SAF 27, SAF 41, SAF 81, SAF 135, SCF 72 et SCF 189.

Deux régimes d'expansion de l'arc ont été observés (figure 4.24.b). Pour les protections avec le plus grand endommagement final, SAF 27 et SCF 72, l'expansion relative de la base du pied par rapport à la colonne d'arc libre augmente les 25 premières microsecondes avant de diminuer par la suite. Pour les autres protections, l'expansion relative de la base du pied par rapport à la colonne d'arc libre est plus lente, mais continuellement croissante aux cours du temps. Le régime d'expansion de l'arc, n'est pas déterminant sur la taille de l'arc à des temps plus élevés. Comme cela est visible sur la figure 4.24.b, au bout de 50 μ s le rayon de la base du pied est identique dans les cas SAF 41 et SCF 72, malgré des régimes d'expansion différents.

4.2 Caractérisation de la géométrie de l'arc

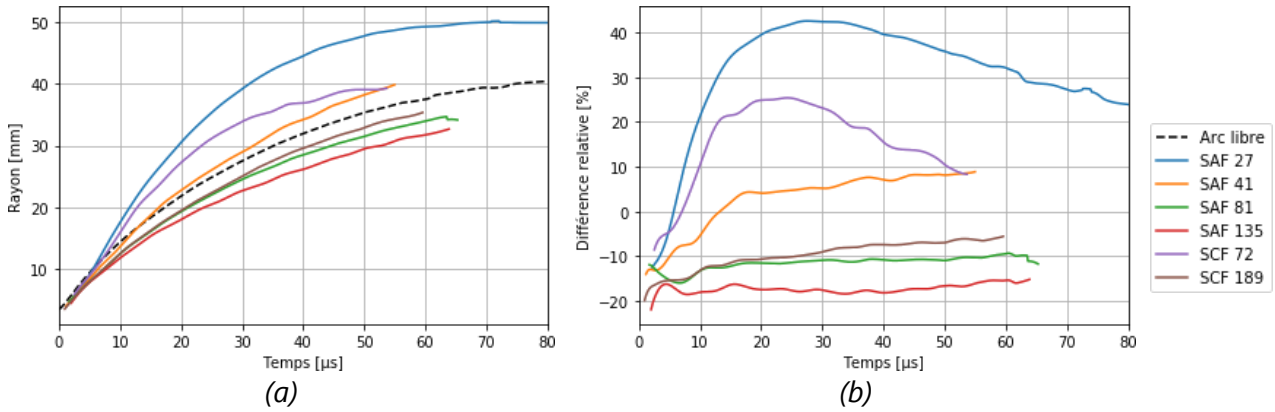


Figure 4.24 - (a), (b) rayon de l'arc à l'interface (à une distance de $0,2 \pm 0,05$ mm de l'échantillon) respectivement absolu et relatif par rapport la colonne d'arc libre.

4.2.3.1.2 Ondes de choc

Dans le cas de la protection SAF 27, la vitesse d'expansion du plasma de la base du pied est légèrement supérieure à celle de l'onde de choc de la colonne. La vaporisation rapide de la protection induit la formation de multiples ondes de chocs en amont de l'onde de choc de la colonne (figure 4.25).

Une différence de transparence à l'illumination laser est observable entre les plasmas de la colonne et celui de la base du pied (figure 4.25). Cette variation peut s'expliquer par une différence de composition du plasma, en particulier par la présence d'aluminium dans la base du pied d'arc.

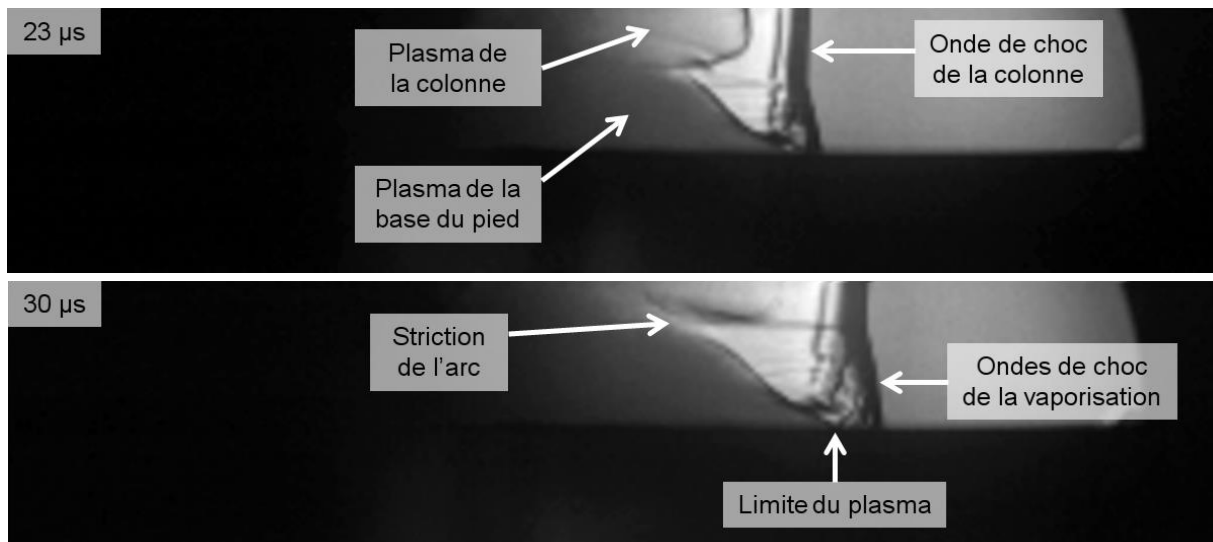


Figure 4.25 - Mesure de strioscopie d'un arc d'onde D sur une protection SAF 27.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

4.2.3.2 *Panneau GFRP avec des protections métalliques commerciales*

4.2.3.2.1 Morphologie de l'arc

Les morphologies de pied d'arc pour des protections commerciales sont semblables à celles observées pour les protections isotropes. Les vitesses de développement de la base du pied d'arc sont croissantes avec les valeurs d'endommagements mesurées au chapitre III. Les vitesses de développement de l'arc pour les protections ECF 73 et BZ 80 sont supérieures à celles mesurées pour les protections isotropes (figure 4.26.a, b et f).

Dans le cas de l'ECF, des mesures de demi-largeur de l'arc ont été effectuées selon les deux diagonales des losanges. La morphologie du développement de l'arc dépend de l'axe d'observation. En particulier pour l'ECF 195, il y a apparition d'une striction de l'arc à 12,5 mm. Elle est marquée selon la direction LWD à partir de 45 μ s (figure 4.26.d), alors qu'elle apparaît que faiblement selon la direction SWD à partir de 50 μ s (figure 4.26.c).

Dans les cas des protections métalliques commerciales, les régimes d'expansion du pied d'arc sont de même type que ceux observés pour les protections isotropes (figure 4.27.b). Une particularité existe cependant pour le BZ 80. Pour cette protection, la différence relative ne décroît pas à partir de 20 μ s, mais elle se stabilise à une valeur de 130 ± 5 %.

Pour les protections ECF, l'expansion de l'arc est initialement plus importante selon la direction SWD (figure 4.27.a). Dans cas l'ECF 73, une inversion à lieu à partir de $28 \pm 0,5$ μ s. L'expansion de l'arc devient alors maximale selon la direction LWD.

4.2 Caractérisation de la géométrie de l'arc

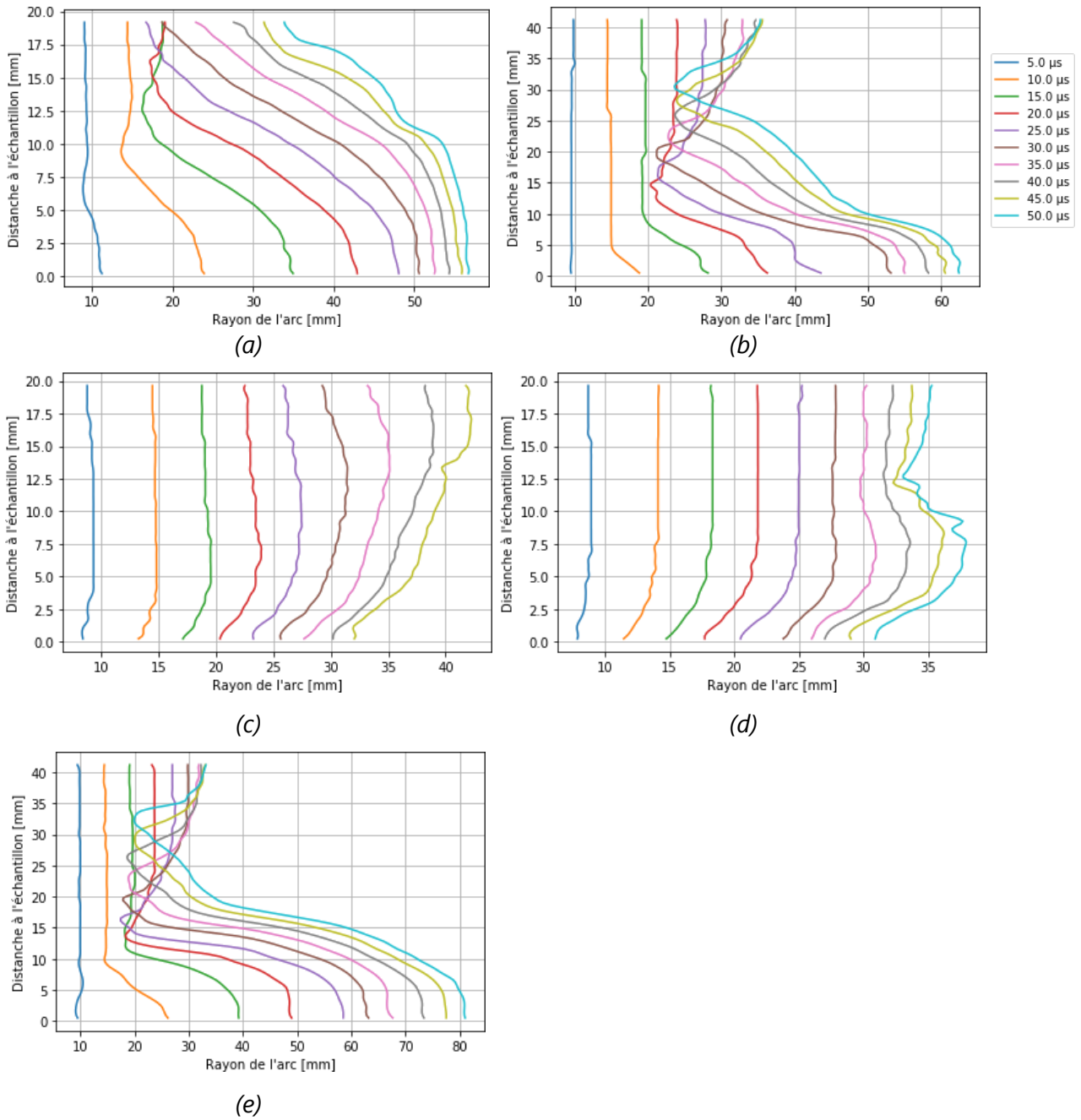


Figure 4.26 - Demi-largeur du pied d'arc (a) ECF 73 selon l'axe SWD, (b) ECF 73 selon l'axe LWD, (c) ECF 195 selon l'axe SWD, (d) ECF 195 selon l'axe LWD, (e) BZ 80 selon l'axe des mailles.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

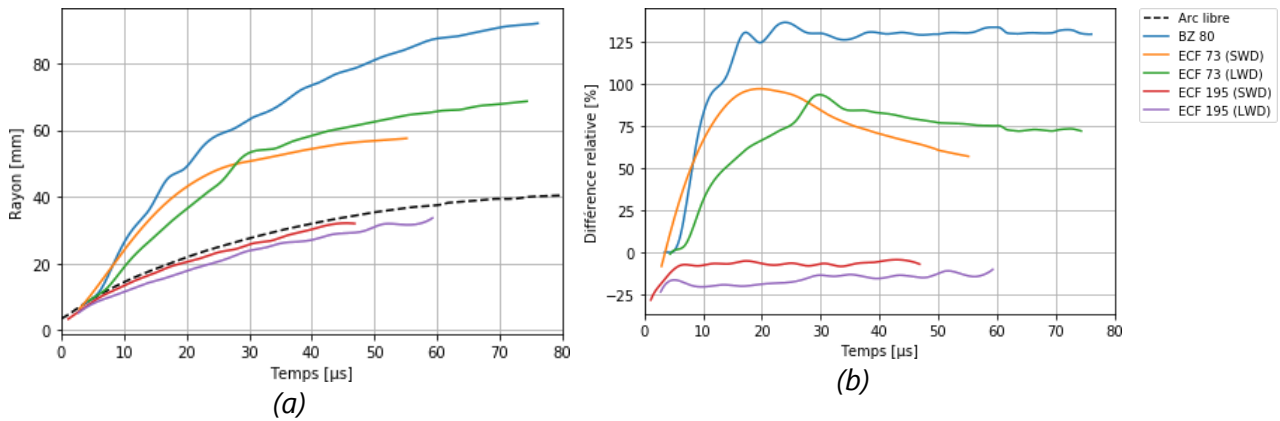


Figure 4.27 - (a), (b) demi-largeur de l'arc à l'interface (à une distance de $0,3 \pm 0,2$ mm de l'échantillon) respectivement absolu et relatif par rapport au rayon de la colonne d'arc libre.

4.2.3.2.2 Ondes de choc

Dans le cas de l'ECF 72, la vitesse de développement du plasma proche de l'échantillon est supérieure à la vitesse de déplacement de l'onde de choc de la colonne d'arc. En conséquence, les ondes de choc successives de vaporisation engendrent un cône de Mach en amont de l'onde de choc de la colonne (figure 4.28).

Une différence de transparence du plasma est aussi observable entre les plasmas de la colonne et celui de la base du pied (figure 4.28). Bien que moins visible que dans le cas d'une protection aluminium, cette variation peut s'expliquer par la présence de cuivre dans la base du pied.

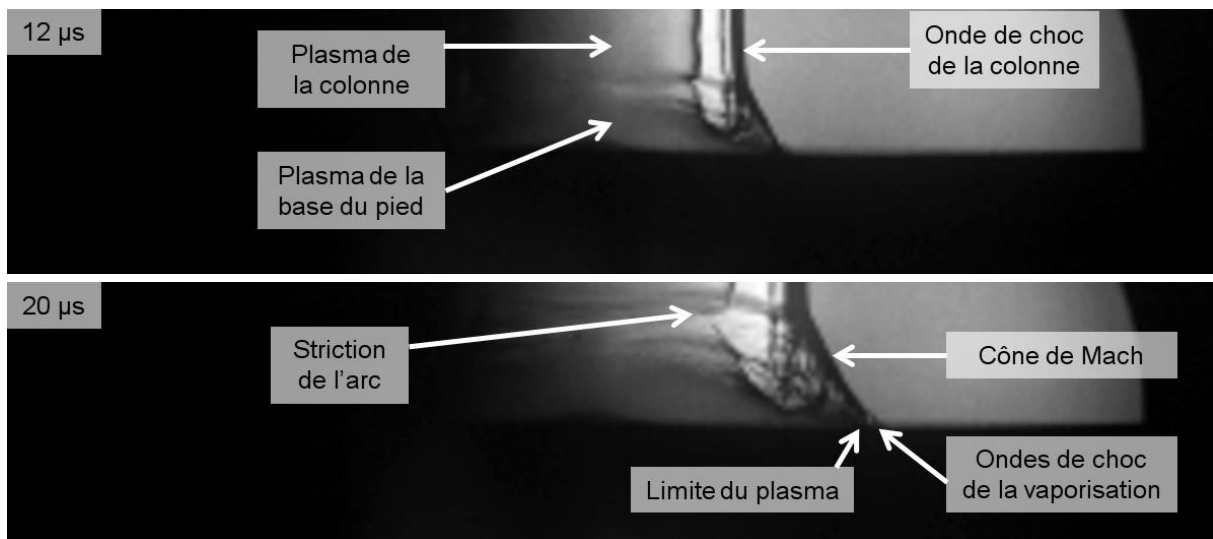


Figure 4.28 - Mesure de strioscopie d'un arc d'onde D sur une protection ECF 72.

4.2.3.3 Panneau GFRP avec protection métallique et diélectrique

Afin de reproduire les effets d'un panneau composite protégé et peint, nous avons utilisé un panneau en fibre de verre recouvert d'une protection métallique et d'une feuille de Nomex.

4.2.3.3.1 Morphologie de l'arc

Lors des essais foudre, la vaporisation de la protection métallique soulève et détériore le diélectrique. Les projections de matière remontent le long de la colonne d'arc, ce qui occulte sa lumière et empêche l'étude par imagerie rapide (figure 4.29).

Un anneau lumineux est observable par transparence à travers le Nomex. Cette émission lumineuse est analysée dans le chapitre VI. Elle correspond à l'anneau de vaporisation de la protection.

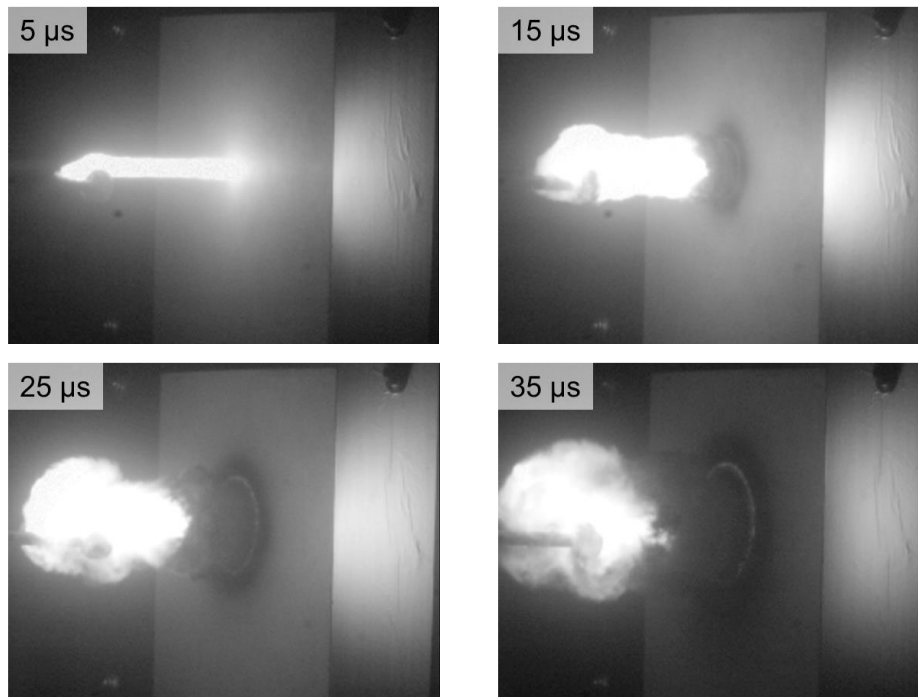


Figure 4.29 - Essai foudre avec une onde D sur un panneau GFRP protégé par une protection SAF 27 et recouvert d'une feuille de Nomex de 380 μm .

4.2.3.3.2 Ondes de choc

En présence de diélectrique, le front de l'onde de choc, provoqué par la colonne et l'explosion du Nomex, est légèrement sphérique. L'axe de symétrie se situe aux alentours de la limite des projections du diélectrique (figure 4.30). À partir de 15 μs , le cône de Mach d'une onde de choc surfacique est discernable. Cette onde semble s'expliquer par la présence du diélectrique. Elle n'avait jusque-là pas été observée dans le cas des protections métalliques.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

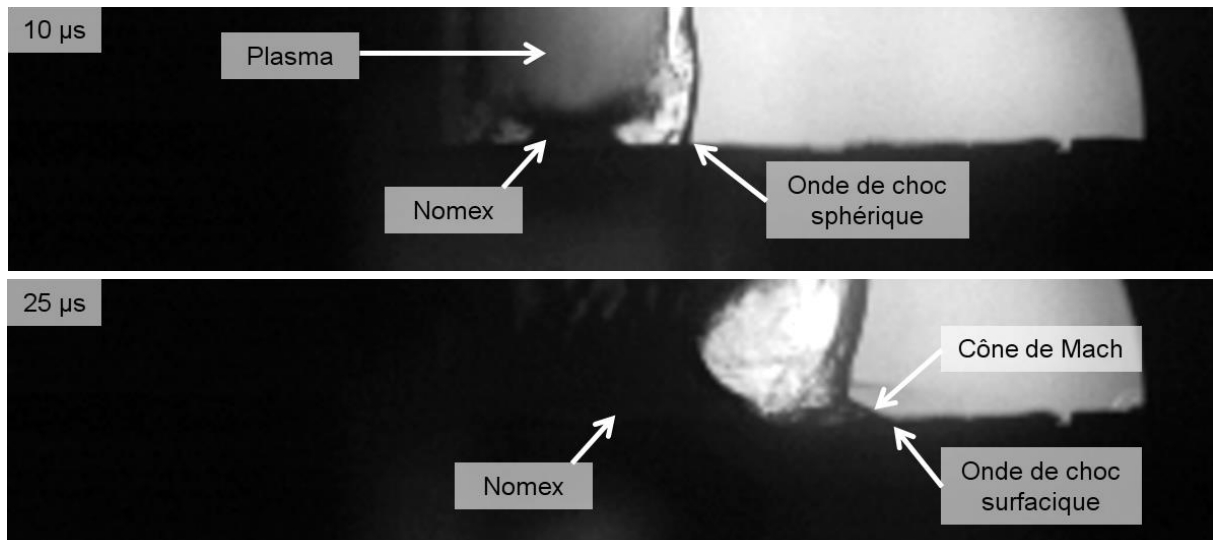


Figure 4.30 - Mesure de strioscopie d'un arc d'onde D sur un panneau GFRP protégé par une protection SAF 27 et recouvert d'une feuille de Nomex de 380 µm.

4.2.3.4 Synthèse des protections métalliques

4.2.3.4.1 Striction de l'arc

L'apparition de la striction de l'arc s'effectue entre 8 et 20 µs après l'initialisation de l'arc (tableau 4.2). L'instant d'apparition n'est pas corréléable directement à l'endommagement final. Dans le cas de l'ECF 73, l'instant d'apparition de la striction dépend fortement de la direction d'expansion. Selon l'axe d'observation, l'apparition s'effectue à 9 et 18 µs.

La vitesse d'éloignement de la striction est dépendante de la nature de la protection, elle varie entre 260 et 565 m.s⁻¹ (tableau 4.2). Cette vitesse est croissante avec la surface endommagée mesurée au chapitre III.

Tableau 4.2 - Propriété de la striction en fonction des protections triées par endommagement final croissant.

	SAF 41	SCF 72	SAF 27	ECF 73	BZ 80
Endommagement final (cm ²)	46,1	53,7	89	138,1	318,1
Apparition de la striction (µs ± 1 µs)	19	15	11	LWD : 18 SWD : 9	14
Vitesse d'éloignement (m.s ⁻¹)	259,7 ± 7,0	266,7 ± 11	524,8 ± 7,8	578,9 ± 34	565,6 ± 50

La taille de la striction est croissante, bien que plus lente que la colonne d'arc (figure 4.31). Pour des temps élevés, dans le cas de l'ECF 73, la taille de la striction diminue à partir de 45 µs. L'évolution de la demi-largeur de la striction n'est pas directement

corrélée à sa taille initiale et à l'endommagement final.

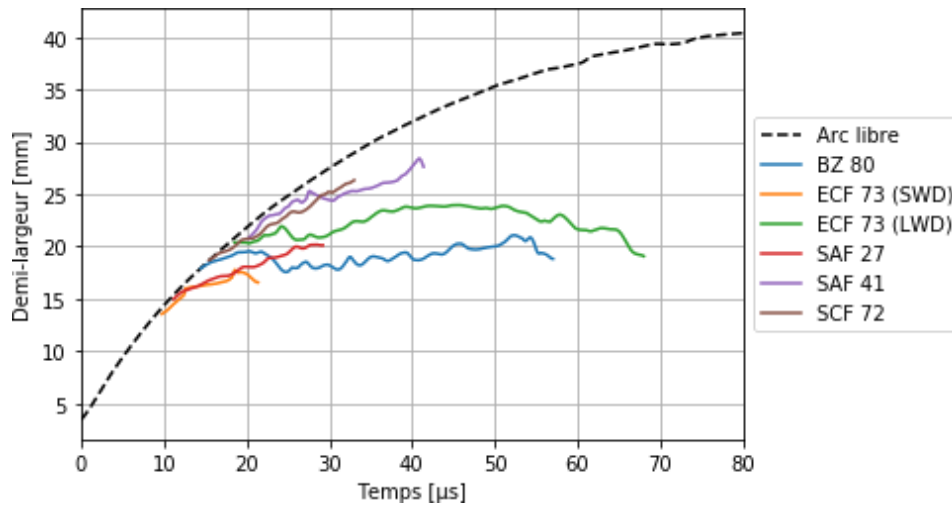


Figure 4.31 - Demi-largeur de la striction de l'arc.

4.2.3.4.2 Vitesse de propagation des ondes de choc de vaporisation

Le déplacement des ondes de choc de vaporisation est plus important dans les premiers instants, où le rayon de vaporisation est plus faible et le niveau de courant est plus élevé. Cela favorise le chauffage rapide de la protection. La vitesse de déplacement des ondes de vaporisation décroît ensuite, jusqu'au rattrapage de ces ondes par l'onde de choc de la colonne (figure 4.32).

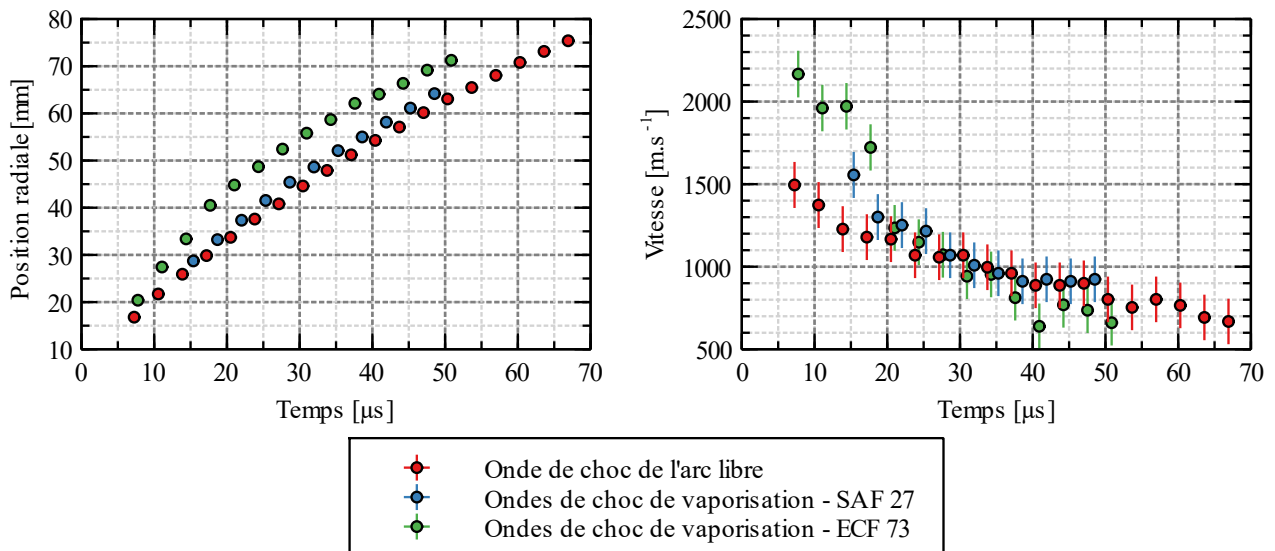


Figure 4.32 - Position et vitesse des ondes de choc au cours du temps.

4.2.4 Comparaison avec des simulations

Les observations expérimentales sur le pied d'arc ont été comparées à des simulations MHD 2D axisymétrique. Les morphologies d'arc constatées expérimentalement sont comparables à celles des arcs simulés. Dans le cas d'une peau en aluminium brut, une

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

striction de l'arc est observable au niveau de la surface d'entrée du courant dans le matériau (figure 4.33.a).

Dans le cas de la simulation d'un pied d'arc sur une peau carbone (figure 4.33.b), la base du pied s'étend à la surface du panneau. Cette expansion du plasma à la surface de l'échantillon s'explique par la faible conductivité du carbone qui favorise le passage d'une fraction du courant dans l'air. Expérimentalement, une morphologie similaire du pied est observée lors d'essais foudres sur des panneaux en fibre de verre recouvert d'une protection métallique. Cette similitude de géométrie est aussi interprétable par la diminution locale de la conductivité électrique des échantillons lors de la vaporisation de la protection métallique.

Les simulations numériques font apparaître une striction de l'arc (figure 4.33.a et b) semblable à celles observées expérimentalement. Les travaux de Pechereau et al. (Pechereau et al., 2019) ont permis de montrer que les strictions observées sont formées par les forces de Laplace.

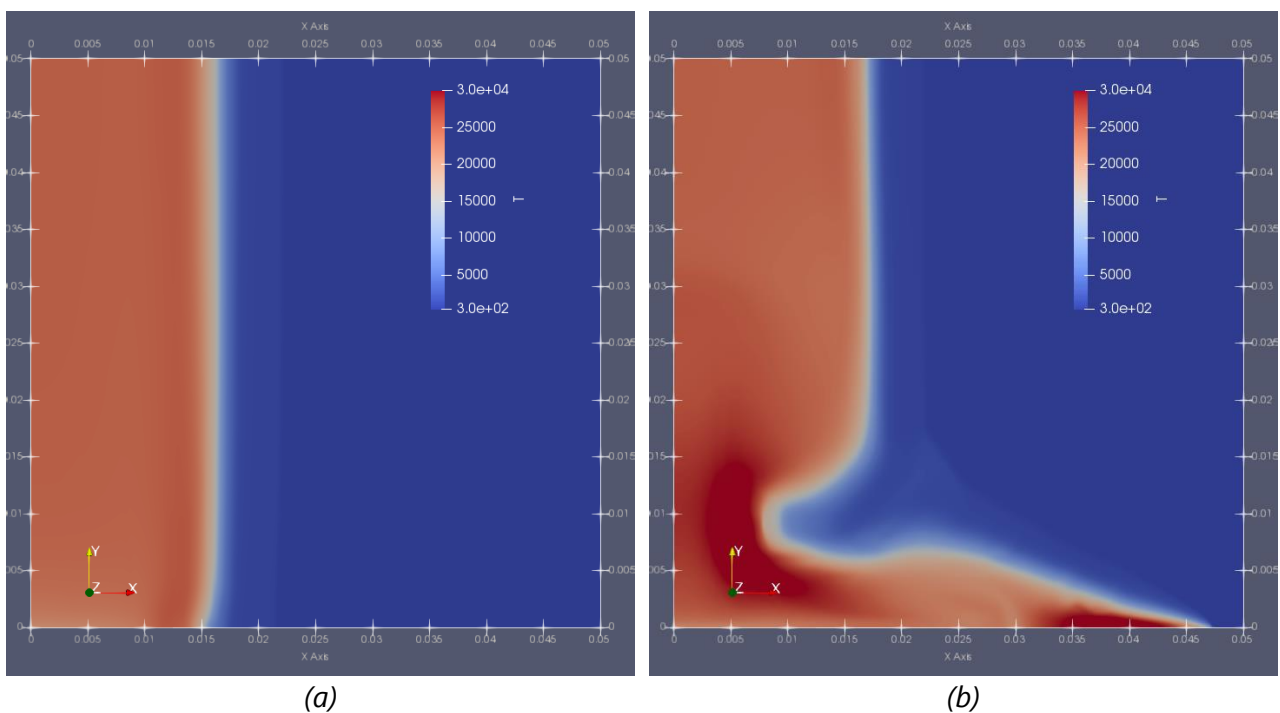


Figure 4.33 - (a), (b) simulations MHD 2D axisymétrique d'un pied d'arc d'onde D à $14 \mu\text{s}$ pour des conductivités linéiques respectives de 10^7 et 10^2 S.m^{-1} (Pechereau et al., 2019), correspondant à des peaux aluminium et carbone.

4.3 Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté les diagnostics d'acquisitions, le développement de l'algorithme de détection des bords de l'arc, une étude expérimentale de la morphologie de l'arc et du déplacement des ondes de chocs pour divers panneaux et une comparaison entre mesures et simulations numériques.

L'algorithme de détection a été développé pour être robuste au bruit, indépendant des conditions d'acquisition et invariant avec l'intensité du signal. La stabilité de la détection a été validée avec succès sur des mesures expérimentales.

La morphologie de l'arc est en partie dirigée par les forces magnétiques. Pour les échantillons favorisant l'expansion de la base du pied d'arc, une striction de l'arc apparaît entre la base de l'arc et la colonne. Et à l'inverse, lorsque l'arc est constricté par le diélectrique, il y a formation d'un jet Maecker.

Plusieurs ondes de chocs ont été observées. Une onde de choc formée par la colonne d'arc qui se retrouve sur toutes les mesures, ainsi que différentes ondes de choc engendrée à la surface des échantillons. Dans le cas des protections métalliques en l'absence diélectrique la vaporisation rapide des protections engendre de multiples ondes de choc. Dans le cas de structure en aluminium recouvert de diélectrique, une onde à la surface du diélectrique provoque l'apparition d'un cône de Mach.

Les mesures ont été comparées avec des simulations numériques. Les similitudes observées entre expérience et simulation ont permis d'améliorer l'interprétation des observations.

4 Étude des propriétés hydrodynamiques du pied d'arc

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

5.1	MODELES PHYSIQUES DU RAYONNEMENT DE L'ARC.....	110
5.1.1	DESCRIPTION D'UN PLASMA.....	110
5.1.2	ÉMISSION DES RAIES ET DU CONTINUUM.....	111
5.1.3	TRANSFERT RADIATIF.....	114
5.1.4	BASES DE RAIES.....	115
5.2	DIAGNOSTIC DE SPECTROSCOPIE.....	120
5.2.1	CONCEPTION DU MONTAGE OPTIQUE.....	121
5.2.2	CALIBRATION DU MONTAGE OPTIQUE.....	125
5.2.3	SELECTION DE LA ZONE SPECTRALE D'ACQUISITION.....	128
5.2.4	ALGORITHME DE RECONSTRUCTION.....	139
5.3	EXPERIENCES.....	168
5.3.1	PANNEAUX D'ALUMINIUM BRUT.....	169
5.3.2	PANNEAUX D'ALUMINIUM AVEC DIELECTRIQUE.....	183
5.3.3	PROTECTIONS METALLIQUES.....	191
5.4	CONCLUSION.....	192

Ce chapitre porte sur l'étude des propriétés thermodynamiques de l'arc proche de l'échantillon, ou plus exactement sur l'investigation des valeurs locales de température, pression, densité électronique et fraction d'aluminium à l'interface plasma-matériaux. Les propriétés physiques sont déterminées par spectroscopie d'émission. Trois parties sont abordées : la présentation du modèle physique des propriétés radiatives du plasma, la réalisation du diagnostic de spectroscopie et l'étude expérimentale des propriétés thermodynamique de l'arc.

Tout d'abord, un rappel est effectué des équations pilotant les propriétés chimiques et radiatives du plasma, ainsi que du transfert radiatif. Cela mènera à la présentation des bases de données utilisées ainsi que les approximations effectuées pour la modélisation des propriétés radiatives du plasma.

Ensuite, nous passerons à la description du diagnostic de spectroscopie comprenant : la conception du montage optique, la calibration, la réalisation d'un critère de sélection de la fenêtre spectrale et les méthodes de reconstruction des propriétés du plasma.

Deux méthodes de reconstruction sont successivement abordées. La première réalise une reconstruction des grandeurs physiques du plasma en effectuant plusieurs reconstructions récursives des propriétés locales de l'arc. Cette méthode s'avère cependant insuffisamment robuste pour effectuer des reconstructions avec une importante discrétisation spatiale. Pour pallier cette limitation, une seconde méthode de reconstruction a été développée. Celle-ci effectue une reconstruction simultanée de l'ensemble des propriétés radiales du plasma.

Enfin, l'exploitation expérimentale sera présentée pour des panneaux en aluminium avec ou sans diélectrique et pour des panneaux en fibre de verre avec une protection

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

métallique, dans des conditions variées afin de caractériser l'arc au niveau de l'interface avec le matériau (niveau de courant, diamètre de percement du diélectrique, distance à l'échantillon, ...). Avant d'analyser les différents cas d'étude, une étude de répétabilité est réalisée pour valider la répétabilité des conditions expérimentales et la robustesse de la méthode de reconstruction.

5.1 Modèles physiques du rayonnement de l'arc

5.1.1 Description d'un plasma

À l'équilibre, les propriétés du plasma sont régies par plusieurs lois. Celles utilisées pour la spectroscopie sont présentées ici.

5.1.1.1 Équilibre thermodynamique total et local

Un plasma à l'équilibre thermodynamique total est un plasma où chaque processus élémentaire de collision et de rayonnement est compensé par son processus inverse. Les températures des différentes espèces, électrons et lourds, sont identiques et les gradients de température et de densité d'espèces sont nuls.

Un plasma à l'équilibre thermodynamique local ou à l'ETL, est un plasma localement à l'équilibre. Ce modèle est valable si les processus collisionnels sont suffisamment nombreux pour assurer une thermalisation complète du système sans que les processus radiatifs puissent jouer un rôle important. C'est le cas lorsque la densité électronique est suffisamment élevée. Un plasma peut aussi être considéré à l'ETL lorsque le milieu est localement très opaque à toutes les fréquences. Dans ce cas, les photons émis sont localement réabsorbés et tous les processus radiatifs se compensent.

Le recours à l'ETL, couramment utilisé dans le domaine de la physique de l'arc, permet l'utilisation des lois descriptives du plasma valables à l'équilibre thermodynamique total (Vacquie Serge, 2000).

5.1.1.2 Loi de Boltzmann

La loi de Boltzmann décrit la population des différents niveaux excités. La densité d'espèces i à un niveau d'énergie k est :

$$N_{i,k}(T) = \frac{g_{i,k} N_i}{Z_i(T)} e^{-\frac{E_{i,k}}{k_b T}}$$

Équation 5.1

avec $N_i(T)$ la densité de l'espèce i (en m^{-3}) ;
 $N_{i,k}(T)$ la population de l'espèce i au niveau d'excitation k (en m^{-3}) ;
 $g_{i,k}$ la dégénérescence du niveau k ;
 $E_{i,k}$ l'énergie du niveau k (en J) ;

k_b la constante de Boltzmann (en $J.K^{-1}$) ;
 $Z_i(T)$ la fonction de partition de l'espèce i .

5.1.2 Émission des raies et du continuum

Les raies d'émission et d'absorption d'un atome proviennent d'une variation d'énergie entre deux états discrets, aussi appelée transition liée-liée. L'énergie du photon associé correspond à la différence d'énergie entre l'état bas, noté l pour *lower*, et l'état haut noté u pour *upper*. La longueur d'onde d'émission est liée à cette différence d'énergie selon la relation suivante :

$$\frac{hc}{\lambda_{ul}} = E_u - E_l$$

Équation 5.2

avec h la constante de Planck (en $J.s$) ;
 c la célérité de la lumière (en $m.s^{-1}$) ;
 λ_{ul} la longueur d'onde dans le vide du photon émis (en m).

L'émission du continuum provient de transitions d'énergie entre un état discret et un état défini par un continuum, dans ce cas la transition est dite libre-liée, ou de deux états définis par un continuum, dans ce cas la transition est dite libre-libre.

5.1.2.1 Loi de Planck

La loi de Planck décrit le rayonnement d'équilibre à une certaine température. Sa luminance spectrale s'écrit sous la forme :

$$L_{\lambda}^0(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda k_b T)} - 1}$$

Équation 5.3

avec $L_{\lambda}^0(T)$ la luminance spectrale à l'équilibre (en $W.sr^{-1}.m^{-2}.m^{-1}$) ;
 T la température (en K) ;
 λ la longueur d'onde dans le vide (en m).

5.1.2.2 Loi de Kirchhoff

La loi de Kirchhoff définit la relation entre les coefficients d'émission et d'absorption du plasma à l'ETL :

$$L_{\lambda}^0 = \frac{\eta_{\lambda}}{\kappa_{\lambda}}$$

Équation 5.4

avec $\eta_{\lambda}(\lambda, T)$ le coefficient d'émission spectrale (en $W.sr^{-1}.m^{-3}.m^{-1}$) ;
 $\kappa_{\lambda}(\lambda, T)$ le coefficient d'absorption spectrale (en m^{-1}).

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

5.1.2.3 Coefficient d'absorption et d'émission

Les coefficients d'émission et d'absorption des raies sont de la forme suivante :

$$\eta_\lambda = \frac{hc}{4\pi} \sum_{ul} \frac{A_{ul} N_u}{\lambda_{ul}} f_{ul}(\lambda - \lambda_{ul}, T, N_e)$$

Équation 5.5

$$\kappa_\lambda = h \sum_{ul} \frac{N_l B_{lu} - N_u B_{ul}}{\lambda_{ul}} f_{ul}(\lambda - \lambda_{ul}, T, N_e)$$

Équation 5.6

avec A_{ul} le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée (en s^{-1}) ;
 f_{ul} la fonction d'élargissement de la raie (en m^{-1}) ;
 B_{ul} le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée (en $m^3 \cdot J^{-1} \cdot s^{-2}$) ;
 B_{lu} le coefficient d'Einstein pour l'absorption (en $m^3 \cdot J^{-1} \cdot s^{-2}$).

5.1.2.4 Coefficient d'absorption de raies d'émission

Les coefficients d'Einstein d'absorption et d'émission stimulée sont reliés au coefficient d'Einstein de l'émission spontanée en utilisant les lois de Kirchhoff et de Boltzmann. Le coefficient d'absorption peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$\kappa_{raies}(\lambda, T, N_e) = \frac{\lambda^5 (e^{hc/\lambda k_b T} - 1)}{8\pi c} \sum_{i,ul} \frac{g_{i,u} A_{i,ul} N_i(T, N_e)}{\lambda_{i,ul} Z_i(T)} e^{-\frac{E_{i,u}}{k_b T}} f_{i,ul}(\lambda - \lambda_{i,ul}, T, N_e)$$

Équation 5.7

Pour simplifier les équations dans la suite, le coefficient d'émission spectrale sera systématiquement remplacé par le coefficient d'absorption spectrale en utilisant la loi de Kirchhoff.

5.1.2.5 Élargissement des raies

Plusieurs sources d'élargissement existent et influent sur la forme des raies. Les élargissements correspondants aux propriétés intrinsèques du plasma peuvent être classés en fonction de leurs types : naturel, Doppler ou collisionnel (Griem, 1974, 1997). À cela s'ajoutent les sources d'élargissement liées aux perturbations extérieures tel que l'effet Zeeman dû au champ magnétique auto induit de l'arc.

L'élargissement naturel s'explique par le principe d'incertitude de Heisenberg. Le temps de vie fini de l'état excité de l'atome introduit un élargissement de l'ordre de 10^{-4} nm de forme lorentzienne.

L'élargissement Doppler s'explique par la vitesse relative de l'émetteur par rapport à l'observateur due à l'agitation thermique. Cet élargissement de type gaussien est de l'ordre de 10^{-2} nm pour une raie dans le visible à une température de 50 kK.

Les élargissements collisionnels sont de forme lorentzienne. Leurs importances relatives dépendent du degré d'ionisation du plasma. Pour de faibles degrés d'ionisation, les collisions ont lieu essentiellement avec des particules neutres. Les élargissements de résonance et de Van der Waals sont prédominants. Avec de forts degrés d'ionisation, le champ électrique engendré par les charges proches perturbe les niveaux d'énergie des particules émettrices. Cela induit un élargissement Stark, qui devient alors prédominant. C'est notamment le cas pour les plasmas d'arc foudre qui possèdent un degré d'ionisation proche de 1 (Milosavljević & Djeniže, 1998). La densité électronique d'un arc d'onde D est de l'ordre de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Sousa Martins, 2016), cela correspond à des élargissements Stark des raies de l'ordre du nanomètre.

La présence d'un champ magnétique extérieur engendre un élargissement des raies dû à la séparation des niveaux dégénérés atomiques. Cette levée de la dégénérescence est appelée effet Zeeman. Dans le cas d'un arc électrique de 100 kA avec un rayon de 10 mm, le champ magnétique en périphérie de l'arc est de 2 T. Dans ces conditions, en considérant la formulation du calcul de l'effet Zeeman pour des forts champs proposée par Spanjers (Spanjers et al., 1995), l'élargissement est de l'ordre de 10^{-2} nm .

Pour les différentes sources d'élargissement considérées, l'élargissement Stark est prédominant d'au moins deux ordres de grandeurs par rapport aux autres élargissements. Seul l'effet Stark sera donc considéré par la suite. L'expression de cet élargissement lorentzien est la suivante :

$$f_{i,ul}(\lambda - \lambda_{ul}, N_e) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{i,ul}(N_e)}{\gamma_{i,ul}(N_e)^2 + (\lambda - \lambda_{i,ul})^2}$$

Équation 5.8

avec $\gamma_{i,ul}$ la demi-largeur de raie à mi-hauteur qui dépend linéairement de la densité électronique.

5.1.2.6 Émission du continuum

Le continuum d'émission est formé par les transitions énergétiques libre-liée et libre-libre, qui conduisent à des émissions de photons dont la fréquence est distribuée de façon continue.

Les transitions libre-liée sont engendrées par des phénomènes de photoionisation et de recombinaison radiative. La recombinaison d'un ion avec un électron génère l'émission d'un photon selon la relation suivante :



Équation 5.9

Le phénomène inverse est la photoionisation, qui correspond au détachement d'un électron par l'absorption d'un photon.

Les transitions libre-libre sont provoquées par le rayonnement de freinage, aussi

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

appelé rayonnement de Bremsstrahlung. L'énergie du photon émis est égale à la perte d'énergie cinétique.

5.1.2.7 Coefficient d'absorption total

Dans le cas de la spectroscopie d'arc foudre, le plasma ne peut pas être considéré comme optiquement mince (Sousa Martins, 2016). En conséquence, le continuum doit être considéré pour le calcul du transfert radiatif. L'expression du coefficient d'absorption total est la suivante :

$$\kappa_{total} = \kappa_{raies} + \kappa_{continuum} \quad \text{Équation 5.10}$$

avec κ_{raies} , $\kappa_{continuum}$ et κ_{total} qui correspondent respectivement aux coefficients d'absorption des raies, du continuum et de l'absorption totale.

5.1.3 Transfert radiatif

5.1.3.1 Équation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif décrit l'évolution de la luminance spectrale le long d'un chemin optique traversant un plasma. Pour une propagation d'un faisceau lumineux selon l'axe Ox , la luminance spectrale suit la loi suivante :

$$\frac{dL_\lambda}{dx} = \kappa_\lambda L_\lambda^0 - \kappa_\lambda L_\lambda$$

Équation 5.11

avec $L_\lambda(\lambda, T)$ la luminance spectrale locale (en $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{m}^{-1}$) ;
 $\kappa_\lambda(\lambda, T)$ le coefficient d'absorption spectrale (en m^{-1}).

Le premier terme de l'équation 5.11, $\kappa_\lambda L_\lambda^0$, correspond à l'émission locale, tandis que le second terme, $-\kappa_\lambda L_\lambda$, correspond à l'absorption. Cette écriture de l'équation de transfert radiatif, suppose que le système soit à l'état stationnaire ou du moins à l'ETL et que les effets de réfraction et de diffusion puissent être négligés (Griem, 1997; Vacquie Serge, 2000).

5.1.3.2 Transfert radiatif en plasma homogène

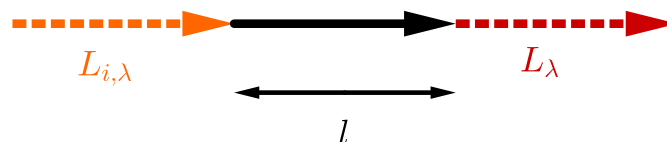


Figure 5.1 - Schéma du transfert radiatif le long d'une colonne de plasma homogène.

En considérant une colonne de plasma homogène (figure 5.1), à pression, température et composition chimique uniformes, la luminance résultante du plasma, par intégration de l'équation du transfert radiatif (équation 5.12), s'écrit sous la forme :

$$L_{\lambda} = L_{i,\lambda} e^{-l\kappa_{\lambda}} + (1 - e^{-l\kappa_{\lambda}}) L_{\lambda}^0$$

Équation 5.12

avec $L_{\lambda}(\lambda, T, l)$ la luminance spectrale résultante (en $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{m}^{-1}$) ;
 $L_{i,\lambda}(\lambda, T)$ la luminance spectrale incidente (en $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{m}^{-1}$) ;
 $\kappa_{\lambda}(\lambda, T)$ le coefficient d'absorption spectrale (en m^{-1}) ;
 l la longueur de la colonne (en m).

Cette expression sera utilisée dans la suite pour le calcul de l'émission de l'arc électrique.

5.1.4 Bases de raies

Les espèces considérées pour le calcul du rayonnement sont O, O⁺, N, N⁺, Al⁺, Al⁺⁺ et Ar⁺, car elles sont majoritaires sur les gammes de températures et de pressions considérées pour l'étude, comprises entre 15 et 50 kK, et entre 1 et 50 bars.

5.1.4.1 Bases de données spectrales

Les coefficients d'émission d'Einstein pour l'émission spontanée et les dégénérescences des niveaux atomiques ont été obtenus à partir des bases de données de spectroscopie NIST (Kramida et al., 2018) et Kurucz (Kurucz & Bell, 1995). Une fusion des deux bases a été effectuée pour permettre un meilleur rapprochement des spectres simulés aux spectres mesurés.

Cette fusion est effectuée en considérant en priorité les raies présentes dans NIST, les raies de Kurucz absentes de NIST ont été ajoutées. Ce choix est motivé par le maintien régulier de la base de NIST avec les mesures récentes de l'état de l'art.

Pour éviter les doublons, l'ajout des raies n'est réalisé qu'après l'application du traitement suivant : une raie de Kurucz est considérée comme absente de NIST, si pour chaque raie de NIST, au moins l'un des critères suivants n'est pas respecté :

- la différence de longueur d'onde centrale est inférieure à 0,5 nm.
- la différence entre les niveaux d'énergie des états bas et haut est inférieure à 1 eV.
- les dégénérescences des états bas et haut sont identiques.
- les configurations électroniques des états bas et haut sont identiques.

Les différences en longueur d'onde et niveaux d'énergies sont volontairement prises avec d'importantes marges afin de tenir compte des écarts constatés entre les deux bases pour des raies identiques.

Afin de limiter le coût de calcul des propriétés radiatives du plasma, un nombre restreint de raies est considéré (tableau 5.1). La sélection de ces raies est réalisée de la manière suivante :

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

- Une première sélection des raies est effectuée a priori, en considérant uniquement les raies dont la force d'oscillateur en poids statistique est supérieure à 10^{-3} et dont la longueur d'onde centrale est comprise entre 400 et 600 nm. Pour le lecteur intéressé, une description détaillée de la force d'oscillateur en poids statistique est présentée dans l'ouvrage Principles of Plasma Spectroscopy de Griem (Griem, 1997).
- Une seconde sélection est ensuite effectuée a posteriori, en ne gardant que les raies pour lesquelles, il existe un jeu de paramètres physiques (température, pression et densité d'aluminium) tel que la valeur du coefficient d'absorption sur la fenêtre d'étude soit supérieure à un 1000^{ième} du coefficient d'absorption maximal présent sur cette fenêtre. La fenêtre d'étude correspond à la fenêtre d'acquisition du montage de spectroscopie. Ce second critère permet de considérer l'ensemble des causes influençant le rayonnement effectif de chaque raie, tels que la densité d'espèce, l'élargissement, la dégénérescence et la probabilité de peuplement des niveaux d'énergie.

Tableau 5.1 - Nombre de raies considérées pour les différentes espèces.

NIST	Kurucz	NIST + Kurucz	NIST + Kurucz après sélection à postériori
Al ⁺ : 50	Al ⁺ : 203	Al ⁺ : 207	Al ⁺ : 64
Al ⁺⁺ : 29	Al ⁺⁺ : 47	Al ⁺⁺ : 47	Al ⁺⁺ : 19
Ar ⁺ : 105	Ar ⁺ : 737	Ar ⁺ : 747	Ar ⁺ : 19
N : 78	N : 538	N : 553	N : 463
N ⁺ : 154	N ⁺ : 297	N ⁺ : 308	N ⁺ : 102
O : 77	O : 44	O : 56	O : 45
O ⁺ : 142	O ⁺ : 333	O ⁺ : 378	O ⁺ : 64
Total : 635	Total : 2199	Total : 2296	Total : 776

Des fits de spectres ont été réalisés en ne considérant que les raies de NIST (figure 5.2.a) ou de Kurucz (figure 5.2.b). Les meilleurs résultats sont obtenus avec des raies issues de la base de NIST. Une fois les deux bases fusionnées, les fits sont moins bons que ceux réalisés avec seulement les raies de NIST (figure 5.2.c). Ce défaut provient de raies de N⁺ intenses présentes dans la base de Kurucz. La base de NIST disposant de données plus récentes, il est surprenant que ces raies intenses ne soient pas répertoriées. De ce fait, nous les considérerons comme des valeurs aberrantes, les raies de Kurucz, centrées en 453,17, 455,37 et 467,94 nm, ont été retirées de la base finale. Après suppression de ces raies, le fit est meilleur sur les multiplets intenses ainsi que sur les raies de plus faibles intensités (figure 5.2.d). Ces dernières contiennent peu d'information physique exploitable, cependant un bon fit de ces régions est primordial pour éviter d'introduire un biais dans l'algorithme de reconstruction ou de le rendre instable.

5.1 Modèles physiques du rayonnement de l'arc

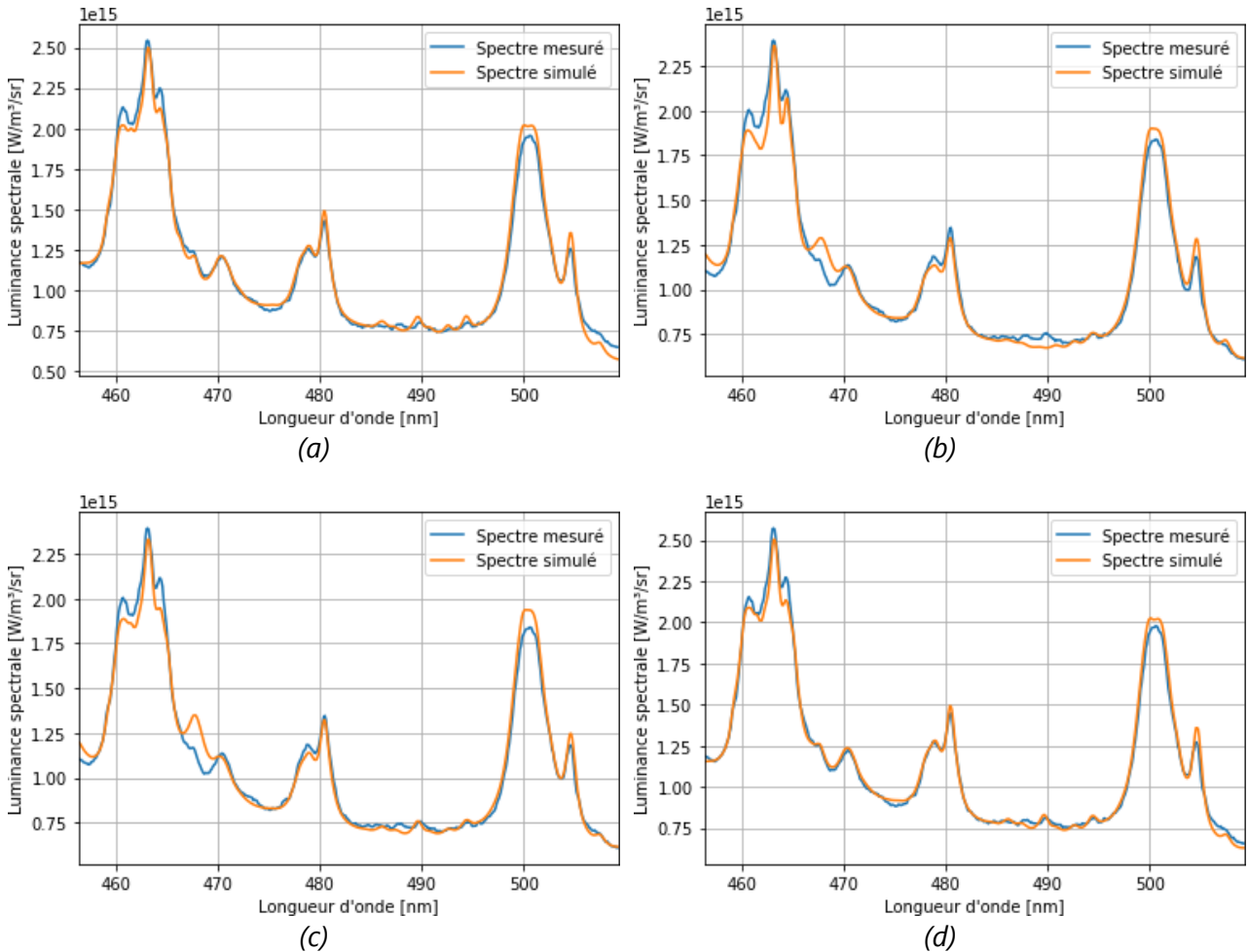


Figure 5.2 - Fit du spectre d'émission d'un arc d'onde D à une distance de 15 mm d'une plaque d'aluminium et à $10 \mu\text{s}$ pour différentes bases spectrales : (a) NIST, (b) Kurucz, (c) NIST + Kurucz, (d) NIST + Kurucz après suppression des raies aberrantes.

La base spectrale utilisée dans ces travaux est présentée en annexe du manuscrit (annexe 7.2).

5.1.4.2 Bases d'élargissement Stark

Les largeurs Stark sont considérées pour les raies ioniques comme linéairement dépendantes de la densité électronique et faiblement dépendantes de la température (Griem, 1974, 1997). Pour les espèces Ar^+ , N , N^+ , O et O^+ , nous avons utilisé les mesures expérimentales compilées par Konjević et al. (Konjević et al., 2002). Pour les espèces Al^+ et Al^{++} les données étant absentes ou déterminées avec une faible précision, nous avons repris les mesures de Dojić et al. (Dojić et al., 2020).

Pour les raies spectrales avec plusieurs mesures expérimentales d'élargissement Stark, la valeur utilisée est la moyenne des différents élargissements. Cependant, la littérature ne comporte aucune valeur d'élargissement pour la majorité des raies. Dans ce cas, l'élargissement utilisé correspond à la moyenne des élargissements des raies du même multiplet, si elles sont tabulées, ou en dernier ressort à la moyenne des élargissements

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

de l'ensemble des raies de l'espèce.

Les élargissements Stark considérés dans ces travaux sont listés en annexe du manuscrit (annexe 7.2).

5.1.4.3 Décalage Stark

L'effet Stark entraîne aussi un décalage en longueur d'onde. Dans le cas d'une densité électronique de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, les décalages Stark étant inférieurs à 0,1 nm pour les espèces Ar^+ , N , N^+ , O et O^+ (Konjević et al., 2002), ils ne seront pas considérés dans la suite. À l'inverse, pour les espèces Al^+ et Al^{++} le décalage Stark est de l'ordre de 2 nm pour une telle densité électronique (Konjevic & Wiese, 1976). Les décalages Stark des raies d'aluminium seront pris en compte dans le reste de l'étude. L'expression des effets Stark, l'élargissement et le décalage des raies, s'écrit sous la forme suivante :

$$f_{i,ul}(\lambda - \lambda_{ul}, N_e) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{i,ul}(N_e)}{\gamma_{i,ul}(N_e)^2 + (\lambda - \lambda_{i,ul} - \delta_{i,ul}(N_e))^2}$$

Équation 5.13

avec $\delta_{i,ul}$ le décalage Stark qui dépend linéairement de la densité électronique.

5.1.4.4 Densité d'espèces

La base de données de spectroscopie HTGR EM2C, calculée à l'équilibre thermodynamique et chimique, a été utilisée dans ces travaux. Les coefficients d'absorption sont calculés en tenant compte des différentes transitions atomiques, liée-liée, liée-libre et libre-libre. Cette base contient aussi les densités d'espèces chimiques et leurs fonctions de partition associées. Dans le cas de l'air pur, 25 espèces sont considérées ainsi que les différentes relations chimiques de dissociation et d'ionisation qui les relient.

Le développement de cette base a été initié à pression atmosphérique pour une plage de températures allant de 2 000 à 15 000 K (Chauveau, 2001; Chauveau et al., 2003; Deron, 2003). De nombreux travaux (Kahhali et al., 2010; Peyrou et al., 2012; Soufiani et al., 2013; Sousa Martins et al., 2020) l'ont enrichie. Actuellement, elle couvre une plage de températures comprise entre 100 et 100 000 K et de pressions comprise entre 0,1 et 1 000 bar. La composition chimique a aussi été étendue afin de traiter des mélanges d'air avec diverses espèces chimiques, tel que le cuivre, l'aluminium et le carbone.

Les données de la base sont exprimées en fonction de la température et de la pression. Pour chaque température, une relation bijective existe entre la pression et la densité électronique. La densité électronique se déduit de ces deux autres grandeurs. Dans le cadre de ces travaux, nous effectuons une interpolation linéaire des densités d'espèces tabulées pour un mélange air-aluminium. Un exemple de densité d'espèces est

représenté en figure 5.3. Par soucis de lisibilité, seules les espèces majoritaires entre 5 et 50 kK sont représentées. La densité électronique est croissante jusqu'à 20 kK, elle décroît ensuite avec la diminution de densité d'espèces du gaz liée à l'augmentation de la température à pression constante. À faible température, des espèces moléculaires sont présentes. Avec l'augmentation de température, elles sont remplacées par des espèces monoatomiques, dont le degré d'ionisation est aussi croissant avec la température. L'augmentation du degré d'ionisation de l'aluminium est plus rapide que celles de l'azote et de l'oxygène en raison de l'énergie d'ionisation plus faible de l'aluminium.

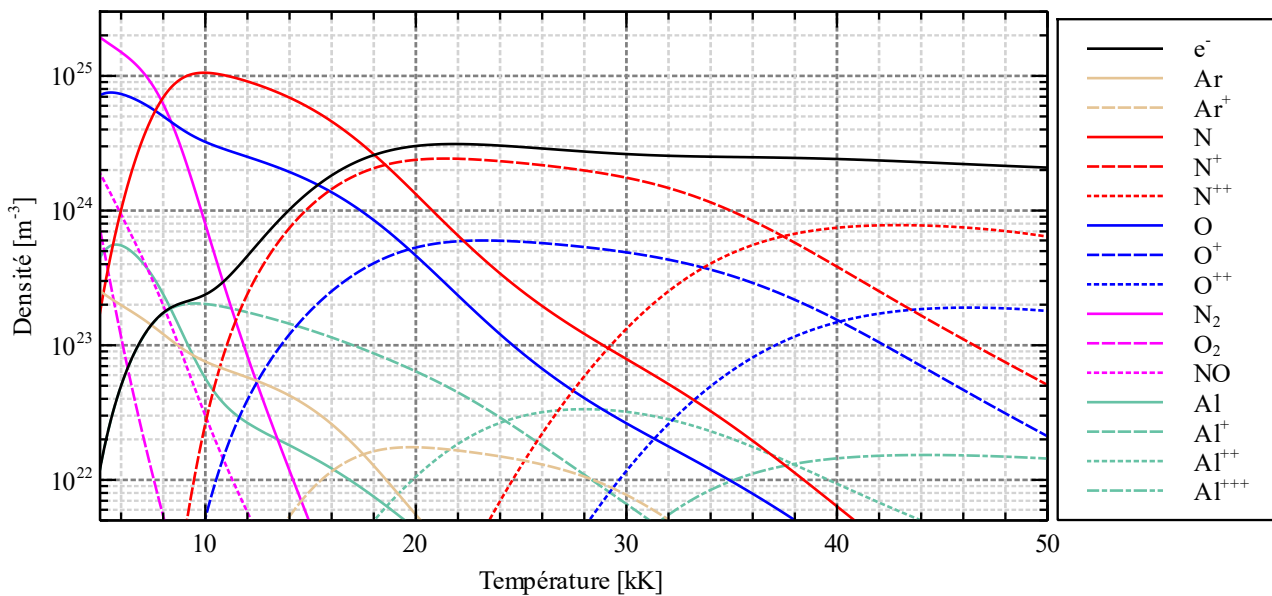


Figure 5.3 - Densité d'espèces chimiques d'un plasma d'air avec 3 % de fraction massique d'aluminium à l'ETL pour une pression de 21 bar.

5.1.4.5 Fonction de partition

L'expression générale de la fonction de partition est la suivante :

$$Z_i(T) = \sum_k g_{i,k} e^{-E_{i,k}/k_b T}$$

Équation 5.14

où Z_i est obtenue par une somme sur l'ensemble des niveaux d'énergie k de l'espèce i .

Dans le cadre de ces travaux, nous effectuons une interpolation linéaire des valeurs tabulées de la base HTGR EM2C. Ces valeurs de fonction de partition sont calculées en considérant l'abaissement du potentiel d'ionisation dû aux interactions coulombiennes (Deron, 2003). Des valeurs des fonctions de partition pour un mélange air-aluminium des espèces considérées dans ces travaux sont représentées en figure 5.4.

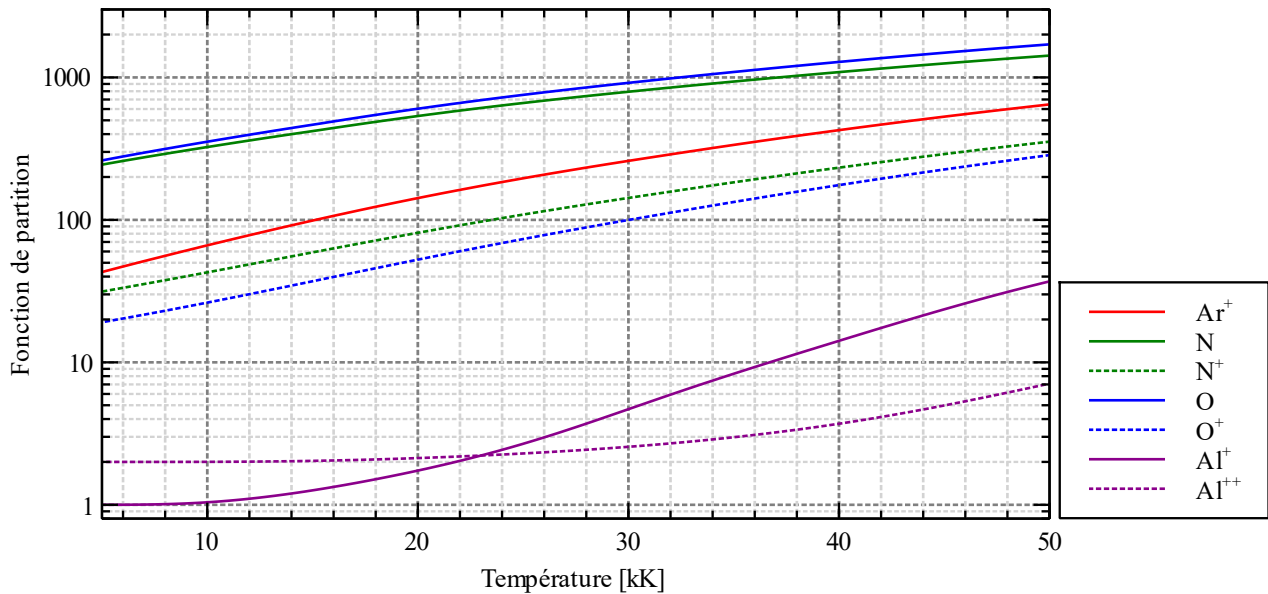


Figure 5.4 - Fonctions de partition d'un plasma d'air avec 3 % d'aluminium à l'ETL à une pression de 21 bar.

5.1.4.6 Continuum d'émission

Le calcul du continuum met en jeu de nombreux mécanismes physiques (Soufiani et al., 2013). Dans le cas de mesure de spectroscopie dans le visible sur une fenêtre spectrale de taille réduite, la dépendance du continuum en longueur d'onde peut être approximée par un polynôme d'ordre 1 (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016) :

$$\kappa_{\text{continuum}} = A\lambda + B \quad \text{Équation 5.15}$$

avec A et B des coefficients locaux optimisés pour chaque mesure.

5.2 Diagnostic de spectroscopie

Le diagnostic de spectroscopie a été réalisé pour permettre l'étude des propriétés thermodynamiques de l'arc dans une configuration axisymétrique. Il permet de remonter aux profils radiaux de température, pression et densité d'aluminium du plasma. La mesure est effectuée le long d'un segment parallèle à la plaque (figure 5.5).

Cette partie présente le développement de l'ensemble du diagnostic, à savoir : la réalisation du montage optique et sa caractérisation, le critère de sélection de la zone spectrale de travail et la méthode de reconstruction.

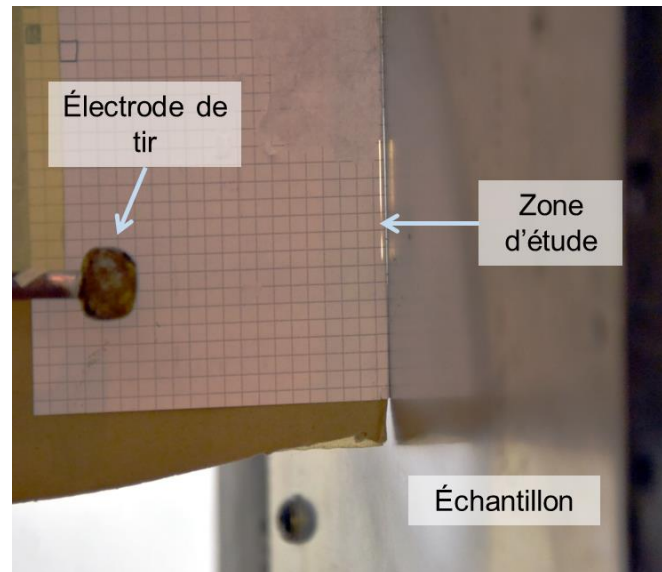


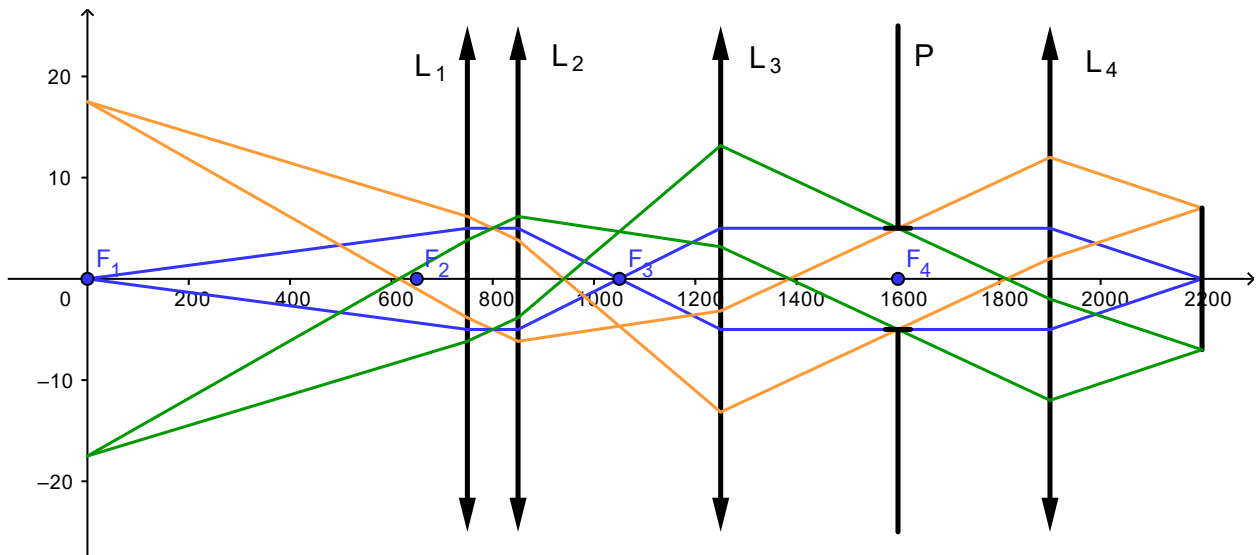
Figure 5.5 - Visualisation de la zone de mesure du diagnostic de spectroscopie, obtenue par éclairage de la fente d'entrée du spectromètre depuis la sortie du spectromètre.

5.2.1 Conception du montage optique

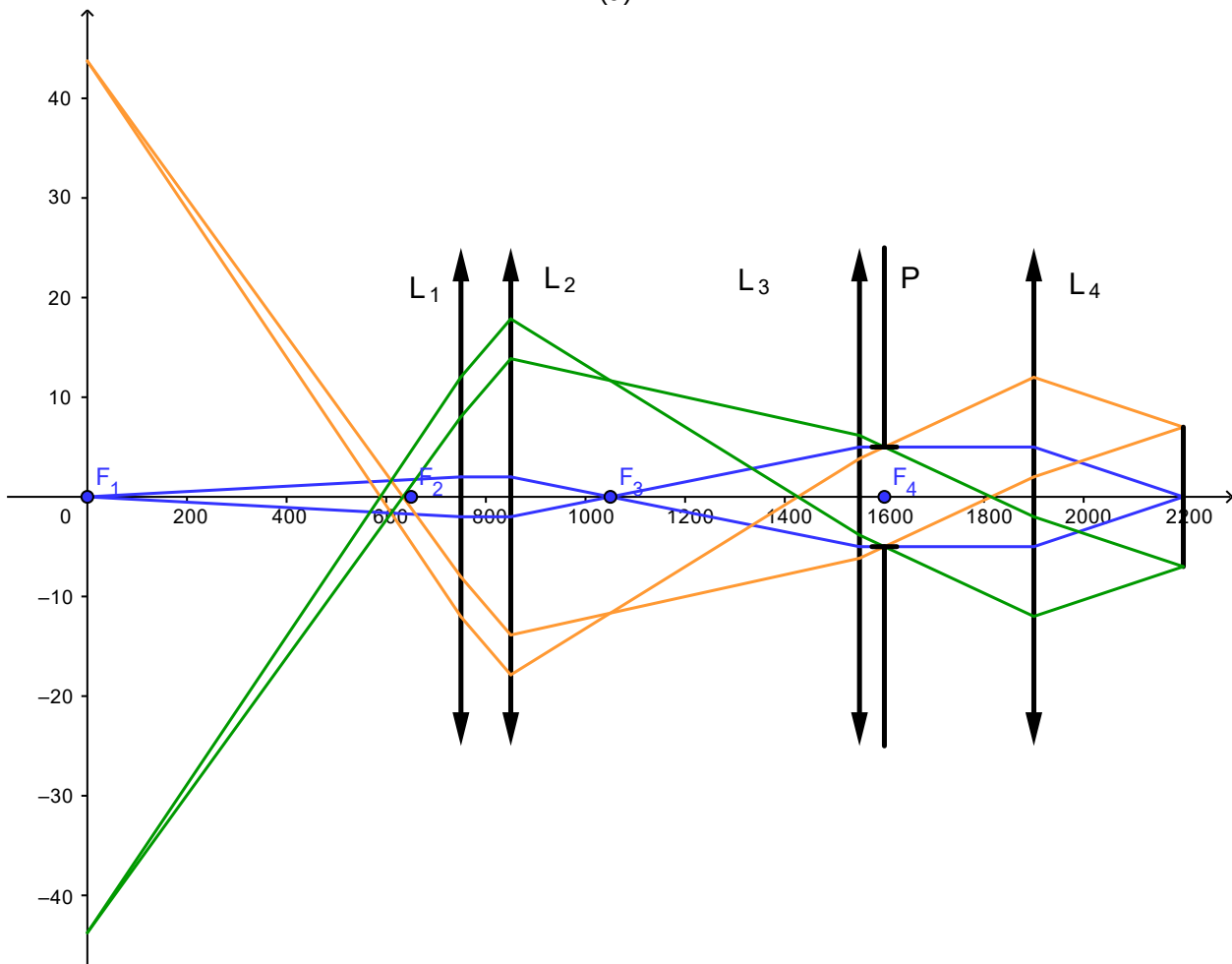
Le montage optique de spectroscopie (figures 5.6 et 5.7) a été réalisé dans l'objectif de répondre aux critères suivants :

1. L'étude doit être effectuée dans le visible.
2. L'observation de l'arc doit être directe, sans avoir recours à des fibres optiques, afin de maximiser la résolution spatiale de l'acquisition.
3. Le montage optique doit s'adapter aux contraintes d'encombrement du banc d'essai.
4. Le matériel d'acquisition doit être insensible au bruit électromagnétique généré par le banc GRIFON.
5. Les aberrations optiques doivent être limitées.
6. Le grandissement du montage doit être ajustable facilement, afin de s'adapter aux dimensions de l'arc.
7. L'étude de l'arc doit pouvoir être effectuée à différentes distances de l'échantillon.
8. Le vignetage des images doit être limité.
9. Le montage optique doit travailler en limite de diffraction.
10. La profondeur de champ doit être suffisante pour permettre une observation des couches externes au niveau de l'axe optique sans perte de focus.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc



(a)



(b)

Figure 5.6 - Montages optiques sans les miroirs de renvoi en amont du spectromètre (arc à gauche et spectromètre à droite représenté par sa fente d'entrée), avec le tracé de rayons pour des points sur l'axe et en bord de champ, pour les grandissements de 0,4 (a) et 0,16 (b).

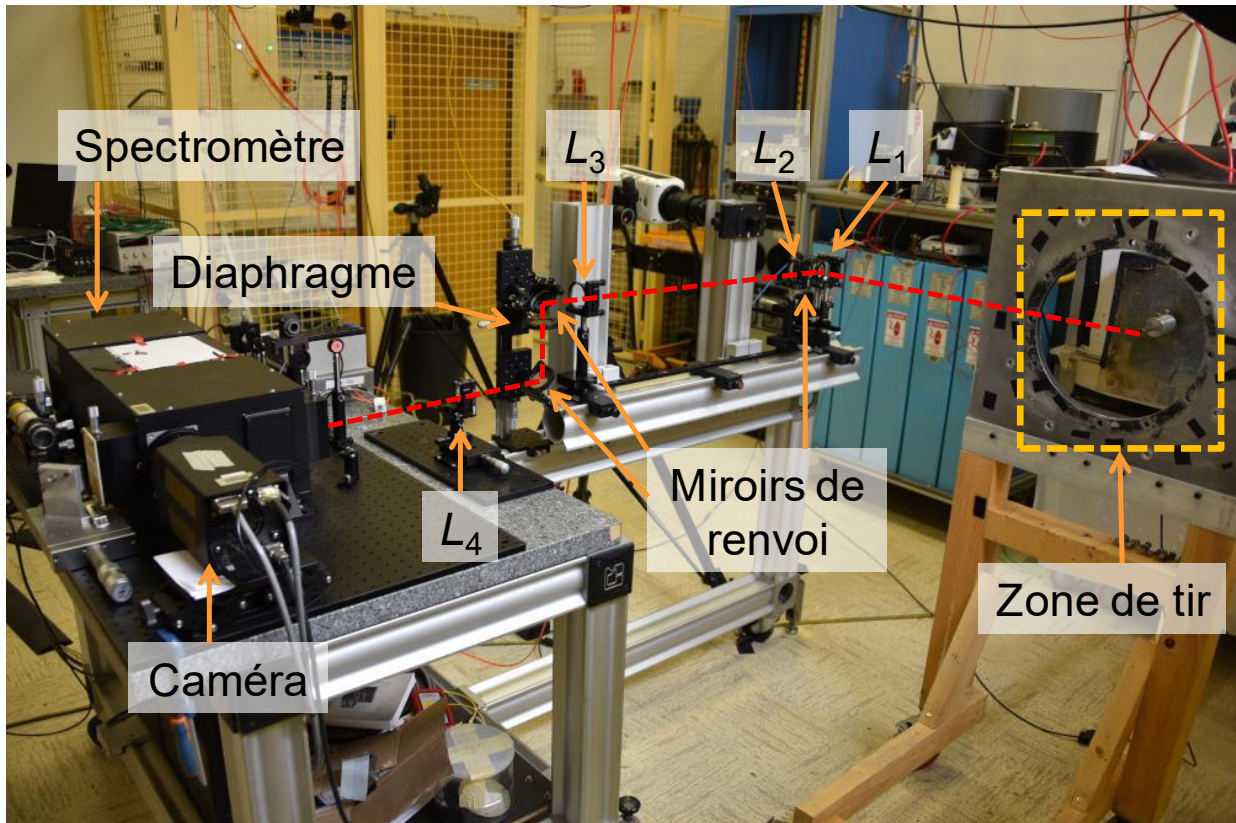


Figure 5.7 - Montage de spectroscopie constitué d'un bras optique permettant d'imager l'arc sur la fente d'entrée du spectromètre.

Afin de satisfaire les objectifs de réalisation, les choix suivants ont été effectués pour chacun des points :

- (1) Les composants du montage optique sont prévus pour fonctionner dans le visible.
- (2) L'observation de l'arc est effectuée en imageant l'arc sur la fente d'entrée du spectromètre via un montage composé de lentilles et de miroirs.
- (3) L'arc est situé à une hauteur différente de celle du spectromètre. Pour cette raison, deux miroirs de renvoi sont insérés entre les lentilles L_3 et L_4 . Ils forment un montage de type périscope permettant d'imager l'arc sur la fente d'entrée du spectromètre (figure 5.7).
- (4) Le bruit électromagnétique du banc, généré principalement par l'éclateur, est susceptible de perturber le fonctionnement de la caméra du spectromètre. Pour cela, la caméra a été éloignée du banc grâce à un bras optique de 2,2 m de long (figures 5.6.a et b). Ce bras comporte un montage à 4 lentilles permettant de recondenser les rayons lumineux le long de l'axe optique, évitant ainsi les pertes de flux.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

- (5) Pour limiter les aberrations optiques, seuls des doublets achromatiques de grande focale ont été utilisés dans leurs conditions optimales de fonctionnement, c'est-à-dire en configuration infini-foyer. L'utilisation de grandes focales permet de réduire les aberrations géométriques et l'utilisation de doublet achromatique permet de réduire les aberrations de chromatisme, en particulier cela garantit un alignement du montage optique faiblement dépendant de la longueur d'onde d'observation.
- (6) Le changement de grandissement est réalisé par une modification de la focale de la lentille L_3 . Cette opération ne nécessite pas de réalignement du reste du montage optique. Les focales utilisées sont $L_1 = 750$ mm, $L_2 = 200$ mm, $L_3 = 200$ ou 500 mm et $L_4 = 300$ mm. Les deux configurations de lentilles correspondent respectivement à des grandissements de 0,4 et 0,16, des champs d'observation total de 35 et 88 mm et une résolution de l'arc de 0,07 et 0,17 mm (figure 5.6.a et b).
- (7) L'observation de l'arc à différentes distances des échantillons est rendue possible via le déplacement de la lentille L_1 et du miroir de renvoi présent entre L_1 et L_2 (figure 5.7). Le déplacement de ces deux éléments n'entraîne pas de perte de focus, car l'arc est projeté à l'infini dans l'espace inter-lentille L_1, L_2 . L'ouverture du montage optique contrôlée par le diaphragme P autorise un déplacement de plusieurs dizaines de centimètres de la lentille L_1 et du miroir sans que cela engendre de perte de flux ou d'effet de lucarne.
- (8) Le diaphragme P est situé au foyer objet de L_4 afin d'être projeté à l'infini au niveau de l'entrée du spectromètre (figure 5.6.a et b). Conformément à un éclairage de Köhler (Köhler, 1893), cela permet d'assurer des cônes de collection lumineux identiques à l'entrée du spectromètre et de ne pas introduire de pupille secondaire. Cette configuration évite que le bras optique induise un effet de vignettage au niveau de l'image du spectromètre.
- (9) L'ouverture du diaphragme est réglée pour travailler en limite de diffraction, c'est-à-dire que le diamètre de la tâche d'Airy corresponde à la dimension du pixel. Le diamètre d'ouverture du diaphragme est fixé à 10 mm, cela correspond à un nombre d'ouverture pour le bras optique de $N = 30$, qui est supérieur à celui du spectromètre de $N = 7,7$. L'ouverture de l'ensemble de la chaîne optique est donc limitée par le diaphragme. L'utilisation d'un système optique fermé permet de limiter les aberrations optiques et d'augmenter la profondeur de champ. L'ouverture du diaphragme est suffisamment faible pour assurer qu'aucune pupille secondaire n'apparaisse lors du changement de focale de la lentille L_3 ou de la variation de la distance entre les lentilles L_1 et L_2 .
- (10) L'utilisation d'un système optique fermé permet d'augmenter la profondeur de champ. Celle-ci correspond à la distance $d = d_1 + d_2$ (figure 5.8). Elle se calcule avec la formule :

$$d \simeq \frac{2 \cdot p \cdot Z}{\Phi_{PE}}$$

Équation 5.16

avec Φ_{PE} le diamètre de la pupille d'entrée du système optique.

La profondeur de champ est respectivement de 13 et 82 mm pour les grandissements respectifs de 0,4 et 0,16. Dans le cas du grandissement de 0,4, en raison des compromis effectués pour l'alignement, la profondeur de champ est inférieure au champ objet. Cependant, proche de l'axe optique, les couches externes de l'arc sont quasiment planes, l'impact du défaut en est donc réduit.

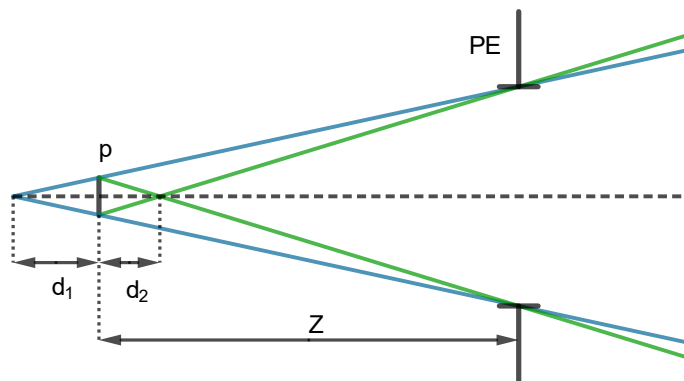


Figure 5.8 - Profondeur de champ sur l'axe, avec d_1 et d_2 les profondeurs de champ à droite et gauche de l'objet, p la taille du pixel dans l'espace objet et PE la pupille d'entrée.

5.2.2 Calibration du montage optique

Afin de permettre l'exploitation des mesures, différentes calibrations de l'ensemble de la chaîne d'acquisition doivent être effectuées à chaque modification du montage optique.

5.2.2.1 Calibration spatiale et spectrale

La calibration de la dimension spatiale, des images acquises par la caméra du spectromètre, est effectuée en déplaçant une source ponctuelle dans l'espace objet. Cette calibration permet de déterminer le grandissement du montage optique avec une précision de 0,2 %.

La calibration en longueur d'onde est effectuée avec une lampe de calibration mercure-argon en utilisant la méthode de calibration automatique du spectromètre.

5.2.2.2 Calibration de la sensibilité

La sensibilité de la chaîne d'acquisition est calibrée avec une sphère intégrante StellarNet de 10 W (figure 5.9.a). Cette source lambertienne forme une surface émettrice de luminance constante en tout point et indépendante de l'angle d'observation. La calibration de la sensibilité considère les effets conjoints des pertes

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

par absorption et par les différentes pupilles (le diaphragme, les montures des optiques et la fente d'entrée du spectromètre) et la sensibilité des pixels.

L'image de la sensibilité du capteur fait ressortir plusieurs phénomènes (figure 5.9.b) :

- Un trait ainsi que des tâches provenant de l'ensemble de la chaîne optique. Ces éléments, n'apparaissant pas lors de la calibration directe du capteur de la caméra, sont liés à des défauts des optiques.
- Un grain formé par la sensibilité intrinsèque de chaque pixel.
- Du vignettage de l'image lié à des cônes de collection non homogènes du rayonnement, provenant de la non-projection de la pupille d'entrée du montage optique à l'infini et la présence de lucarnes introduites par le bras optique et le spectromètre.

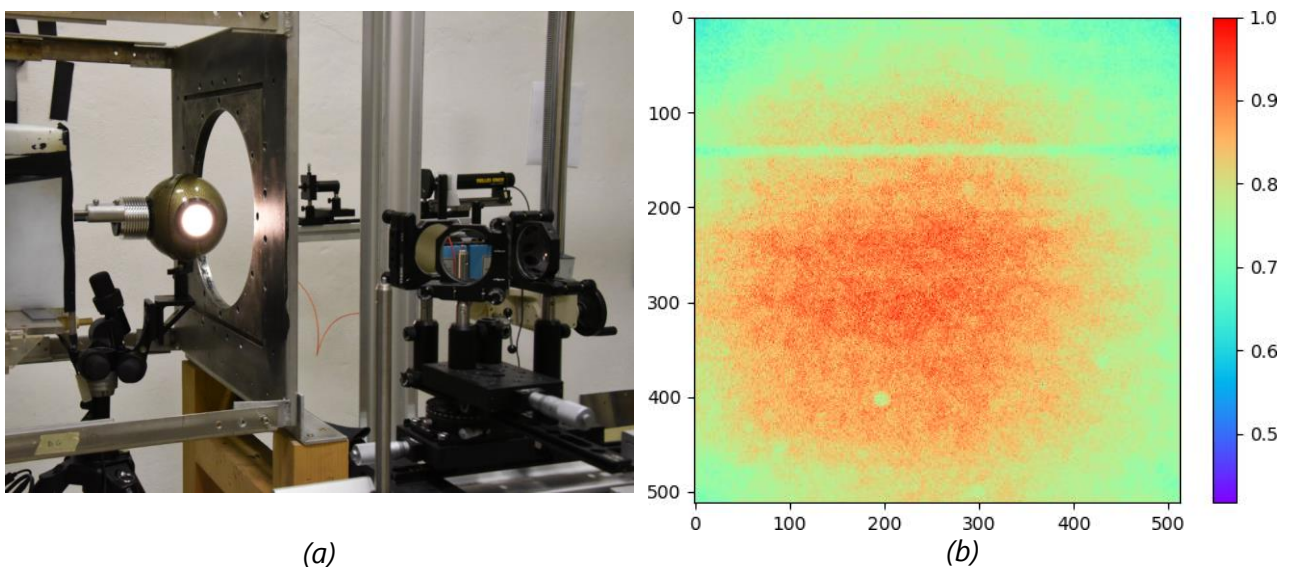


Figure 5.9 - (a) calibration avec la sphère intégrante, (b) image de la sensibilité du capteur normalisée par sa valeur maximale.

Les mesures brutes (figure 5.10.a) sont imprégnées de différents artefacts induits par la sensibilité de la chaîne d'acquisition. Une fois les mesures corrigées par la sensibilité, l'ensemble des artefacts disparaissent (figure 5.10.b).

La sphère intégrante est calibrée en absolu et bien que le certificat de calibration soit à jour, nous avons constaté expérimentalement que l'algorithme de reconstruction converge mieux si la calibration est considérée comme relative. Dans ce cas, le gain de calibration est laissé libre lors des reconstructions. Les meilleurs fits des spectres sont obtenus avec un gain 20 % inférieur à celui de la calibration. Cette différence peut s'expliquer par un défaut de linéarité du temps d'exposition de la caméra, entre des temps longs d'acquisition de 10 secondes pour la calibration, et des temps courts d'acquisition de 50 et 400 nanosecondes pour les mesures. Pour cette raison, la calibration est considérée comme relative dans la suite des travaux. Le lien entre les valeurs relative et absolue est le suivant :

$$L_{\lambda}^{abs} = g \cdot L_{\lambda}^{rel} \quad \text{Équation 5.17}$$

avec L_{λ}^{abs} la luminance spectrale absolue (en $\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$) ;
 L_{λ}^{rel} la luminance spectrale relative (en $\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$) ;
 g le gain entre les valeurs relative et absolue.

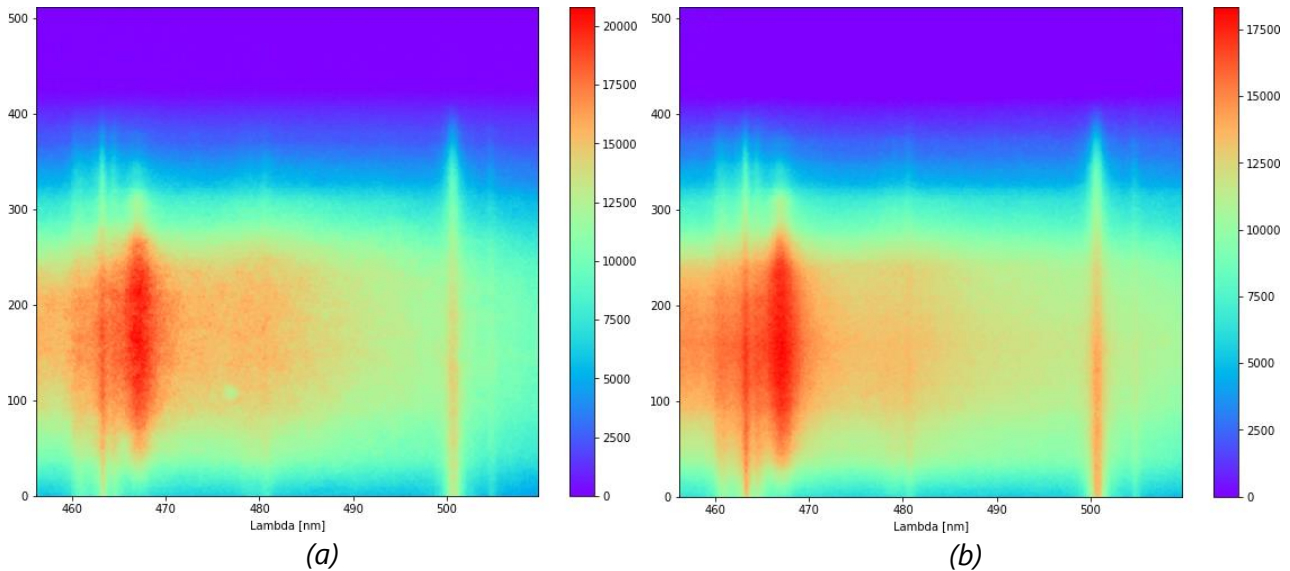


Figure 5.10 - (a), (b) spectres expérimentaux en unité arbitraire, respectivement avant et après correction par la sensibilité du capteur.

5.2.2.3 Réponse impulsionnelle du montage

Le capteur de la caméra mesure un signal dont la dépendance verticale correspond à une variation spatiale dans l'espace objet et la dépendance horizontale correspond à une variation spectrale de l'émission de l'objet. Pour effectuer une mesure de la réponse impulsionnelle du montage optique, qui soit en même temps spatiale et spectrale, la source de calibration doit être ponctuelle et monochromatique. Elle est réalisée avec un laser hélium-néon à 632,8 nm focalisé dans un sténopé de 50 μm (figure 5.11.a). La taille de cette source est inférieure à celle du pixel dans l'espace objet. Les largeurs à mi-hauteurs spectrale et spatiale de la réponse impulsionnelle sont inférieures à 2 pixels (figure 5.11.b).

Les mesures expérimentales de la réponse impulsionnelle sont utilisées dans la suite pour simuler les spectres.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

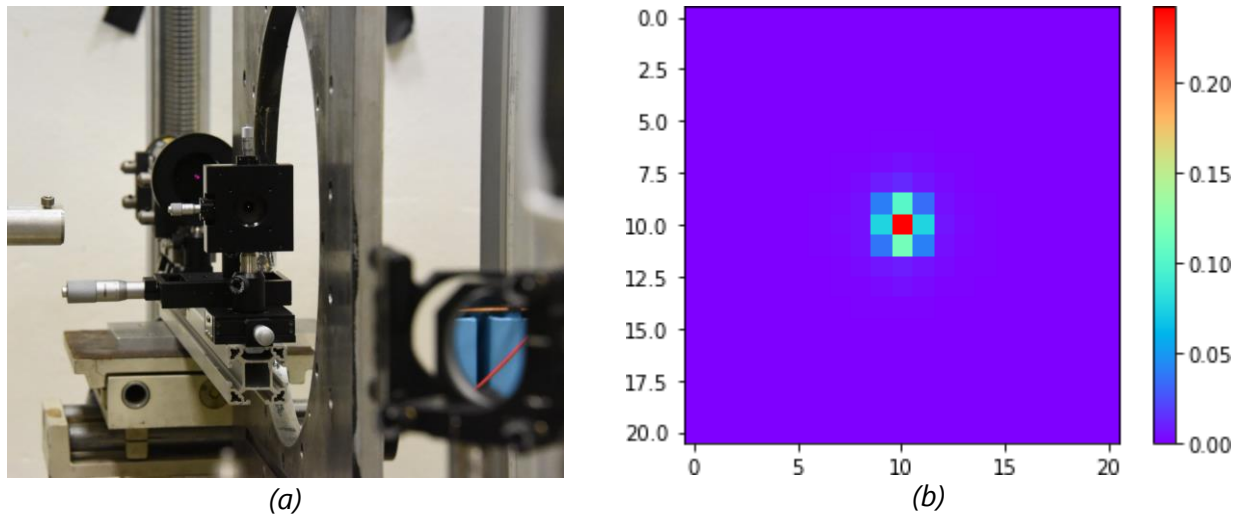


Figure 5.11 - (a) montage de mesure de la réponse impulsionnelle avec un sténopé, (b) réponse impulsionnelle du montage optique avec horizontalement la dépendance spectrale et verticalement la dépendance spatiale.

5.2.3 Sélection de la zone spectrale d'acquisition

5.2.3.1 Critère de maximisation de l'entropie

5.2.3.1.1 Position du problème

L'étude de l'arc foudre par spectroscopie d'émission nécessite de considérer plusieurs contraintes physiques :

- La forte densité de raies : l'arc électrique est un plasma thermique incluant de nombreuses espèces chimiques. Quelle que soit la fenêtre spectrale considérée, une multitude de raies contribue à la formation du spectre.
- L'effet de saturation du rayonnement : pour un plasma homogène, lorsque la pression ou la longueur de plasma traversé augmente, les raies du plasma disparaissent et le rayonnement résultant tend vers le rayonnement d'un corps noir.
- La perte d'informations des couches internes : le plasma n'étant pas optiquement mince, chaque couche de plasma absorbe le rayonnement des couches précédentes. En conséquence sur un spectre résultant de l'intégration le long d'une corde, la part d'information concernant le centre de l'arc est d'autant plus faible que l'épaisseur optique du plasma est importante.
- L'intervention du continuum dans le coefficient d'absorption : le continuum contribuant à l'auto-absorption du signal, sa valeur locale doit être estimée pour résoudre l'équation du transfert radiatif.

Compte-tenu de ces contraintes, la fenêtre spectrale de travail ne peut pas être choisie en considérant un nombre réduit de raies, il est nécessaire de considérer l'ensemble du spectre mesurable sur une fenêtre d'acquisition. Afin de choisir cette zone spectrale,

un critère de sélection doit être défini. Celui-ci doit permettre de quantifier la facilité à discriminer un spectre par rapport à un autre. Dit autrement, ce critère doit permettre la sélection de la fenêtre spectrale qui minimise les corrélations inter-spectres lors de l'évolution des propriétés du plasma. Une approche de ce type de problématique a été formalisée par Jaynes avec le principe de l'entropie maximale (Jaynes, 1957). L'utilisation de l'entropie de Shannon permet un choix non biaisé des paramètres d'un système, si les hypothèses de travail sont bien considérées. Pour appliquer ce principe, il est nécessaire d'exprimer au préalable l'entropie du système.

Afin de définir le critère de sélection, nous précisons les hypothèses de travail. Ensuite nous réécrivons les spectres d'émission, pour passer d'une représentation en T et P , à une représentation en composantes principales, cela permettra l'utilisation d'une approche mathématique. Et enfin, nous étudierons l'entropie de la décomposition modale en fonction des paramètres d'acquisition, que sont le centre et la largeur de la fenêtre spectrale.

5.2.3.1.2 Définition des hypothèses de travail

Afin de mettre en œuvre le principe de l'entropie maximale, les mesures simulées doivent être représentatives des conditions expérimentales. Pour cela, nous considérons des spectres résultants de colonnes de plasmas homogènes d'une longueur de 5 cm pour des températures comprises entre 15 et 50 kK et des pressions comprises entre 1 et 50 bar. Ces gammes de températures et de pressions sont attendues d'après les travaux effectués sur la colonne d'arc libre par Sousa Martins (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016). Les spectres sont simulés avec la base radiative HTGR EM2C qui inclut le continuum d'émission.

La discrétisation en pression et température est effectuée sur 20 valeurs équiréparties, Cela correspond à 400 couples de paramètres. L'augmentation de la discrétisation n'engendrant pas de variation significative de l'entropie finale, cette discrétisation est estimée suffisante.

La fraction d'aluminium présente dans le plasma n'est pas considérée pour les raisons suivantes :

- Les raies de Al^+ et Al^{++} sont moins bien tabulées dans la littérature que les raies de O , O^+ , N et N^+ . En particulier, très peu de mesures d'élargissement Stark sont disponibles et souvent avec une importante incertitude. L'utilisation de ces raies est donc peu favorable à la mise en œuvre d'une méthode de reconstruction robuste.
- De plus, le plasma étant supposé à l'ETL, les raies d'aluminium n'apportent pas d'information supplémentaire, pour la détection de la pression et de la température, par rapport aux raies de l'air qui sont suffisantes (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016).

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

La pression et la température pouvant être estimées avec les raies de l'air, seule une raie d'aluminium intense est nécessaire pour évaluer la fraction d'aluminium. La raie utilisée est déterminée dans la section suivante.

La chaîne d'acquisition est déterminante sur la résolution et la qualité des mesures. Son impact est pris en compte de la manière suivante :

- Chaque spectre est décrit sur 512 points correspondants au nombre de pixels du capteur de la caméra.
- La fonction d'appareil est approximée par une gaussienne d'une largeur à mi-hauteur de 3 pixels.
- Les largeurs des fenêtres spectrales considérées sont de 53, 26,5 et 8,8 nm. Elles sont obtenues respectivement avec les réseaux de 300, 600 et 1800 traits par mm disponibles en laboratoire en centrant les fenêtres à 500 nm.
- Le montage optique est conçu pour fonctionner dans le visible. L'étude est effectuée sur l'ensemble du domaine spectral compris entre 300 et 800 nm, en considérant une fenêtre spectrale tous les nanomètres.

L'émission lumineuse de l'arc étant intense, la diminution de la taille de la fenêtre spectrale n'entraîne pas d'apparition de bruit photonique. Le bruit de mesure est essentiellement du bruit de capteur, qui est invariant lors du changement de réseau. Le changement de la largeur de la fenêtre spectrale n'engendrant pas de variation du rapport signal sur bruit, l'influence du bruit n'est donc pas considérée dans cette étude.

5.2.3.1.3 Décomposition modale des spectres

L'analyse en composantes principales (ACP) ou la décomposition orthogonale aux valeurs propres a été formalisée par Pearson et Hotelling (Hotelling, 1933; Pearson, 1901). Cette méthode permet la détermination d'une base orthonormée de représentation d'un problème, qui maximise la covariance des données. En cela, elle permet la suppression de la redondance de l'information (Jolliffe, 2002). Dans le cadre de ces travaux, l'implémentation de l'ACP présente dans la bibliothèque Scikit-Learn a été utilisée.

Dans le cas de la spectroscopie, la redondance d'information est présente sous différentes formes. L'ensemble des raies avec une dépendance semblable aux propriétés du plasma telles que les multiplets sont fortement corrélés. De même l'ensemble des pixels décrivant une même raie sont aussi fortement corrélés. Cette redondance d'information ne permet pas d'améliorer la capacité à discriminer différents spectres. Cependant en présence de bruit, elle permet de limiter les pertes de robustesse, car l'information est portée par plusieurs pixels.

La décomposition modale des spectres est effectuée avec des paramètres d'acquisition fixe, c'est-à-dire en fixant la valeur centrale et la largeur spectrale de la fenêtre. Pour

chaque fenêtre d'acquisition, le calcul de la décomposition modale des spectres s'effectue de la manière suivante :

1. Calcul des spectres : pour chaque couple pression-température, le spectre est calculé en considérant les paramètres d'acquisition, tels qu'ils ont été présentés dans le paragraphe précédent.
2. Normalisation des spectres : le calcul de l'ACP est dépendant de la norme des vecteurs de données. En effet, la base déterminée avec l'ACP maximise la covariance avec les données. Un vecteur est donc d'autant plus représenté par cette base que sa norme est importante. Pour cette raison tous les spectres sont normalisés, afin d'assurer l'équi-représentation de chaque spectre.
3. Suppression du continuum : le continuum n'est pas utilisé pour remonter aux propriétés physiques du plasma, il est approximé par un polynôme du premier ordre dont les coefficients sont laissés libres lors de la reconstruction. Pour cette raison, les modes 1 et 2 (figures 5.12.a et 5.13.a) des spectres d'émission correspondants au continuum d'émission sont retirés des spectres, car ils n'apportent pas d'informations pertinentes. La suppression du continuum est effectuée après normalisation afin d'éviter une surévaluation de raies de faibles intensités observables en présence d'un important continuum.
4. Calcul de l'ACP : pour une étude des variations du spectre en fonction de la température, un calcul de l'ACP est effectué pour chaque pression. Et inversement pour une étude des variations des spectres en fonction de la pression, un calcul de l'ACP est effectué pour chaque température.

Les dépendances des spectres en fonction de la température ou de la pression sont de natures différentes. Lors de l'augmentation de la pression, les raies s'élargissent et le rayonnement de l'arc tend vers une valeur de saturation correspond au rayonnement d'un corps noir (figure 5.12.b). L'élargissement des raies est observable sur les premiers modes de l'ACP correspondants aux raies, c'est-à-dire les modes 3, 4 et 5. C'est particulièrement visible au niveau du groupement de raies à 500 nm (figure 5.12.a), où les différents modes correspondent chacun à des élargissements différents.

La dépendance des spectres en fonction de la température se caractérise principalement par l'évolution des intensités relatives inter-raies (figure 5.13.b). Ce comportement se retrouve aux niveaux des modes principaux qui portent chacun l'information de raies différentes (figure 5.13.a). L'augmentation de la température ne produit pas d'effet de saturation du rayonnement (figure 5.13.b).

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

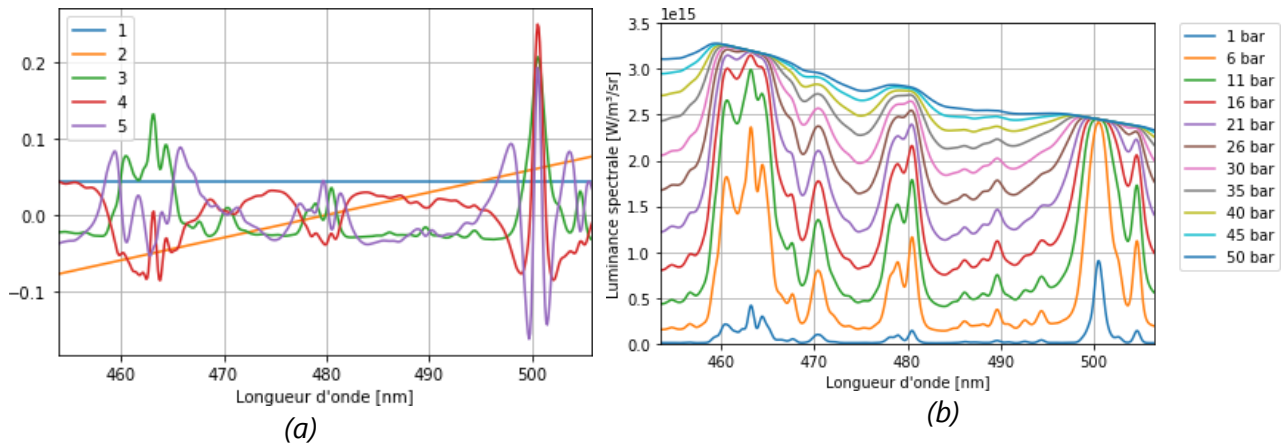


Figure 5.12 - Variation de la pression à température constante ($T = 30\,000\text{ K}$) sur une fenêtre spectrale centrée à 480 nm : (a) la décomposition modale, (b) les spectres d'émission en absolu.

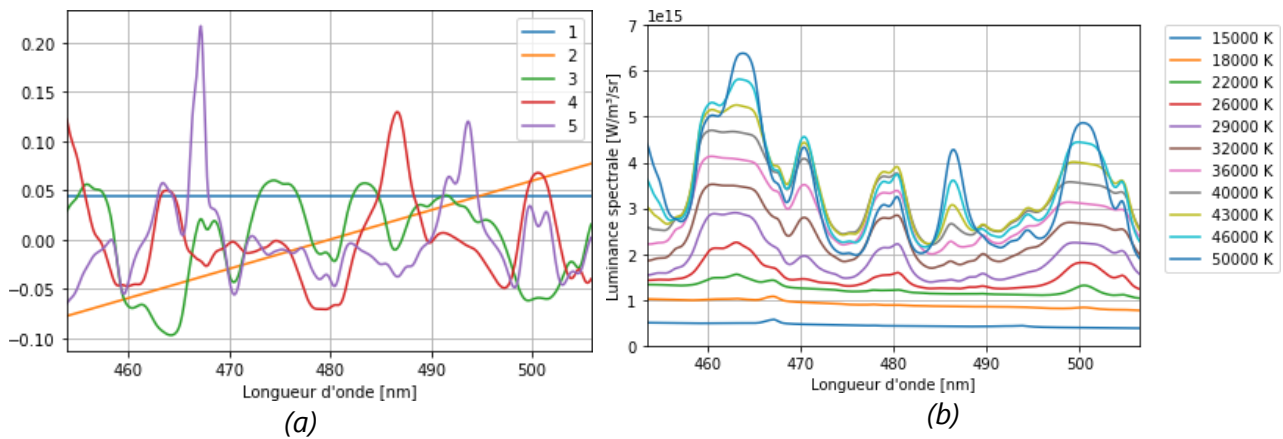


Figure 5.13 - Variation de la température à pression constante ($P = 25\text{ bar}$) sur une fenêtre spectrale centrée à 480 nm : (a) la décomposition modale, (b) les spectres d'émission en absolu.

5.2.3.1.4 Probabilité de présence

Dans cette sous partie l'étude des variations du spectre est effectuée en fonction de la température pour une pression fixe.

Le spectre résultant d'un plasma à température et pression fixes est noté $x_{P,T}$. Ce vecteur de 512 points peut s'écrire comme une combinaison linéaire des éléments $v_{P,i}$ de la base obtenue à partir de la décomposition modale à pression fixe :

$$x_{P,T} = \sum_{i=1}^N x_{P,T,i} \cdot v_{P,i}$$

Équation 5.18

avec $x_{P,T,i}$ les composantes de $x_{P,T}$.

Le ratio de l'énergie du vecteur $x_{P,T}$ porté par la $i^{\text{ème}}$ composante est :

$$p_{P,T,i} = \frac{x_{P,T,i}^2}{\|x_{P,T}\|^2}$$

Équation 5.19

Celui-ci est interprété comme la probabilité de l'énergie de $x_{P,T}$ d'être portée selon la direction $v_{P,i}$. De l'équation 5.19, se déduit la probabilité moyenne pour l'ensemble des températures que l'énergie soit portée par la $i^{\text{ème}}$ composante :

$$\bar{p}_{P,i} = \frac{1}{N} \sum_T p_{P,T,i}$$

Équation 5.20

Avec $N = \text{Card}(T)$, le nombre de points considérés en température.

5.2.3.1.5 Entropie moyenne d'une fenêtre spectrale

L'entropie de Shannon a été développée dans le cadre de travaux sur la théorie de l'information (Shannon, 1948). Cette grandeur quantifie le degré de connaissance d'un système. Elle s'interprète aussi comme une estimation de la quantité d'information moyenne contenue dans un message généré par une source X . L'entropie d'une source est croissante avec l'augmentation du nombre de messages à probabilité significative (Cover & Thomas, 2006; Proakis & Salehi, 2008).

À pression fixe, l'entropie de la décomposition modale est la suivante :

$$H_P = - \sum_{i=3}^N \bar{p}_{P,i} \cdot \log(\bar{p}_{P,i})$$

Équation 5.21

Les deux premiers modes correspondants au continuum ne sont pas considérés pour le calcul de l'entropie, car ils ne sont pas utilisés pour remonter aux propriétés du plasma.

De l'équation 5.21 se déduit l'entropie à pression fixe moyenne correspondant à la moyenne arithmétique des différentes entropies à pression fixe calculées pour chaque valeur de pression :

$$\bar{H}_P = \frac{1}{M} \sum_P H_P$$

Équation 5.22

Avec $M = \text{Card}(P)$ le nombre de valeurs de pression considérées.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

De même, l'entropie à température fixe moyenne, notée \bar{H}_T , est calculée de façon similaire à l'entropie à pression fixe moyenne.

L'entropie globale d'une fenêtre spectrale est obtenue par une moyenne géométrique de l'entropie à température fixe moyenne et de l'entropie à pression fixe moyenne :

$$H = \sqrt{\bar{H}_P \cdot \bar{H}_T}$$

Équation 5.23

L'utilisation de la moyenne géométrique permet de favoriser les fenêtres spectrales où les deux entropies moyennes sont élevées.

5.2.3.1.6 Sélection de la région spectrale

Les entropies moyennes et l'entropie globale sont représentées en figure 5.14. L'évolution de l'entropie globale est fortement guidée par l'entropie moyenne la plus basse, ce qui correspond à l'effet recherché par l'utilisation d'une moyenne géométrique.

L'augmentation du nombre de traits et donc la réduction de la fenêtre spectrale favorise l'apparition de discontinuités de l'entropie. Dans le cas d'une fenêtre spectrale étroite (cas à 1800 traits en figure 5.14), l'information est portée par un faible nombre de raies, chaque raie porte une importante partie de l'information présente dans la fenêtre spectrale. Pour cette raison, les apparitions et disparitions successives des raies dans la fenêtre d'étude impactent fortement l'entropie.

L'entropie globale obtenue avec un réseau de 300 traits est généralement supérieure aux entropies obtenues avec les autres réseaux (figure 5.14.c). Cependant, les maximums d'entropie globale obtenus avec les différents réseaux sont similaires. D'après le critère entropique, il y a donc équivalence entre l'observation d'un nombre important de raies faiblement résolues et l'observation d'un faible nombre de raies fortement résolues. Toutefois, l'utilisation d'une fenêtre avec une faible résolution spectrale permet d'être moins contraint par la précision des mesures d'élargissement et de décalage des raies présentes dans la littérature, car elles peuvent présenter une forte incertitude jusqu'à 40 % pour les raies de l'air lorsqu'elles sont présentes. Se focaliser sur un nombre réduit de raies bien connues n'est pas non plus une solution idéale, car le nombre important d'espèces chimiques et les températures élevées du plasma favorisent la présence de nombreuses raies pouvant se superposer avec les raies que l'on souhaite observer. Pour ces raisons, l'utilisation d'un réseau de 300 traits semble la plus pertinente, ce réseau sera donc utilisé dans la suite des travaux.

D'après l'entropie globale, la fenêtre spectrale la plus pertinente se situe à 340 nm. Cependant, cette valeur est inférieure à la fréquence de coupure à 380 nm du montage d'acquisition. La seconde fenêtre la plus pertinente se situe à 450 nm.

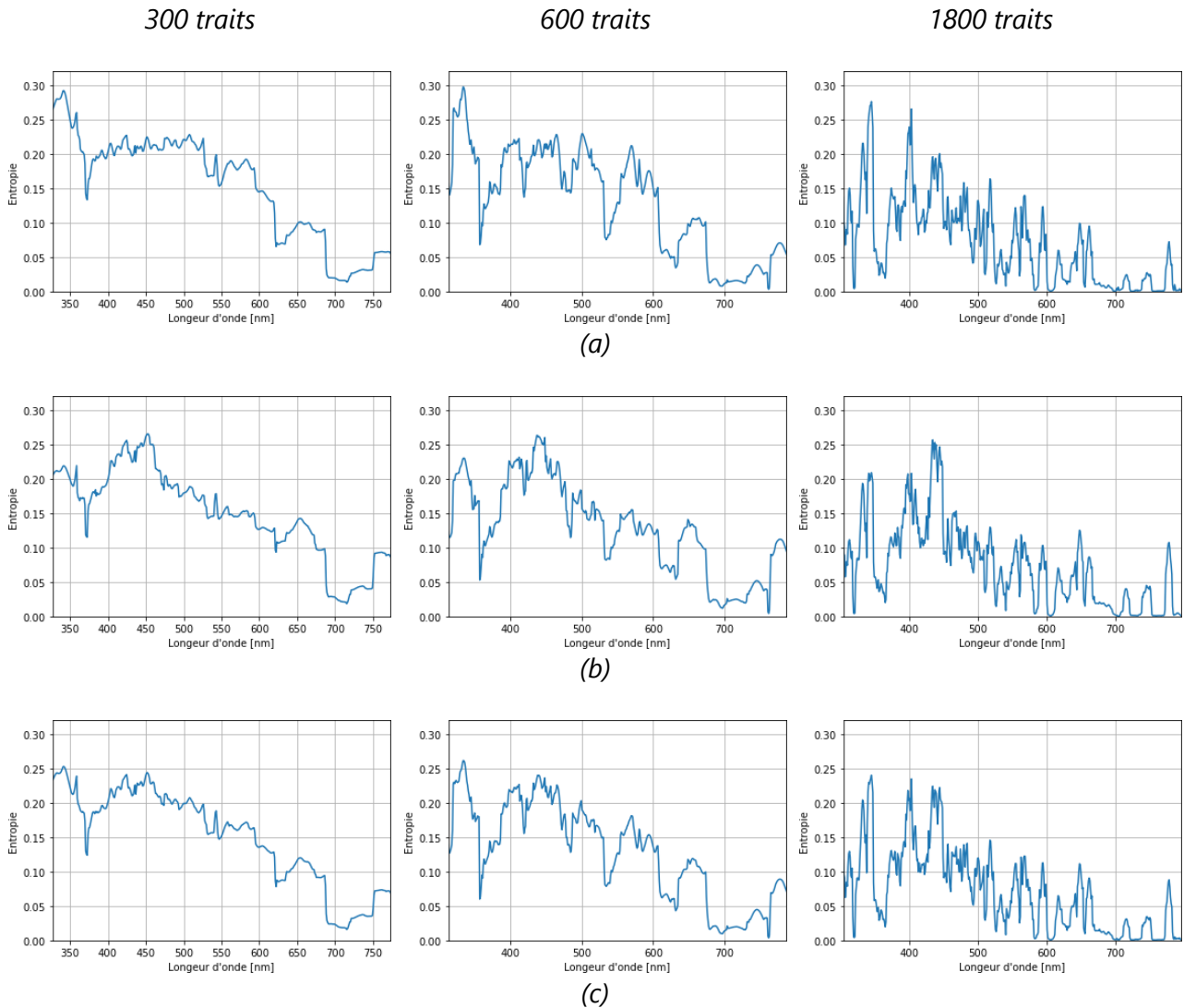


Figure 5.14 - Entropies calculées pour les différents réseaux. (a) entropie à température fixe moyenne, (b) entropie à pression fixe moyenne, (c) entropie globale.

5.2.3.1.7 Vérification de la pertinence du critère entropique

L'utilisation du critère entropique, réalisé en s'appuyant sur le principe de l'entropie maximale, permet d'estimer a priori la pertinence d'une zone spectrale pour effectuer des mesures de spectroscopie d'émission. Cependant ce critère n'exprime pas de relation directe entre l'étude statistique d'une observable et les processus physiques formant cette observable. Pour cela, différentes régions spectrales particulières sont observées a posteriori afin de mettre en évidence des liens entre ces deux facettes. Les fenêtres obtenues avec un réseau de 300 traits centrées à 450 et 700 nm sont comparées. Elles correspondent respectivement à une forte et à une faible entropie globale (figure 5.14.c). Pour évaluer l'importance des modes de la description modale, la probabilité des modes est comparée avec celles des modes du continuum correspondants aux index 1 et 2 (figures 5.15.a, c et 5.16.a, c).

En considérant une pression fixe de 25 bar et une fenêtre spectrale centrée à 450 nm,

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

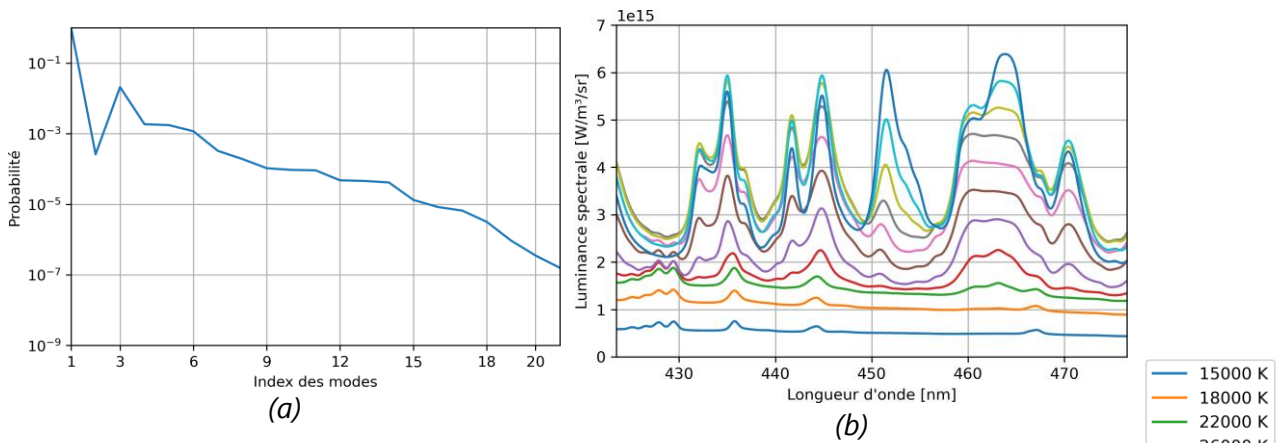
les spectres obtenus en fonction de la température ont une décomposition modale où plusieurs modes sont représentés de façon significative (figure 5.15.a). En effet, les modes associés aux index 3 à 5 de la décomposition modale sont représentés avec une probabilité supérieure à celle du second mode du continuum, associé à l'index 2. Cela se manifeste par des spectres comportant un nombre important de raies qui évoluent de manière indépendante, leurs maximums d'intensité correspondants à des températures différentes (figure 5.15.b).

Pour une fenêtre centrée à 700 nm, les modes associés au continuum, correspondants aux index 1 et 2, sont représentés avec une probabilité supérieure à chacun des modes associés aux raies, correspondants aux index supérieurs à 2 (figure 5.15.c). Cela se traduit par une zone spectrale, où seules quelques raies sont observables. Leurs intensités, faibles devant celle du continuum, les rendent difficilement discernables (figure 5.15.d).

En considérant cette fois les variations des spectres en fonction de la pression à une température fixe, le constat est similaire. Pour une température de 30 kK, les premiers modes des raies correspondants aux index 3 à 5, de la fenêtre centrée en 450 nm (figure 5.16.a), sont représentés de façon significative, tandis que pour la fenêtre centrée en 700 nm (figure 5.16.c), tous les modes associés aux raies sont représentés par une probabilité plus faible que celle des deux modes du continuum. Au niveau des spectres, cela se concrétise pour la fenêtre centrée à 450 nm (figure 5.16.b), par des raies dont l'écrasement avec la pression s'effectue à des vitesses différentes en fonction de leurs intensités. À 50 bar, le rayonnement de l'arc est quasiment saturé. Dans les conditions expérimentales considérées, l'élargissement des raies avec la pression apporte moins de modifications des spectres que l'écrasement des raies induit par la saturation du rayonnement. Dans le cas de la fenêtre spectrale centrée à 750 nm (figure 5.16.d), les deux groupements de raies situés à vers 685 et 716 nm évoluent de manière similaire et le rayonnement atteint une quasi-saturation dès 30 bars.

Pour les cas présentés, correspondants aux valeurs extrêmes du critère entropique, les régions avec une importante entropie correspondent à des régions où les spectres sont constitués de raies évoluant de façon décorrélée, tandis que les régions avec une faible entropie correspondent à des régions spectrales où les spectres sont semblables, indifféremment des propriétés du plasma.

Fenêtre centrée à 450 nm



Fenêtre centrée à 700 nm

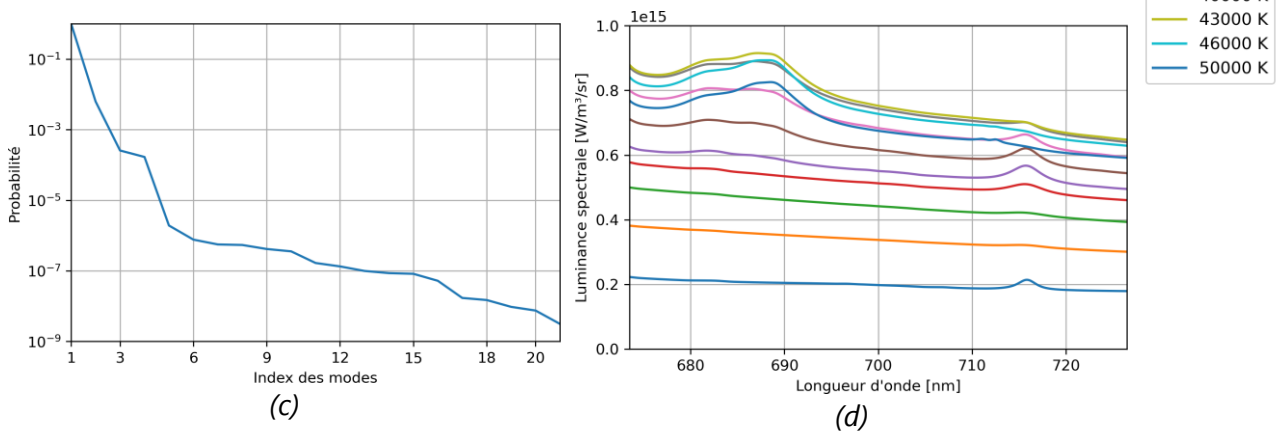
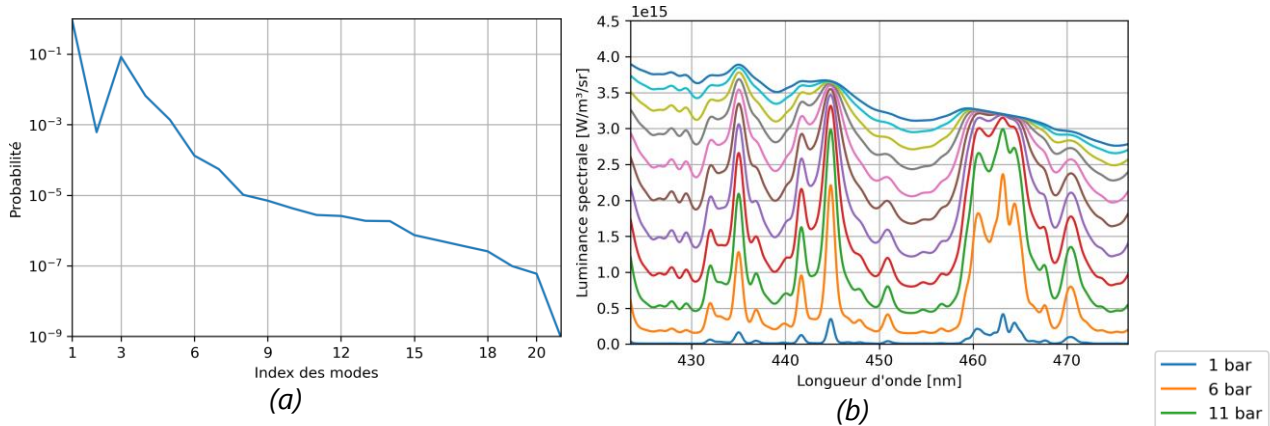


Figure 5.15 - (a) et (c) les probabilités des modes à porter l'énergie du signal en fonction de la température pour une pression de 25 bar, avec (b) et (d) les spectres absolus en fonction de la température, pour des fenêtres spectrales centrées respectivement à 450 et 700 nm.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

Fenêtre centrée à 450 nm



Fenêtre centrée à 700 nm

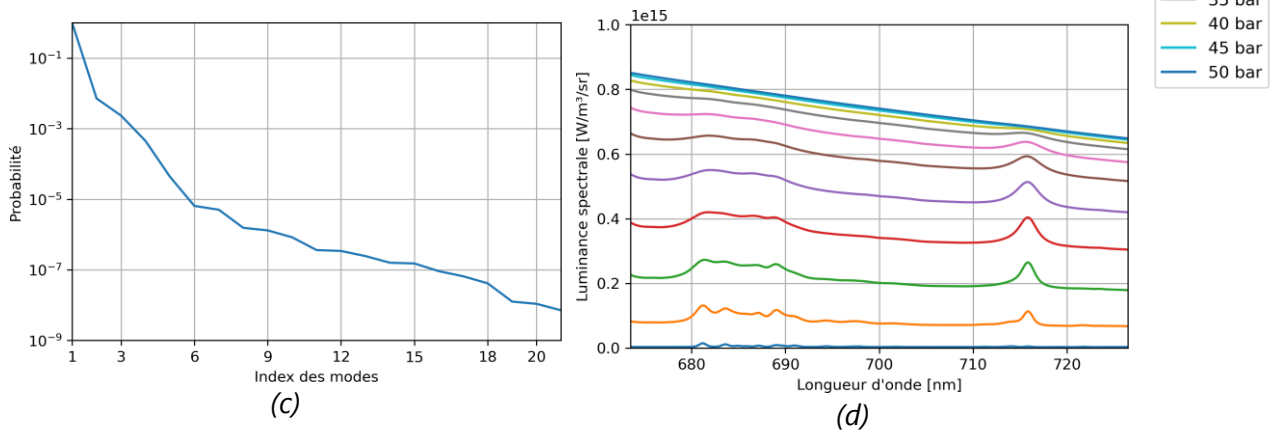


Figure 5.16 - (a) et (c) les probabilités des modes à porter l'énergie du signal en fonction de la pression pour une température de 30 kK, avec (b) et (d) les spectres absolus en fonction de la pression, pour des fenêtres spectrales centrées respectivement à 450 et 700 nm.

5.2.3.2 Raies d'aluminium

Le modèle de sélection de la zone spectrale par maximisation de l'entropie a été développé pour un plasma d'air. Cependant, les mesures sont réalisées près des échantillons et des vapeurs d'aluminium peuvent diffuser au sein du plasma. Les raies d'aluminium attendues proviennent majoritairement de Al^+ à 23 kK (2 eV) et de Al^{++} à 35 kK (3 eV) (figure 5.17). Les élargissements Stark expérimentaux des raies d'aluminium sont peu tabulés dans la littérature et souvent avec une faible précision, en particulier les raies Al^{++} . Cette tendance tend à changer avec les travaux récents de Dojić et al. (Dojić et al., 2020) qui apportent de nombreuses mesures d'élargissement Stark pour les raies de Al^+ et Al^{++} . Les décalages Stark expérimentaux sont absents pour les raies de Al^+ et inexistantes pour les raies de Al^{++} . Les décalages Stark calculés par une méthode semi-classique (Dimitrijevic et al., 1994) sont de l'ordre du nanomètre pour une densité électronique de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ces décalages ne sont donc pas négligeables pour le calcul du coefficient d'absorption.

En raison du manque de données expérimentales concernant les raies de Al^{++} , la fenêtre spectrale est décalée pour ne pas considérer les raies de Al^{++} intenses présentes vers 450 nm. La fenêtre est finalement centrée à 483 nm, ce qui permet l'observation d'une raie intense de Al^+ à 466,4 nm dont les élargissements et les décalages expérimentaux sont présents dans la littérature, tout en conservant une entropie globale élevée. Le plasma étant supposé à l'ETL, la pression, la température et la densité électronique peuvent être déterminés à partir des raies de l'air. Une seule raie intense d'aluminium est donc suffisante pour remonter à la densité d'aluminium.

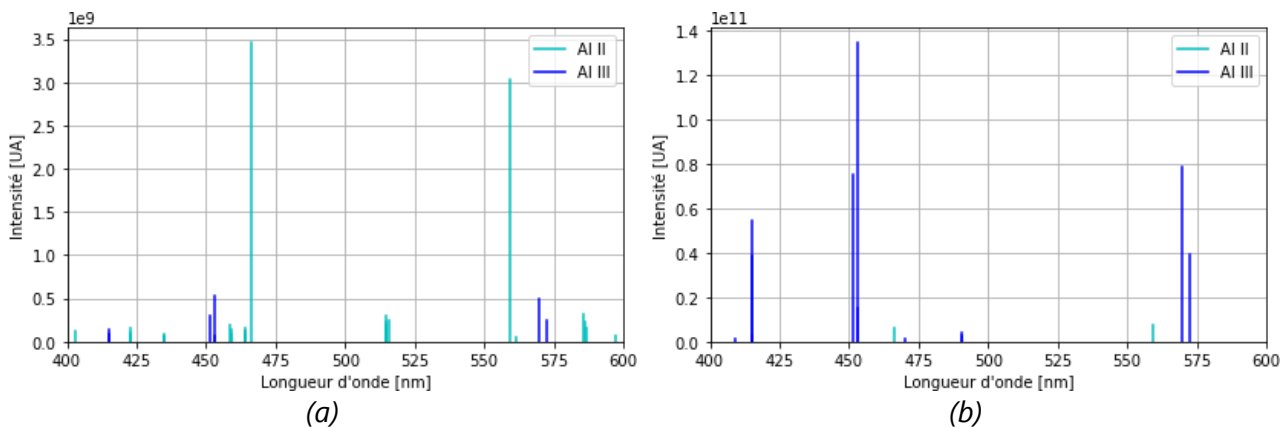


Figure 5.17 - (a), (b) intensités relatives des raies d'un plasma d'aluminium à l'ETL obtenue par un calcul de Saha pour une densité électronique de 2.10^{18} m^{-3} et des températures respectives de 23 kK (2 eV) et 35 kK (3 eV) (Kramida et al., 2018).

5.2.4 Algorithme de reconstruction

Dans le cas d'un arc foudre, le plasma n'est pas optiquement mince. Pour cette raison, la mesure des propriétés thermodynamiques du plasma ne peut pas être obtenue via des méthodes directes telle que la droite de Boltzmann. Afin de remonter aux propriétés locales du plasma, plusieurs méthodes inverses ont été développées. Le principe de ce type de méthode est de remonter aux causes d'une observation en reproduisant les phénomènes physiques qui permettent l'obtention de cette observable. Dans le cadre de ces travaux, les méthodes inverses reposent sur la comparaison de spectres mesurés et de spectres simulés. Les propriétés du plasma sont déterminées par la maximisation de la vraisemblance entre mesure et simulation.

La première méthode inverse réalisée est une méthode de reconstruction de proche en proche. Celle-ci a été développée en se basant sur la méthodologie réalisée par Sousa Martins (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016), qui est elle-même une adaptation de la transformée inverse d'Abel pour des plasmas non-optiquement minces (Abel, 1826). Cependant, cette méthode développée initialement pour des reconstructions à partir d'un faible nombre de projections, jusqu'à 16 points, ne s'avère pas suffisamment robuste pour effectuer des reconstructions à partir de plusieurs centaines de projections.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

Pour s'affranchir des limites de reconstruction de cette première méthode, une seconde méthode a été réalisée reposant sur une approche globale de l'ensemble des spectres. Cette méthode est inspirée de travaux récents de l'état de l'art de tomographie multispectrale non linéaire (Cai & Kaminski, 2017, 2014; Corbas, 2019) et de méthodes d'expressions parcimonieuses de problèmes permettant d'éviter le sur-apprentissage sans pour autant imposer de formes prédéfinies de profil (X.-Y. Wang et al., 2021).

5.2.4.1 Prétraitement des spectres

Avant toute reconstruction des propriétés de l'arc, des prétraitements sont effectués sur l'image des spectres (figure 5.18).

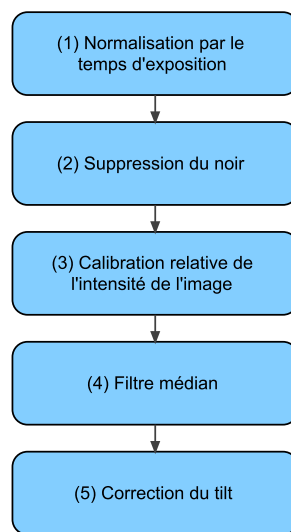


Figure 5.18 - Prétraitements des images des spectres.

Les détails de ces étapes sont les suivants :

1. La normalisation du signal par le temps d'exposition permet de rendre la mesure indépendante du temps d'exposition.
2. La suppression du noir, aussi appelé bruit thermique, est ensuite effectuée. Sa valeur moyenne est estimée en moyennant le signal sur une bordure du capteur de 10x512 pixels qui n'est pas éclairé par la lumière de l'arc. Cette valeur est soustraite à l'ensemble de l'image acquise, les valeurs négatives étant ramenées à zéro.
3. La calibration relative de l'image du spectromètre est effectuée avec l'image de la sensibilité du capteur. Cela corrige la sensibilité en longueur d'onde du capteur, la sensibilité intrinsèque de chaque pixel et l'effet de vignettage.
4. L'image des spectres est filtrée avec un filtre médian, qui supprime le bruit impulsionnel observé sur la caméra du spectromètre, où certains pixels peuvent avoir des valeurs très différentes de leurs voisins.
5. Une correction du tilt de la caméra est effectuée afin d'éviter d'introduire un

biais dans les reconstructions. Numériquement, une amélioration a été constatée sur la vitesse de convergence des algorithmes de reconstruction, ainsi que sur leurs robustesses. Cette observation est effective même pour de faibles tilts de l'ordre de $0,4^\circ$, ce qui correspond à une erreur de 4 pixels sur une ligne de 512 pixels.

5.2.4.2 Méthode de reconstruction de proche en proche

5.2.4.2.1 Méthode de projection

La méthode de reconstruction utilisée initialement pour remonter aux propriétés thermodynamiques de l'arc est une méthode de résolution de proche en proche. Son implémentation est semblable à la transformée inverse d'Abel discrète. Le principe est de résoudre des couches concentriques les unes après les autres en allant de l'extérieur vers l'intérieur de l'objet d'étude. Cette approche minimise le nombre de variables à déterminer à chaque itération.

Pour cela, le plasma est approximé par un ensemble de couches concentriques (figure 5.19) et le rayonnement, résultant de la traversée du plasma jusqu'à la couche n , est supposé identique à celui résultant d'une corde traversant le centre de cette couche. Les gradients d'indice sont considérés comme nuls, les chemins optiques sont donc rectilignes. La luminance spectrale résultant de la traversée de plusieurs couches, jusqu'à la couche n s'écrit sous la forme suivante :

$$L_{\lambda,n} = \sum_{i=1}^{2n-1} L_{\lambda,i}^0 \cdot (1 - e^{-\kappa_{\lambda,i} x_i}) \cdot e^{-\sum_{j=i+1}^{2n-1} \kappa_{\lambda,j} x_j}$$

Équation 5.24

avec i l'indice des couches successives traversées par le chemin optique ;
 j l'indice des couches suivantes de la couche i qui absorbent son rayonnement ;
 x_i la longueur de la corde traversant la couche i .

L'équation 5.24 contient les termes d'émission et d'absorption du plasma. La contribution radiative de chacune des couches est représentée par la somme de gauche, tandis que l'absorption des couches successives est représentée par la somme présente dans le terme exponentiel.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

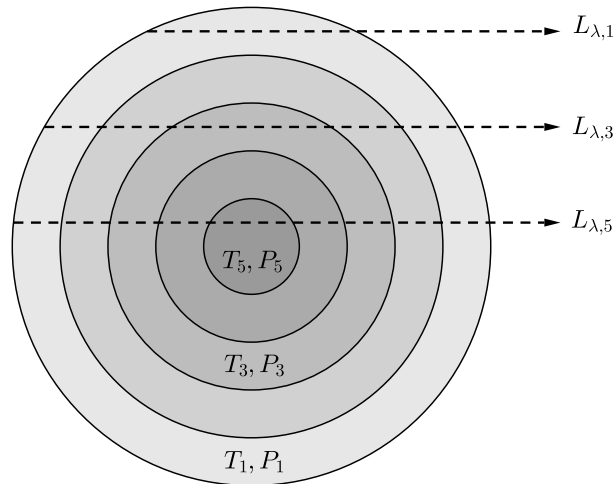


Figure 5.19 - Schéma de la structure du plasma en anneaux concentriques et des cordes de projection du rayonnement de l'arc.

Les distances de plasma traversé pour la $n^{\text{ième}}$ corde sont les suivantes :

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_{n-1} \\ x_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{R_1^2 - d_n^2} - \sqrt{R_2^2 - d_n^2} \\ \sqrt{R_2^2 - d_n^2} - \sqrt{R_3^2 - d_n^2} \\ \vdots \\ \sqrt{R_{n-1}^2 - d_n^2} - \sqrt{R_n^2 - d_n^2} \\ 2\sqrt{R_n^2 - d_n^2} \end{pmatrix}$$

Équation 5.25

avec d_i la distance de la corde i du centre de l'arc ;

R_i avec $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$ le rayon extérieur de la couche i (équation 5.26).

$$\begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_{n-1} \\ R_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{arc} \\ (d_1 + d_2)/2 \\ \vdots \\ (d_{n-2} + d_{n-1})/2 \\ (d_{n-1} + d_n)/2 \end{pmatrix}$$

Équation 5.26

L'arc étant symétrique, les distances x_{n+1} jusqu'à x_{2n-1} sont respectivement identiques aux distances x_{n-1} jusqu'à x_1 .

Lorsque les reconstructions sont effectuées sur un nombre de cordes inférieur au nombre de spectres mesurés, les spectres utilisés pour la reconstruction sont obtenus par une moyenne glissante des spectres mesurés.

5.2.4.2.2 Estimation de la distance entre les spectres simulés et mesurés

La recherche des paramètres optimaux permettant une maximisation de la vraisemblance est effectuée par une minimisation de l'erreur quadratique entre la luminance des spectres simulés et celle des spectres mesurés. Dans le contexte de la tomographie, cette erreur est appelée la distance entre le modèle et la mesure. L'erreur

quadratique du spectre résultant d'une corde passant à une distance r du centre de l'arc est la suivante :

$$\sqrt{\sum_{\lambda} \left(\frac{L_{sim}(r, \lambda)}{g(r)} - L_{mes}(r, \lambda) \right)^2}$$

Équation 5.27

avec L_{sim} la luminance simulée (en $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{nm}^{-1}$) ;
 L_{mes} la luminance mesurée (en unité arbitraire) ;
 g le gain entre la valeur absolue et l'unité arbitraire de la mesure.

La méthode de reconstruction proposée par Sousa Martins (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016) considère chaque corde indépendamment les unes des autres, ce qui ne permet pas d'estimer la valeur de gain de l'ensemble des spectres. En conséquence, une évaluation du gain est effectuée pour chaque corde en dérivant l'équation 5.27 par rapport au gain. L'expression du gain optimal au sens de l'erreur quadratique, pour un spectre résultant d'une corde passant à une distance r du centre de l'arc, est la suivante :

$$g(r) = \frac{\sum_{\lambda} L_{sim}(r, \lambda)^2}{\sum_{\lambda} L_{sim}(r, \lambda) L_{mes}(r, \lambda)}$$

Équation 5.28

Le calcul de l'erreur quadratique (équation 5.27) est volontairement effectué dans une unité arbitraire imposée par la mesure. En effet, si l'erreur quadratique est calculée en valeur absolue en multipliant cette fois le terme de droite de l'équation 5.27 par le gain, une solution triviale existe, qui est $L_{sim}(r, \lambda) = 0$ et $g = 0$. Afin d'éviter que la minimisation de l'erreur tende vers cette solution, la luminance est gardée dans l'unité arbitraire de l'acquisition.

La minimisation de distance entre le modèle et la mesure est effectuée avec l'algorithme de descente de gradient L-BFGS-B (Limited-memory BFGS with box constraints), qui utilise une estimation de l'inverse de la matrice hessienne. Cette méthode, régulièrement utilisée pour les problèmes d'apprentissage, s'est avérée plus rapide que les autres méthodes des descentes de gradient (tableau 5.2), tout en garantissant un résultat robuste et faiblement dépendant de l'initialisation. Le temps de reconstruction a été réduit via une optimisation de la méthode de calcul des coefficients d'absorption et du transfert radiatif. Cependant, l'obtention du profil radial avec une valeur de gain optimale pour l'ensemble des cordes nécessite d'effectuer plusieurs reconstructions successives (figure 5.21). Le temps nécessaire à l'ensemble des reconstructions successives est bien supérieur à ceux présentés dans le tableau 5.2.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

Tableau 5.2 - Comparatif des vitesses de convergence des algorithmes de descente de gradient implémentés dans SciPy pour la reconstruction du profil radial de l'arc sur 50 points.

Nelder-Mead method (Nelder-Mead)	0 min 59 s
Powell's method (Powell)	0 min 39 s
Conjugate gradient algorithm (CG)	3 min 17 s
Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (BFGS)	1 min 50 s
Limited-memory BFGS with box constraints (L-BFGS-B)	0 min 34 s
Truncated Newton method / Hessian-free optimization (TNC)	2 min 9 s
Constrained optimization by linear approximation (COBYLA)	3 min 50 s
Sequential Least Squares Programming (SLSQP)	0 min 39 s
Trust-region algorithm (trust-constr)	2 min 39 s
Dogleg method (dogleg)	Non convergé
Newton conjugate gradient trust-region algorithm (trust-ncg)	1 min 47 s
Nearly exact trust-region algorithm (trust-exact)	1 min 57 s
Nearly exact trust-region algorithm that only requires matrix vector products with the hessian matrix (trust-krylov)	1 min 46 s
Newton conjugate gradient (Newton-CG)	3 min 36 s

5.2.4.2.3 Fonction d'appareil

Dans le cas de la méthode de reconstruction de proche en proche, la dimension spatiale du capteur d'acquisition n'est pas considérée. Dans ce cas, la fonction d'étalement du point n'est pas utilisable directement. Pour prendre en compte l'élargissement spectral introduit par le montage d'acquisition, la composante spatiale de la PSF (figure 5.11.b) a été sommée, afin de se ramener à la fonction d'appareil du spectromètre (figure 5.20).

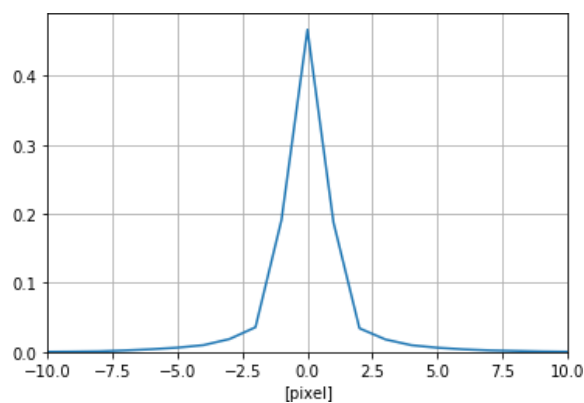


Figure 5.20 - Fonction d'appareil du spectromètre.

5.2.4.2.4 Estimation du gain

L'image acquise par le spectromètre est calibrée en relatif. Cela implique l'existence d'un gain unique pour l'ensemble des spectres. Cependant, la méthode de reconstruction de proche en proche, considère chaque spectre indépendamment les uns des autres. Elle n'est donc pas adaptée pour l'estimation du gain de l'ensemble des spectres. Afin de le déterminer, la méthodologie suivante a été réalisée :

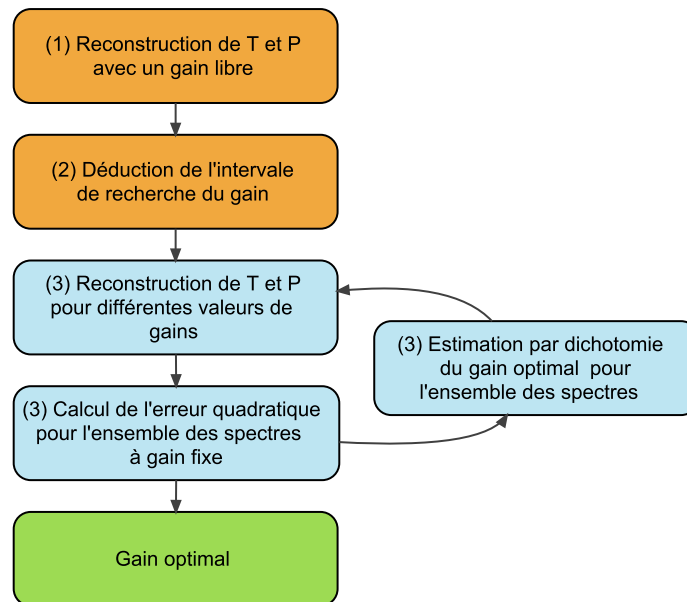


Figure 5.21 - Schéma de l'algorithme de recherche du gain optimal.

1. La méthode de reconstruction est appliquée avec un gain libre. C'est-à-dire qu'un gain optimal est calculé pour chaque spectre (équation 5.28).
2. L'intervalle de gain, pour la dichotomie, est ensuite déterminé à partir des différentes valeurs de gain obtenues pour les différents spectres. Cet intervalle est centré sur la valeur médiane des valeurs de gain.
3. Le gain optimal est déterminé par dichotomie en effectuant des reconstructions successives avec des valeurs de gain fixes. L'erreur utilisée pour la dichotomie est l'erreur quadratique calculée sur l'ensemble des spectres (équation 5.29).

$$\sqrt{\sum_r \sum_\lambda \left(\frac{L_{sim}(r, \lambda)}{g} - L_{mes}(r, \lambda) \right)^2}$$

Équation 5.29

L'erreur de reconstruction en fonction du gain est convexe proche de la valeur déterminée avec un gain libre (figure 5.22). L'utilisation de la dichotomie se prête bien à une détection rapide du gain optimal.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

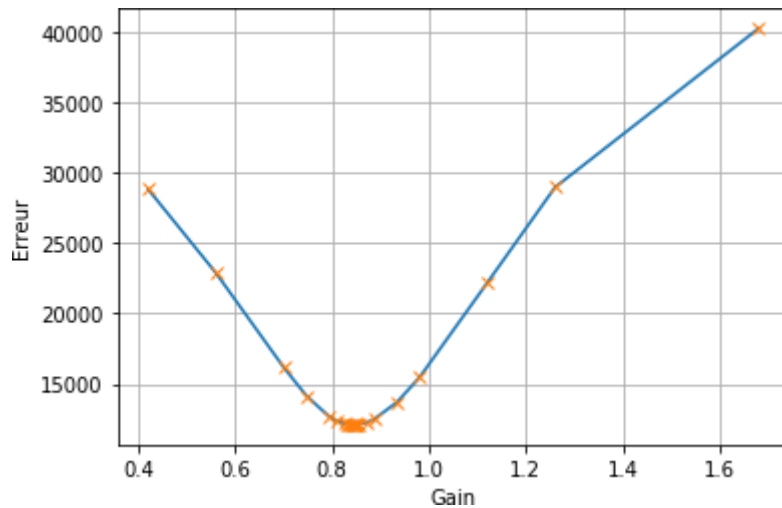


Figure 5.22 - Erreur quadratique globale de la reconstruction en fonction du gain.

L'utilisation d'une valeur de gain unique (figure 5.23.c et d) réduit les discontinuités des profils de température et de pression par rapport aux reconstructions effectuées avec un gain libre (figure 5.23.a et b). En présence d'un gain fixe, la température de l'arc augmente vers le centre de l'arc et les variations de pression sont plus faibles qu'avec un gain libre. Une augmentation de la pression est observée sur les bords de l'arc (figure 5.23.b et d). Celle-ci est aussi présente dans les simulations MHD de la colonne d'arc libre effectuées par Pechereau et al. (Pechereau et al., 2019).

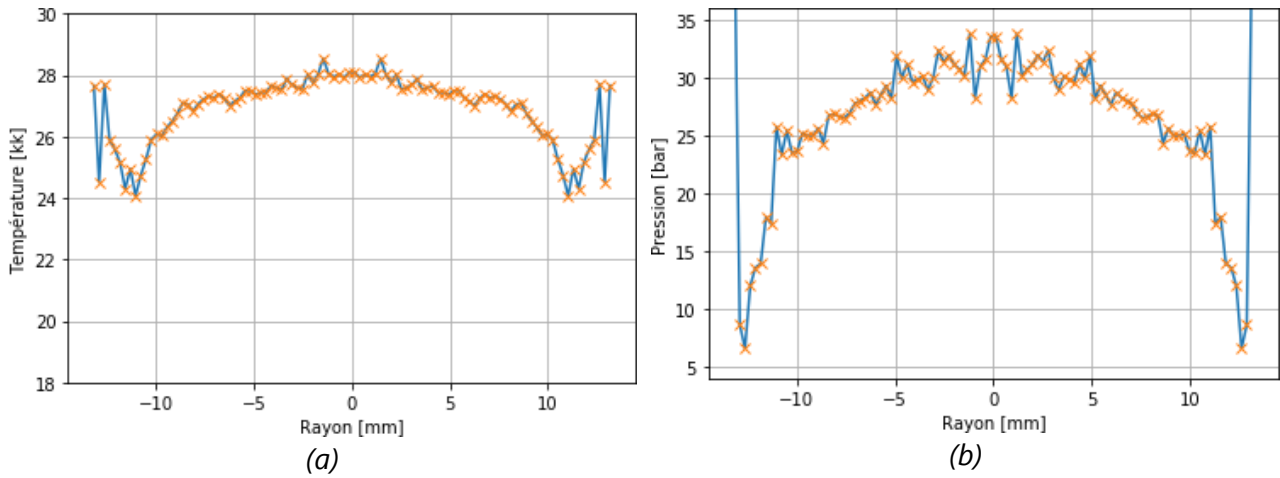
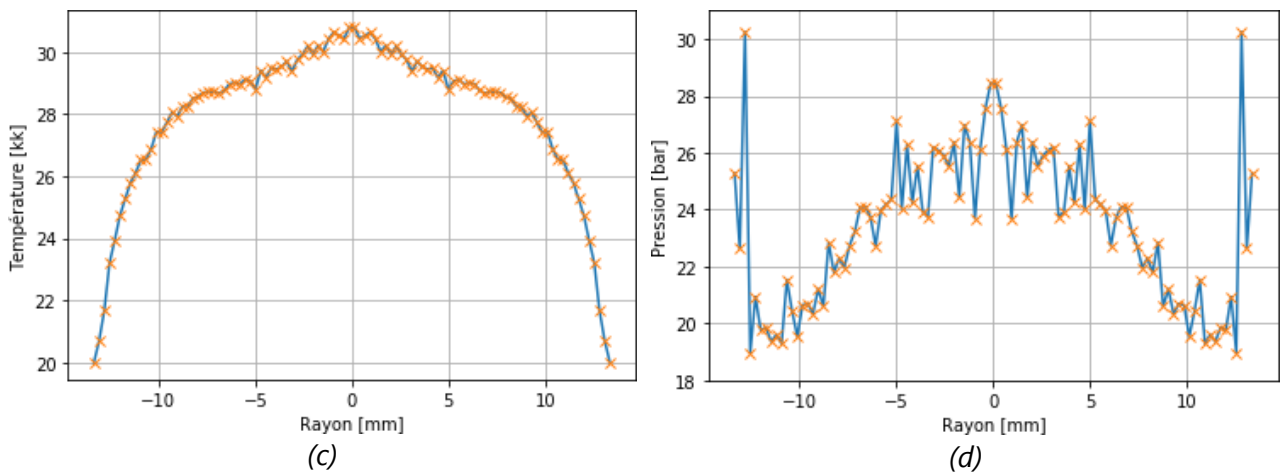
Gain libre*Gain optimal*

Figure 5.23 - Profils symétrisés de reconstructions d'un arc d'onde D , après $10 \mu\text{s}$ à 15 mm d'un panneau en aluminium, de la température (a) et (c), et de la pression (b) et (d), pour respectivement un gain déterminé pour chaque corde (a et b) et un gain fixe déterminé pour l'ensemble des cordes (c et d).

5.2.4.2.5 Algorithme de reconstruction

L'algorithme de la méthode de reconstruction de proche en proche est présenté en figure 5.24, les étapes clés qui y sont numérotées sont les suivantes :

1. Calcul des longueurs de cordes traversées dans chacune des couches de plasma.
2. Calcul des émissivités et des transmissivités des colonnes (détaillées dans la description de l'étape 4) correspondant aux couches déterminées aux itérations précédentes.
3. Les paramètres A_n , B_n , P_n et T_n sont initialisés avec la moyenne des valeurs des 5 itérations précédentes, de $n - 5$ à $n - 1$, afin de limiter la divergence de la

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

reconstruction. Les premiers points, correspondants à $n = 1$, sont initialisés à partir de valeurs cohérentes avec les mesures d'arc libre (Sousa Martins, 2016).

4. Le calcul du transfert radiatif effectué dans la minimisation est partiel, une partie étant calculée en amont. L'expression de la luminance sortante de la corde n peut s'écrire, en séparant la contribution de la couche n des couches amonts et avalés, sous la forme suivante :

$$L_{\lambda,n} = \alpha_n + L_{\lambda,n}^0 \cdot (1 - e^{-\kappa_{\lambda,n} x_n}) \cdot \beta_n + e^{-\kappa_{\lambda,n} x_n} \cdot \gamma_n$$

Équation 5.30

avec α_n , β_n et γ_n des constantes calculées à l'étape 2 (équations 5.31 à 5.33).

$$\alpha_n = \sum_{i=n+1}^{2n-1} L_{\lambda,i}^0 \cdot (1 - e^{-\kappa_{\lambda,i} x_i}) \cdot e^{-\sum_{j=i+1}^{2n-1} \kappa_{\lambda,j} x_j}$$

Équation 5.31

$$\beta_n = e^{-\sum_{j=n+1}^{2n-1} \kappa_{\lambda,j} x_j}$$

Équation 5.32

$$\gamma_n = \sum_{i=1}^{n-1} L_{\lambda,i}^0 \cdot (1 - e^{-\kappa_{\lambda,i} x_i}) \cdot e^{-\sum_{\substack{j=i+1 \\ j \neq n}}^{2n-1} \kappa_{\lambda,j} x_j}$$

Équation 5.33

5. Le spectre simulé est convolué par la fonction d'appareil afin de tenir compte de l'élargissement spectral introduit par le banc d'acquisition.
6. Le spectre simulé est filtré avec un filtre médian, afin de reproduire le biais introduit par le filtrage de la mesure expérimentale.
7. Le critère d'arrêt de la descente du gradient dépend de la variation des paramètres entre chaque itération. La convergence est atteinte lorsque les variations des différentes variables sont inférieures à leurs valeurs seuils associées.

L'expression du continuum :

$$A_i \lambda + B_i$$

Équation 5.34

a été réécrite sous la forme suivante :

$$A_i (\lambda - \lambda_c) + B_i$$

Équation 5.35

avec λ_c la longueur d'onde centrale de la fenêtre spectrale. L'avantage de cette formulation (équation 5.35) est de permettre de décorrélérer la partie constante du continuum B_i de la partie linéaire A_i . En effet dans l'expression initiale (équation 5.34), la partie linéaire induit un effet de bras de levier qui s'ajoute à la partie constante du continuum. La partie constante du continuum doit non seulement être ajustée pour reproduire les mesures, mais aussi pour compenser l'effet de bras de levier de la partie linéaire. Une fois l'expression du continuum réécrite (équation 5.35), la reconstruction du terme A_i est inchangée à du bruit de reconstruction près (figure 5.25.a et c), cependant la reconstruction du terme du continuum B_i présente moins de discontinuités, elle est donc plus robuste (figure 5.25.b et d). Cette réécriture a aussi permis l'amélioration de la vitesse de convergence de l'algorithme de descente de gradient.

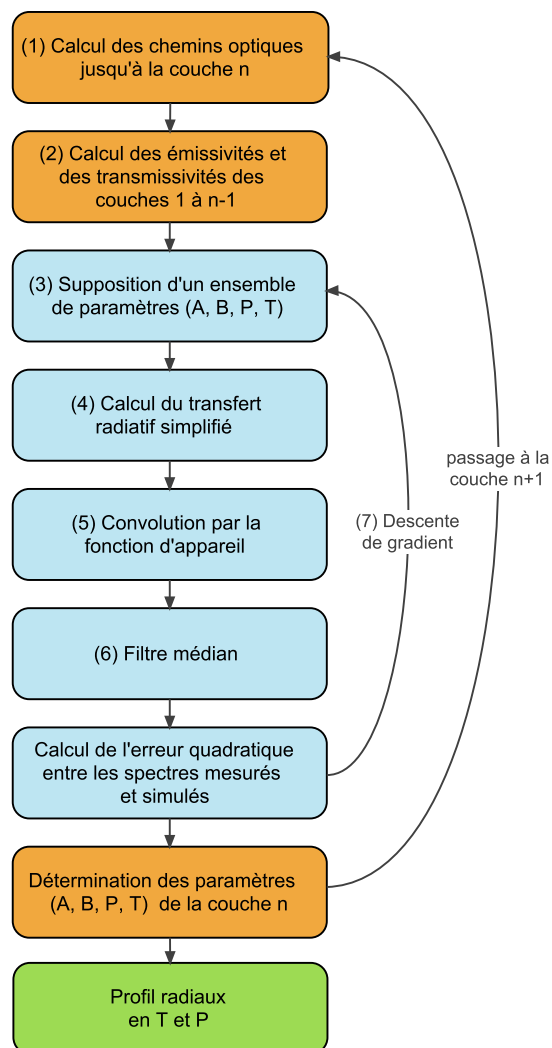
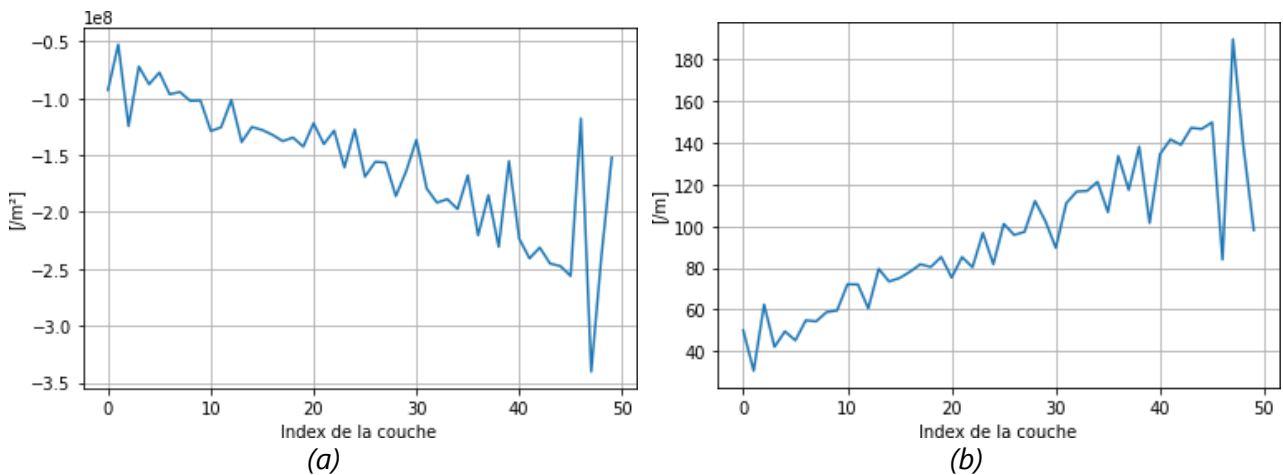


Figure 5.24 - Schéma de l'algorithme de recherche du profil radial en température et pression.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

$$A_i \lambda + B_i$$



$$A_i(\lambda - \lambda_c) + B_i$$

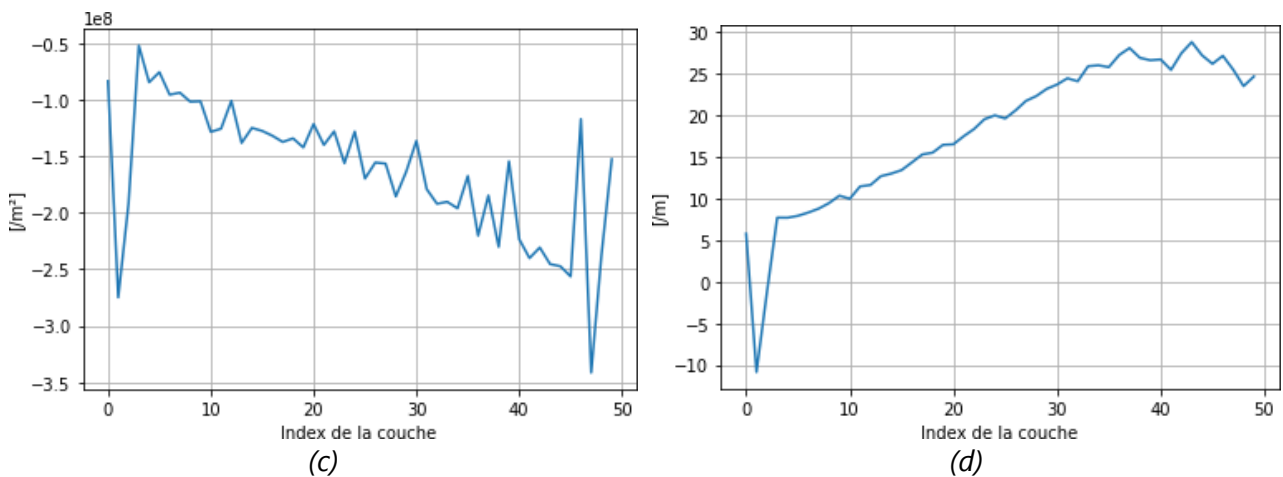


Figure 5.25 - Profils du continuum de la reconstruction d'un arc d'onde D à 15 mm d'un panneau d'aluminium et à 10 μs , avec (a) et (c) correspondants aux termes A_i , et (b) et (d) correspondants aux termes B_i .

5.2.4.2.6 Les limites de reconstruction de la méthode de proche en proche

Malgré les optimisations présentées dans les paragraphes précédents, la méthode de reconstruction de proche en proche manque de robustesse pour réaliser des reconstructions avec une importante résolution spatiale. Les limitations suivantes ont été constatées lors de l'application de la méthode sur des mesures expérimentales :

- Les profils de pression (figure 5.26.b) et de densité électronique (figure 5.26.c) présentent un important bruit de reconstruction qui empêche l'observation des variations locales. Seules des valeurs moyennes peuvent être déduites des reconstructions. Le bruit de reconstruction tend à s'amplifier avec les itérations en générant des oscillations d'amplitude croissante lors du rapprochement vers le centre de l'arc.

- La résolution spatiale de l'acquisition n'est pas pleinement exploitable. L'augmentation du nombre de cordes considéré pour les reconstructions n'améliore pas la résolution spatiale des reconstructions. Empiriquement, une amélioration de la discrétisation spatiale du profil de température est observée jusqu'à 50 cordes, au-delà seul le bruit continue à augmenter (figure 5.26.a). Cependant, cette discrétisation est trop fine pour être pertinente pour les profils de pression et de densité électronique (figure 5.26.b-c).
- Les profils de température (figure 5.26.a) ont une dérivée non nulle au centre de l'arc, or le centre de l'arc ne comportant pas de front d'onde, la dérivée attendue devrait être nulle en $r=0$ pour assurer la continuité de la dérivée radiale de la température. Ce comportement est interprétable par un cumul d'erreurs lors de l'évaluation des couches précédentes qui se répercute sur les suivantes.
- La prise en compte de la densité d'aluminium dans les reconstructions conduit à des résultats désastreux (figure 5.27). D'une couche à une autre l'aluminium est présent ou absent. L'absence d'une contrainte de continuité du profil d'aluminium empêche une détection fiable de la densité d'aluminium.
- Les reconstructions étant réalisées corde par corde, le chevauchement des spectres lié à la PSF n'est pas considéré, ce qui peut introduire un biais de reconstruction supplémentaire.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

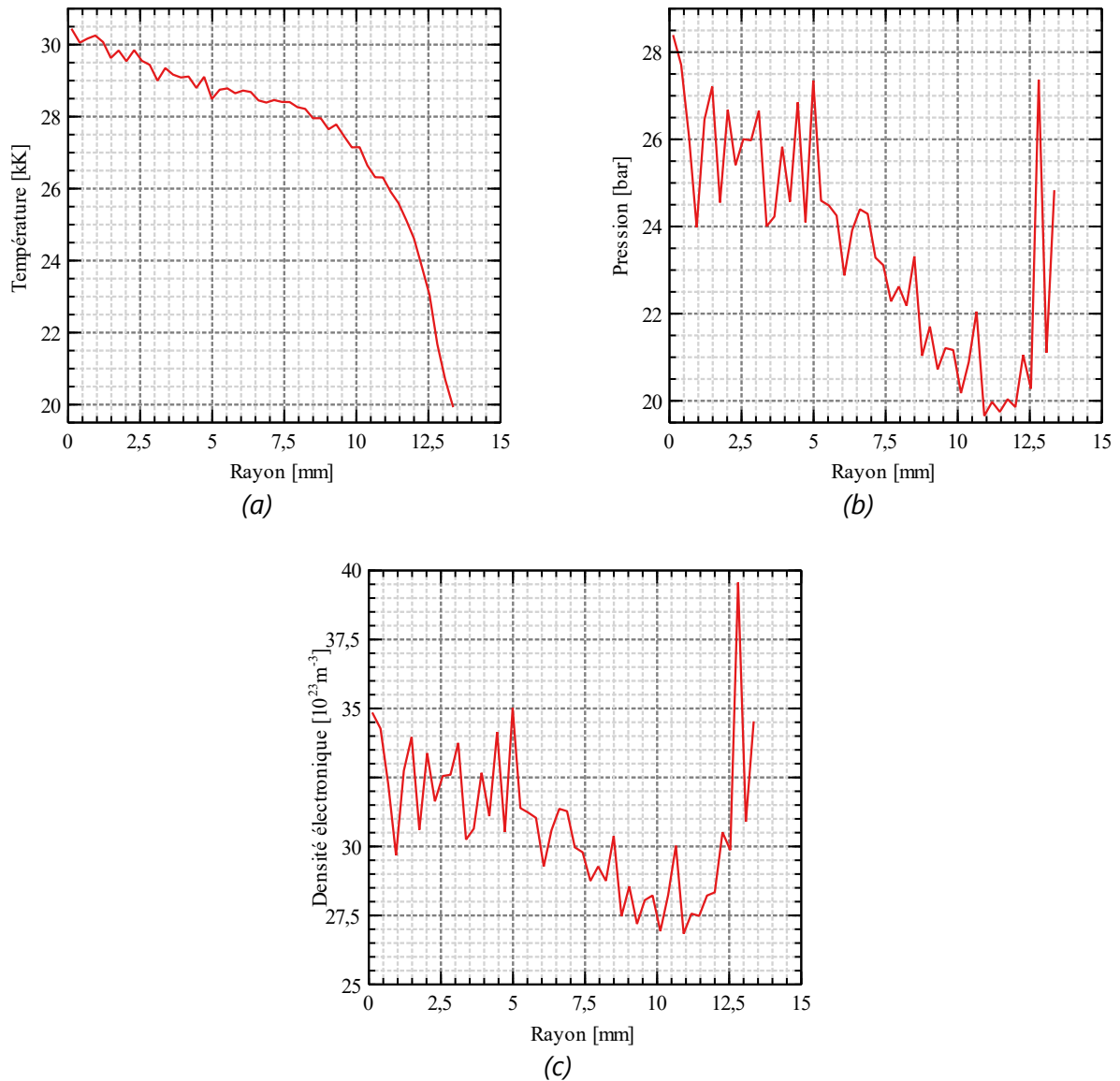


Figure 5.26 - Reconstruction avec la méthode de proche en proche à partir de 50 cordes, d'un arc d'onde D à 15 mm d'un panneau aluminium et à 10 μ s, des profils (a) de température, (b) de pression et (c) de densité électronique.

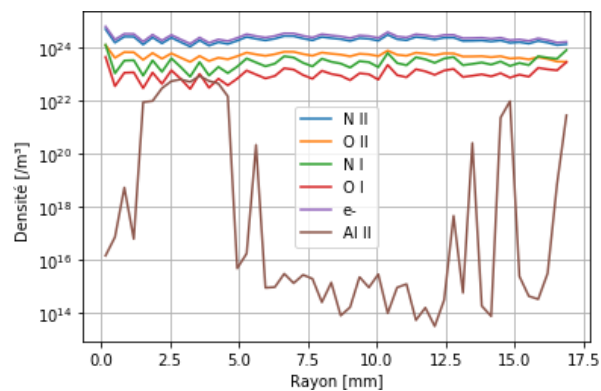


Figure 5.27 - Profil radial des densités d'espèces pour une onde D à 15 mm d'un panneau aluminium après 15 μ s.

5.2.4.3 Méthode de reconstruction globale

5.2.4.3.1 Élaboration du principe de la méthode globale

La méthode de reconstruction de proche en proche développé dans la partie précédente, a été réalisée à partir d'une méthode conçue pour une faible résolution spatiale. Cette méthode s'est avérée peu robuste lors de l'augmentation de la résolution spatiale et même particulièrement instable en présence d'un mélange air-aluminium (figure 5.27). Pour contourner ces limitations, une méthode de reconstruction utilisant une approche globale est développée dans la suite. Le principe est de ne plus considérer chaque spectre et couche de plasma indépendamment, mais au contraire de considérer simultanément l'ensemble des spectres pour déterminer les profils radiaux des propriétés du plasma.

Cette méthode de reconstruction est inspirée de travaux de tomographie non linéaire multispectrale utilisant la spectroscopie d'absorption (Cai & Kaminski, 2017, 2014; Corbas, 2019). Dans ces travaux afin de maximiser la vraisemblance, les reconstructions sont effectuées en considérant l'ensemble du volume à reconstruire à chaque itération et les propriétés physiques du milieu. L'utilisation des propriétés physiques locales, plutôt que l'absorption locale, permet d'effectuer une inférence bayésienne entre les différentes longueurs d'onde d'observation. Cependant cela rend aussi le problème non linéaire en raison d'absence de linéarité entre les paramètres physiques et l'absorption. De ce fait, les méthodes classiques de tomographie (MLEM, SIRT, etc.) n'étant pas applicables, des méthodes alternatives de descente de gradient sont utilisées. Celle-ci sont stabilisées par l'utilisation de termes de régularisation afin d'améliorer leurs robustesses (Cai & Kaminski, 2017, 2014; Corbas, 2019; Schuster, 2007).

La méthode de reconstruction globale, développée dans ces travaux, est réalisée afin de répondre aux points suivants :

1. Les propriétés locales de l'arc doivent être reconstruites en considérant l'ensemble de l'information disponible. C'est-à-dire que les propriétés d'une couche ne doivent plus être déterminées uniquement avec le rayonnement émis par la corde la plus extrême traversant cette couche, mais en considérant l'ensemble des spectres issus de cordes traversant cette couche (figure 5.28).
2. La reconstruction de l'arc doit être cohérente sur l'ensemble des spectres. C'est-à-dire qu'elle ne doit pas favoriser une région plutôt qu'une autre, afin d'éviter la formation de cycles d'erreur-compensation. Pour cela, l'ensemble des spectres doit être considéré simultanément.
3. Une méthode de régularisation doit être présente afin d'éviter l'apparition de discontinuités ou d'effets d'oscillations très locales des profils radiaux

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

correspondants à du bruit de reconstruction et non à une réalité physique (Cai & Kaminski, 2014; Corbas, 2019).

4. La forme des profils reconstruits n'étant pas connue à l'avance, la méthode de reconstruction doit permettre de déterminer des profils avec un important degré de liberté sur leurs formes.
5. L'arc étant axisymétrique, les profils radiaux ne doivent pas présenter de discontinuité de leurs dérivées. Cela implique que les dérivées des profils reconstruits doivent être nulles en $r = 0$.
6. Le nombre de variables à considérer pour les reconstructions doit être limité afin de réduire le coup de calcul, d'éviter le sur-apprentissage (Mallat, 2009) et de limiter le nombre de minimums locaux de l'erreur quadratique pouvant arrêter prématurément la fonction de minimisation.

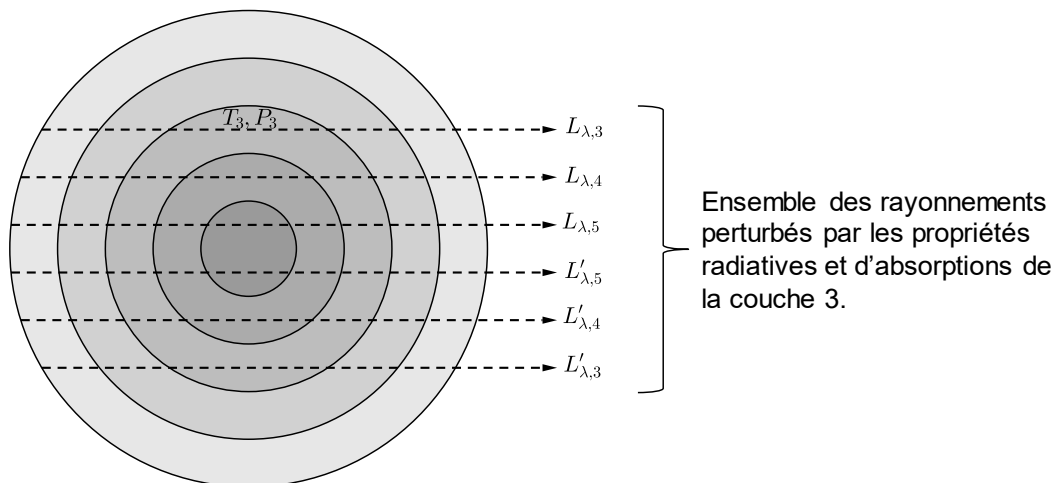


Figure 5.28 - Schéma des cordes dont les spectres résultants comportent de l'information sur les propriétés d'émissions et d'absorptions d'une couche de plasma, ici correspondant à la 3^{ème} couche.

La méthode de reconstruction a été repensée pour considérer simultanément l'ensemble des spectres et optimiser un nombre limité de paramètres correspondants aux propriétés locales de l'arc. Les profils radiaux des grandeurs physiques de l'arc (pression, température, continuum et fraction d'aluminium) sont désormais approximés par des fonctions splines cubiques, qui sont définies à partir de points de pivot répartis uniformément le long du rayon de l'arc. Ces points de pivot sont aussi symétrisés par rapport au centre de l'arc (figure 5.29.a). Le nombre de points de pivot n'est pas nécessairement le même pour toutes les grandeurs, ainsi les positions radiales des points de pivot sont notées :

- $r_{i,T}$ pour la température avec $1 \leq i \leq n_T$ et n_T le nombre de points de pivot ;
- $r_{i,P}$ pour la pression avec $1 \leq i \leq n_P$ et n_P le nombre de points de pivot ;

- $r_{i,w_{al}}$ pour la fraction d'aluminium avec $1 \leq i \leq n_{w_{al}}$ et $n_{w_{al}}$ le nombre de points de pivot ;
- $r_{i,A}$ et $r_{j,B}$ pour le continuum avec $1 \leq i \leq n_A$, $1 \leq j \leq n_B$ et n_A , n_B les nombres de points de pivot.

Les paramètres optimisés dans cette méthode de reconstruction sont les valeurs de température $T(r_{i,T})$, de pression $P(r_{i,P})$, de fraction d'aluminium $w_{Al}(r_{i,w_{Al}})$, de continuum $A(r_{i,A})$ et $B(r_{i,B})$ et des termes de correction de la calibration définis plus loin. Cette optimisation est effectuée en minimisant la distance entre des spectres expérimentaux et simulés, ces derniers sont obtenus pour chaque corde en considérant une discrétisation fine de l'équation du transfert radiatif avec une longueur de colonne élémentaire constante.

Cette méthode, dont les détails de l'algorithme sont présentés dans le prochain paragraphe, satisfait chacun des points précédents de la façon suivante :

1. À chaque itération de la méthode de reconstruction, tous les spectres sont calculés, cela permet de considérer la totalité de l'information radiative pour déterminer des propriétés locales du plasma.
2. La résolution simultanée des différents spectres permet d'éviter l'effet d'oscillation des profils provenant d'une succession d'optimisations locales, comme cela a pu être observé avec la méthode de proche en proche.
3. Les fonctions splines permettent de réguler les formes des profils en limitant les oscillations très locales des profils radiaux. L'ensemble des oscillations de période spatiale inférieure à la description spatiale des fonctions splines ne sont pas reproduites. De par leur définition, les fonctions splines imposent aussi la continuité des profils.
4. Les fonctions splines permettent de réaliser une grande variété de profils pouvant comporter des changements de pente abrupts (figure 5.29.b) avec peu de points de pivot. Elles ont déjà été utilisées pour ces raisons dans les travaux de Wang et al. afin de déterminer des profils sans imposer d'expression analytique a priori (X.-Y. Wang et al., 2021).
5. La symétrie des points de pivot des fonctions splines par rapport au centre de l'arc contraint les profils à avoir une dérivée nulle en $r = 0$ (figure 5.29.a).
6. L'utilisation de fonctions splines permet de considérer un nombre limité de paramètres, ce qui rend le modèle parcimonieux et limite le risque de sur-apprentissage (Mallat, 2009).

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

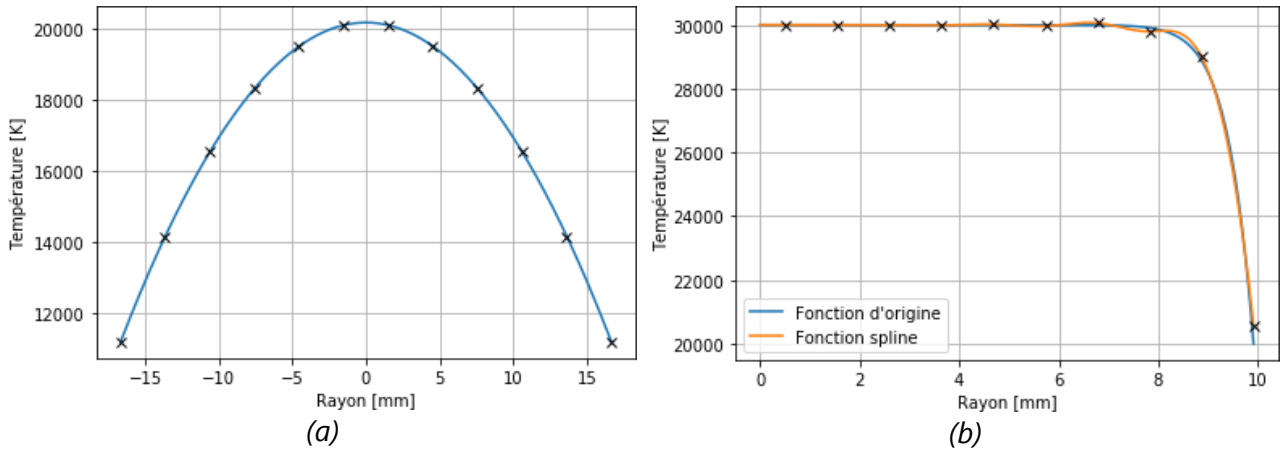


Figure 5.29 - (a) exemple de profil spline défini à partir de 6 points symétrisés par rapport à $r=0$, (b) exemple de souplesse d'un profil spline défini par 10 points symétrisés par rapport à $r=0$ pour le fit d'une super-gaussienne d'ordre 10.

5.2.4.3.2 Algorithme de la méthode de reconstruction globale

L'algorithme de la méthode de reconstruction globale est présenté en figure 5.30. Les étapes numérotées de l'algorithme sont détaillées dans les paragraphes suivants. Pour garantir la robustesse de la méthode, des reconstructions ont été réalisées à partir de spectres simulés afin de déterminer empiriquement le niveau d'approximation acceptable, permettant de réduire le coût de calcul en introduisant un biais de reconstruction inférieur à 0,1 % sur les valeurs locales de profils théoriques de température et de pression.

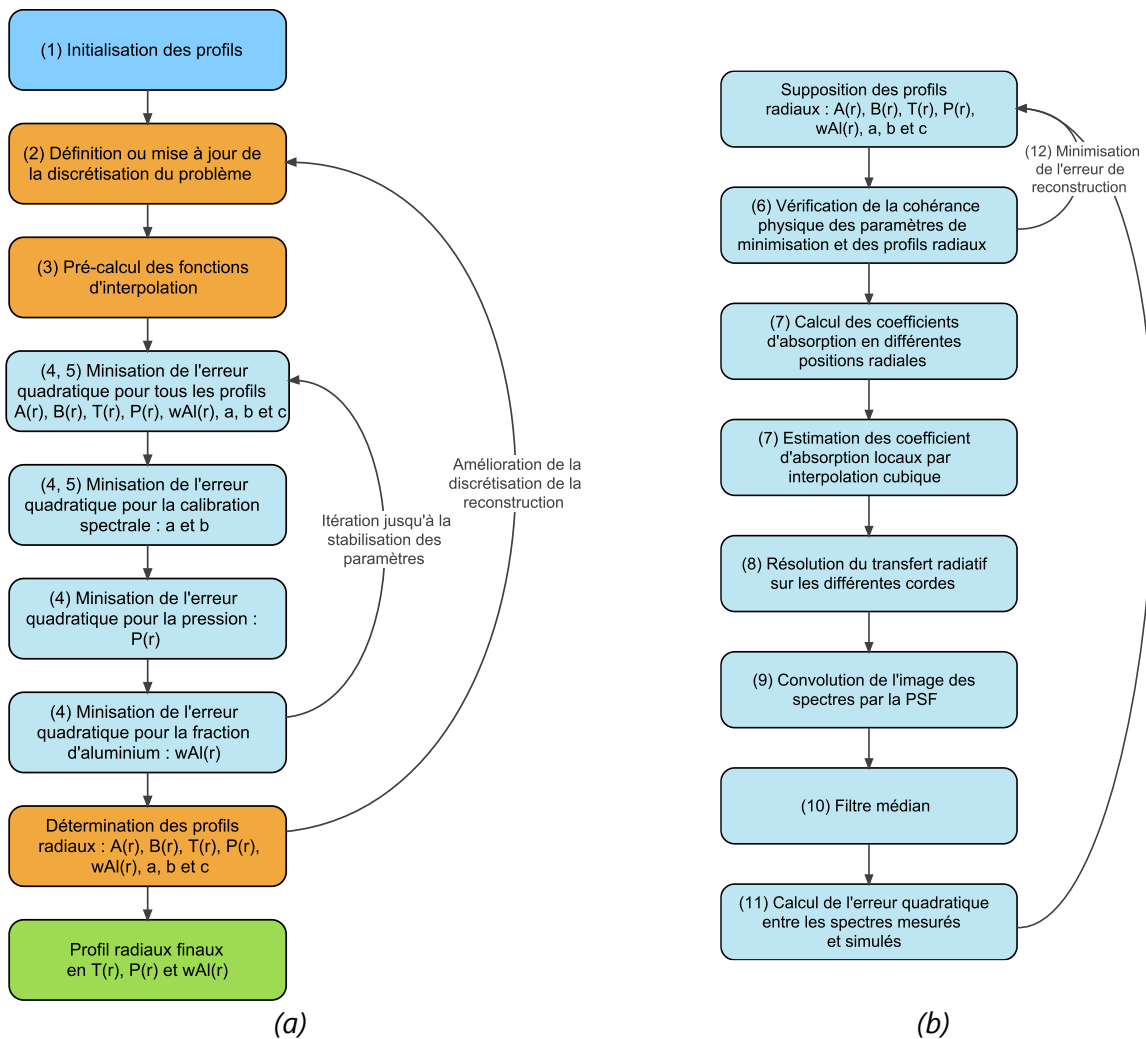


Figure 5.30 - (a) algorithme de la méthode de reconstruction globale, (b) algorithme de la méthode de minimisation de l'erreur quadratique.

Les étapes clés de l'algorithme de reconstruction indiqués dans les figures 5.30.a et b sont les suivants :

1. Les profils sont initialisés avec des fonctions splines définies par deux points de pivot dont les valeurs correspondent aux températures et pressions de la colonne d'arc libre (Sousa Martins, 2016). Le profil de densité d'aluminium est initialisé à une densité de 5 % si la raie de Al^+ à 466 nm est observable sur les spectres. Dans le cas contraire, l'aluminium n'est pas considéré dans la reconstruction.
2. Pour réduire le coût de calcul et éviter de bloquer la convergence de l'algorithme dans un minimum local loin de la solution recherchée, la discrétisation des paramètres physiques du modèle est augmentée progressivement. Lors des reconstructions, le nombre de points de pivot des différents profils, la finesse du calcul du transfert radiatif et la discrétisation

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

spatiale pour le calcul des coefficients d'absorption sont augmentés graduellement.

Des reconstructions effectuées à partir de spectres bruités, provenant de profils théoriques ou de mesures expérimentales, ont montrées qu'une augmentation trop rapide du nombre de points de pivot peut conduire à une convergence vers une solution non pertinente. C'est-à-dire que les profils reconstruits ne reproduisent pas les profils théoriques ou que les spectres simulés ne coïncident pas avec les spectres mesurés.

Le second intérêt de considérer un faible nombre de points de pivot en début de reconstruction est d'amoindrir le coût de calcul nécessaire pour effectuer une première estimation des grandeurs physiques de l'arc. Un exemple est illustré en figure 5.31 avec la reconstruction d'un profil théorique de température. La reconstruction est initiée avec un profil de température constant à 25 kK (figure 5.31.a). Au bout de 1000 itérations, ce qui n'est pas suffisant pour atteindre la convergence finale, le profil reconstruit avec 2 points de pivot (figure 5.31.b) est plus proche du profil recherché, que celui reconstruit avec 4 points de pivot (figure 5.31.c).

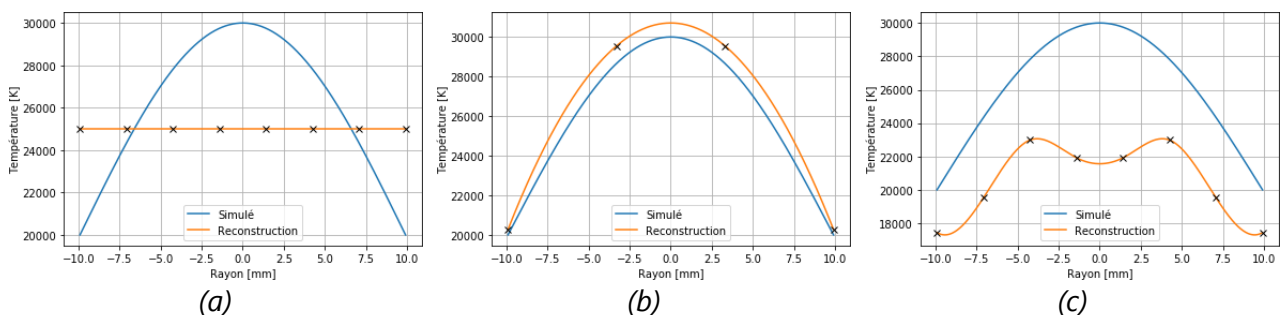


Figure 5.31 - Reconstructions (en orange) d'un profil théorique (en bleu) de température à partir de spectres simulés. (a) Valeur d'initialisation du profil de la température, (b) et (c) la reconstruction non achevée du profil de température après 1000 itérations pour des profils splines de respectivement 2 et 4 points de pivot.

L'augmentation progressive du nombre de points de pivot permet aussi de réduire le nombre de minimums locaux pouvant arrêter prématurément la convergence de la minimisation. Pour cela, les reconstructions sont initiées avec 2 points de pivot pour les profils de température, de pression, de fraction d'aluminium et du continuum. À l'exception du profil de pression, le nombre de points de pivot est augmenté progressivement jusqu'à 6 points. Pour la pression, l'augmentation n'est effectuée que jusqu'à 5 points, en raison des instabilités constatées lors de la détermination de ce profil. Au-delà de 5 points de pivot pour la pression ou de 6 pour les autres grandeurs, les profils n'évoluent plus, il n'est donc pas nécessaire de continuer à augmenter le nombre de points de pivot.

Un exemple de reconstruction des profils de température et de pression à partir d'une mesure expérimentale est présenté en figure 5.32. Le profil de température (figure 5.32.a) converge rapidement vers la valeur finale, tandis que le profil de pression (figure 5.32.b) suit un chemin de minimisation non évident. Le centre du profil de pression décroît avant de croître de nouveau alors que le bord du profil croît, décroît et croît de nouveau pour atteindre la valeur finale.

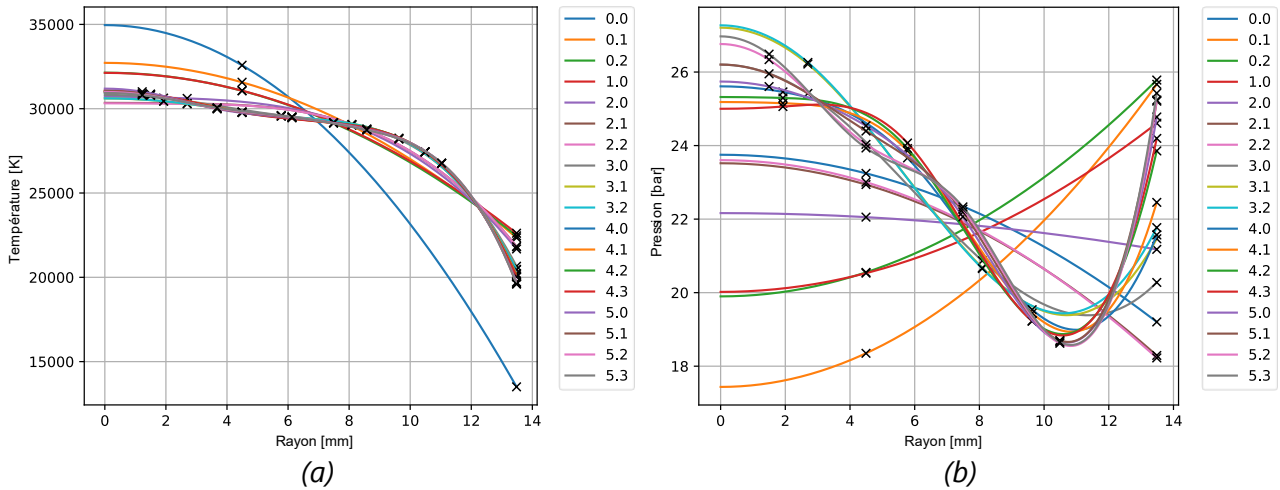


Figure 5.32 - Exemple de convergence des profils de température (a) et de pression (b) au cours d'une reconstruction à partir de spectres d'un arc d'onde D à 15 mm d'un panneau d'aluminium après $10 \mu\text{s}$. Les points de pivot sont signalés par les croix noires présentes sur les profils. L'avancé de la reconstruction est indiquée par l'indexation i, j , avec i correspondant au nombre d'augmentations de la discrétisation des paramètres physiques du modèle (étape 2) et j correspondant au nombre de répétitions nécessaires pour avoir une stabilisation des paramètres reconstruits (étape 4).

Afin de réduire le coût de calcul, la finesse du transfert radiatif et le nombre de points de pivot pour l'interpolation du coefficient d'absorption (voir étape 7) sont aussi affinés progressivement. La longueur des colonnes élémentaires considérées pour le transfert radiatif diminue progressivement de 50 à 0,4 mm et le nombre de valeurs du coefficient d'absorption calculé explicitement augmente progressivement de 10 à 50. Ces choix de discrétisation, déterminés empiriquement, permettent un bon compromis entre la justesse physique et le temps de calcul. Le biais introduit par ces approximations engendre une erreur de convergence par rapport aux profils théoriques de température et de pression inférieure à 0,1 %.

3. Une fois les points de pivot fixés et les longueurs de colonnes élémentaires définies, ils sont invariants pendant les étapes de minimisation. Pour réduire le coût de calcul, les fonctions splines sont exprimées sous une forme matricielle (équation 5.36) calculée en pré-calcul.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_p \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{1,1} & \cdots & m_{1,n} \\ \vdots & & \vdots \\ m_{p,1} & \cdots & m_{p,n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}$$

Équation 5.36

avec $(x_i)_{i \in \llbracket 1, n \rrbracket}$ les valeurs de la fonction spline aux points de pivot ;
 $(y_i)_{i \in \llbracket 1, p \rrbracket}$ les valeurs obtenues par interpolation ;
 n le nombre de points de pivot ;
 p le nombre de valeurs interpolées ;
 M la matrice d'interpolation qui est une matrice creuse.

4. La recherche du minimum de l'erreur quadratique est effectuée par plusieurs minimisations successives, afin d'assurer une reconstruction robuste de chacune des grandeurs physiques utilisées comme paramètres pour la minimisation. Pour harmoniser l'influence de chaque paramètre sur la fonction de minimisation, les paramètres d'entrée sont normalisés par leurs sensibilités, c'est-à-dire la précision atteignable par ces paramètres lors d'une reconstruction. Cependant, malgré la normalisation des paramètres, il a été constaté que toutes les grandeurs ne contribuent pas avec la même importance à la diminution de l'erreur quadratique. En particulier, la température s'avère une grandeur efficace pour réduire rapidement l'erreur quadratique. De ce fait, la minimisation s'effectue principalement pour cette grandeur, les autres grandeurs physiques pouvant être partiellement ignorées par la fonction de minimisation. Cette différence de comportement s'interprète par l'absence de linéarité entre les grandeurs physiques et le rayonnement de l'arc. Pour permettre une convergence robuste sur l'ensemble des paramètres de la fonction de minimisation, la recherche du minimum d'erreur quadratique est réalisée par plusieurs minimisations successives :
 - I. Une première minimisation est réalisée sur l'ensemble des paramètres, ce qui permet une descente de gradient cohérente pour tous les paramètres.
 - II. Une seconde minimisation est effectuée uniquement sur la correction de la calibration en longueur d'onde (voir étape 5), ce qui permet d'améliorer l'alignement des raies.
 - III. Ensuite, une minimisation est effectuée sur le profil de pression, ce qui influe principalement sur l'élargissement des raies et l'auto-absorption du plasma.
 - IV. Et pour finir, une minimisation est effectuée sur la densité d'aluminium, dont peu d'information est observable sur les spectres, car elle est portée majoritairement par la raie à 466 nm.

Chacune des minimisations possède deux critères d'arrêt, un sur le nombre d'itérations et un sur la variation des paramètres entre chaque itération. Le cycle

de minimisations successives de I à IV est répété jusqu'à la stabilisation de l'ensemble des paramètres physiques.

- La méthode de reconstruction est très sensible à la précision de la calibration spectrale. Les reconstructions effectuées à partir de spectres simulés montrent que pour respecter un critère de biais inférieur à 0,1 %, l'erreur de calibration doit être inférieure à 0,1 nm (figure 5.33), ce qui correspond à la résolution de l'acquisition. La lampe de calibration à disposition ne permettant pas d'effectuer une calibration subpixel, la calibration en longueur d'onde est corrigée par un polynôme d'ordre 2 :

$$\lambda = a + b \cdot \lambda_{calibration} + c \cdot \lambda_{calibration}^2$$

Équation 5.37

avec a , b et c des coefficients indépendants de la longueur d'onde laissés libre dans la minimisation ;

$\lambda_{calibration}$ la longueur d'onde déterminée avec la lampe de calibration.

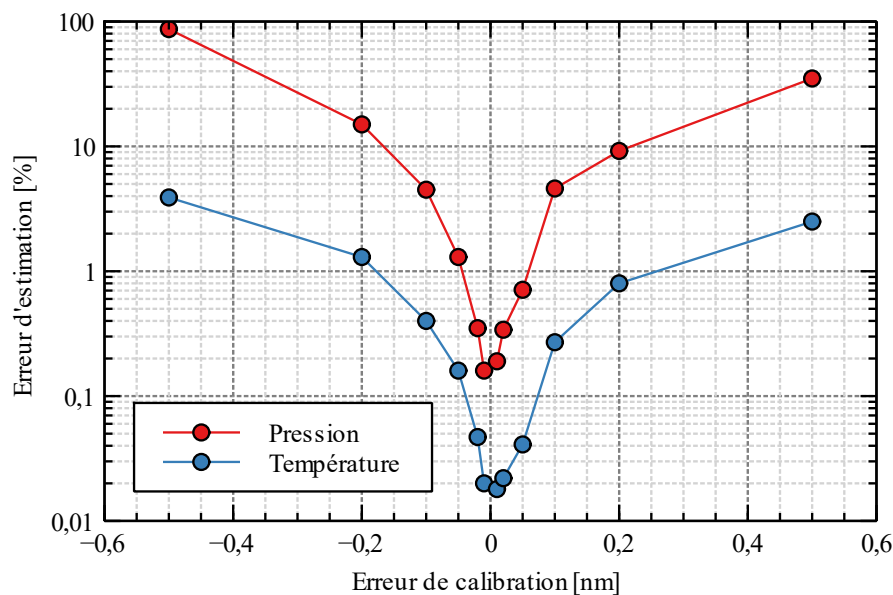


Figure 5.33 - Biais maximaux de reconstruction introduits par un défaut de calibration sur des reconstructions de profils radiaux obtenus à partir de spectres simulés.

- Les profils radiaux de température, de pression, de fraction d'aluminium et du continuum sont définis à partir de valeurs attribuées aux points de pivot des fonctions splines. En conséquence, borner le domaine de recherche, pour que les valeurs de ces points de pivot soient physiquement cohérentes, ne permet pas d'assurer que les interpolations cubiques soient elles aussi physiquement cohérentes. Cette étape consiste à vérifier la cohérence physique des profils radiaux et de la correction de la calibration. Les contraintes considérées sont la positivité des profils radiaux de pression, de température et du continuum, des valeurs comprises entre 0 et 1 pour le profil de fraction d'aluminium et une

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

fonction de correction de la calibration qui soit strictement croissante. Si une incohérence physique est détectée, une valeur arbitraire supérieure aux erreurs quadratiques est envoyée à la fonction de minimisation (voir étape 12).

7. Le calcul explicite des coefficients d'absorption pour chaque colonne élémentaire de plasma représente un coût de calcul important rendant la méthode de reconstruction inutilisable, à moins de tronquer fortement les données expérimentales en supprimant de nombreux spectres. Pour cette raison, les coefficients d'absorption sont calculés explicitement en un nombre limité de points répartis uniformément entre le centre et le bord de l'arc. Les valeurs locales des coefficients d'absorption sont ensuite estimées à partir d'une interpolation cubique. Le nombre de points de pivot considéré pour l'interpolation des coefficients d'absorption est augmenté progressivement au cours des reconstructions (voir étape 2).
8. Les modifications des valeurs des points de pivot et de la correction de la calibration engendrent une altération de l'ensemble des grandeurs physiques du plasma ainsi que des spectres résultants. En conséquence, tous les spectres sont calculés à chaque itération en considérant intégralement le transfert radiatif le long des cordes.
9. Le chevauchement des spectres est reproduit en convoluant les spectres simulés par la PSF expérimentale.
10. Les spectres simulés sont ensuite filtrés avec un filtre médian, afin de reproduire le biais introduit par le filtrage des mesures expérimentales.
11. Le calcul de l'erreur quadratique correspond à la distance entre les spectres mesurés et simulés aux différentes positions radiales (équation 5.38).

$$\sqrt{\sum_r \sum_\lambda \left(\frac{L_{sim}(r, \lambda)}{g} - L_{mes}(r, \lambda) \right)^2}$$

Équation 5.38

La valeur du gain est calculée explicitement à chaque itération pour être optimale au sens de l'erreur quadratique (équation 5.39).

$$g = \frac{\sum_r \sum_\lambda L_{sim}(r, \lambda)^2}{\sum_r \sum_\lambda L_{sim}(r, \lambda) L_{mes}(r, \lambda)}$$

Équation 5.39

12. Les minimisations successives (voir étape 4) sont réalisées avec la méthode de descente de gradient Nelder-Mead. Cette méthode converge moins rapidement que la méthode L-BFGS-B, cependant elle a l'avantage de permettre l'utilisation

de limites de domaines implicites (voir étape 6). Lors d'une sortie de domaine, une erreur supérieure aux erreurs quadratiques est envoyée à l'algorithme de descente de gradient, ce qui contraint la méthode de descente de gradient à explorer une autre direction. Cette astuce est possible, car la méthode de Nelder-Mead est une méthode de minimisation géométrique. Elle ne nécessite pas que l'erreur soit dérivable.

L'étude numérique effectuée pour optimiser la méthode de reconstruction a aussi montré qu'il est plus intéressant pour la robustesse de la méthode de considérer l'ensemble des spectres, plutôt que de considérer un nombre limité de spectres moyennés sur des bandes.

5.2.4.3.3 Estimation de l'incertitude de reconstruction

La méthode de reconstruction est une méthode inverse reposant sur la minimisation de l'erreur quadratique entre une mesure et un modèle. Les paramètres physiques de l'arc sont déterminés avec une incertitude provenant du bruit d'acquisition, mais aussi de la présence de minimums locaux de l'erreur pouvant arrêter prématurément la minimisation. Pour quantifier l'incertitude de reconstruction, une méthode de Monte-Carlo est utilisée en effectuant de multiples reconstructions à partir de spectres simulés et bruités. Les spectres simulés prennent en compte les propriétés physiques de l'arc déterminées avec la méthode de reconstruction globale. La démarche utilisée pour l'estimation de l'incertitude de reconstruction est présentée en figure 5.34.

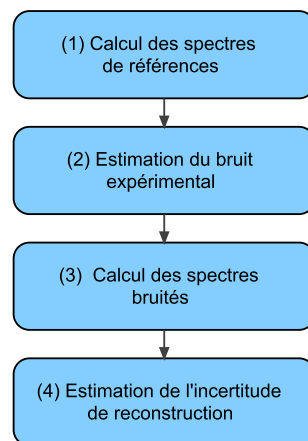


Figure 5.34 - Méthode d'estimation de l'incertitude de reconstruction.

Les détails de la méthode d'estimation de l'incertitude de reconstruction sont les suivants :

1. Les spectres de références sont calculés à partir des propriétés physiques de l'arc estimées par la méthode de reconstruction globale.
2. Le bruit d'acquisition est estimé en effectuant la différence entre les spectres expérimentaux et simulés (figure 5.35) :

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

$$\Delta L = g \cdot \text{med}(L_{\text{mes}}^{\text{rel}}) - \text{med}(L_{\text{sim}}) \quad \text{Équation 5.40}$$

avec ΔL la différence de luminance (figure 5.35.b) ;
 g le gain optimal déterminé dans la méthode de reconstruction ;
 $L_{\text{mes}}^{\text{rel}}$ la luminance expérimentale (en unité arbitraire, figure 5.35.a) ;
 L_{sim} la luminance simulée en ($\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$) ;
 $\text{med}()$ un filtre médian.

L'utilisation du filtre médian permet d'être cohérent avec la méthode de reconstruction qui compare des valeurs de luminance filtrées par un filtre médian.

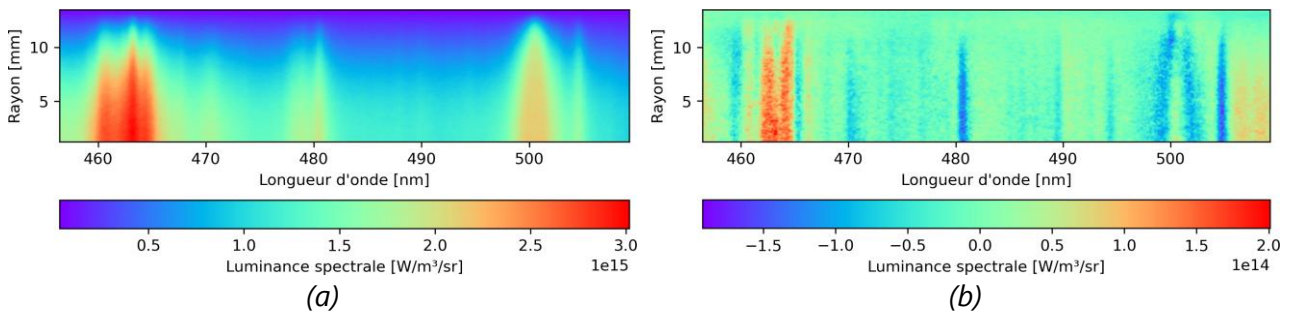


Figure 5.35 - Étude d'un arc d'onde D à 15 mm d'un échantillon d'aluminium après 10 μs . (a) $g \cdot \text{med}(L_{\text{mes}}^{\text{rel}})$: spectres expérimentaux après filtrage exprimés en unité absolue, (b) ΔL : différence entre les spectres mesurés et simulés.

Afin d'assimiler la différence de luminance ΔL à du bruit, il est nécessaire de vérifier que la distribution statistique de cette différence est semblable à celle d'un bruit d'acquisition. La description statistique de la différence en fonction du signal suit une loi de forme conique (figure 5.36.a). Ce comportement attendu pour un capteur de caméra, permet de conforter l'hypothèse que la différence de luminance est assimilable à un bruit d'acquisition, bien qu'un biais de modèle soit aussi observable par la présence de raies sur la figure 5.36.b.

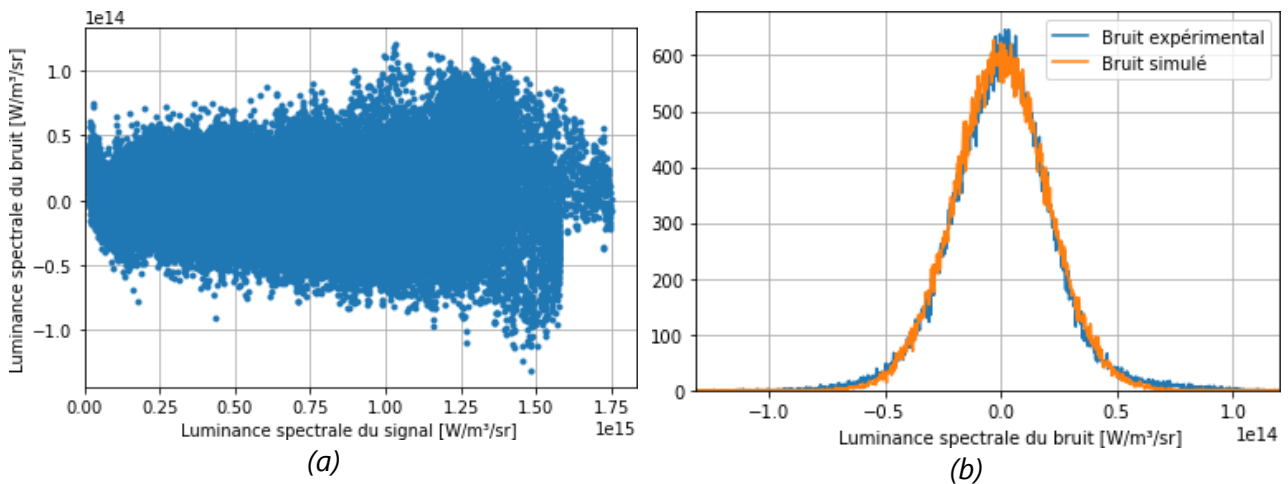


Figure 5.36 - Étude d'un arc d'onde D à 15 mm d'un échantillon d'aluminium après 10 μ s. (a) répartition de la différence de luminance spectrale en fonction de la luminance spectrale du signal, (b) comparatif des histogrammes du bruit, pour des spectres filtrés avec un filtre médian, entre un cas expérimental et un cas simulé et bruité.

3. Les spectres utilisés pour l'étude de Monte-Carlo sont calculés en ajoutant un bruit blanc gaussien aux spectres de références. La variance de ce bruit est ajustée pour que la distribution du bruit simulé soit similaire au bruit d'acquisition après application du filtre médian (figure 5.36.b).
4. L'estimation de l'incertitude est réalisée à partir 10 reconstructions. Les profils reconstruits, représentés en cyan (figures 5.37.a et b), font apparaître des différences de convergence par rapport aux profils initiaux représentés en rouge. La dispersion des profils reconstruits est plus grande pour la pression que pour la température. Les valeurs extrêmes des reconstructions sont représentées en pointillés noirs. Elles n'englobent pas toujours les profils initiaux utilisés pour simuler le spectre de référence. Ce biais de reconstruction pouvant aussi exister lors de la détermination des profils expérimentaux, l'incertitude de la reconstruction est estimée égale à l'écart maximum entre le profil initial et les valeurs extrêmes des profils reconstruits (figures 5.37.c et d).

Une surestimation de la pression est observable sur les profils reconstruits, en particulier sur les bords de l'arc (figure 5.37.b). Ce comportement observé à plusieurs reprises sur différentes mesures est visiblement lié à la diminution du rapport signal sur bruit (RSB) au niveau des bords de l'arc.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

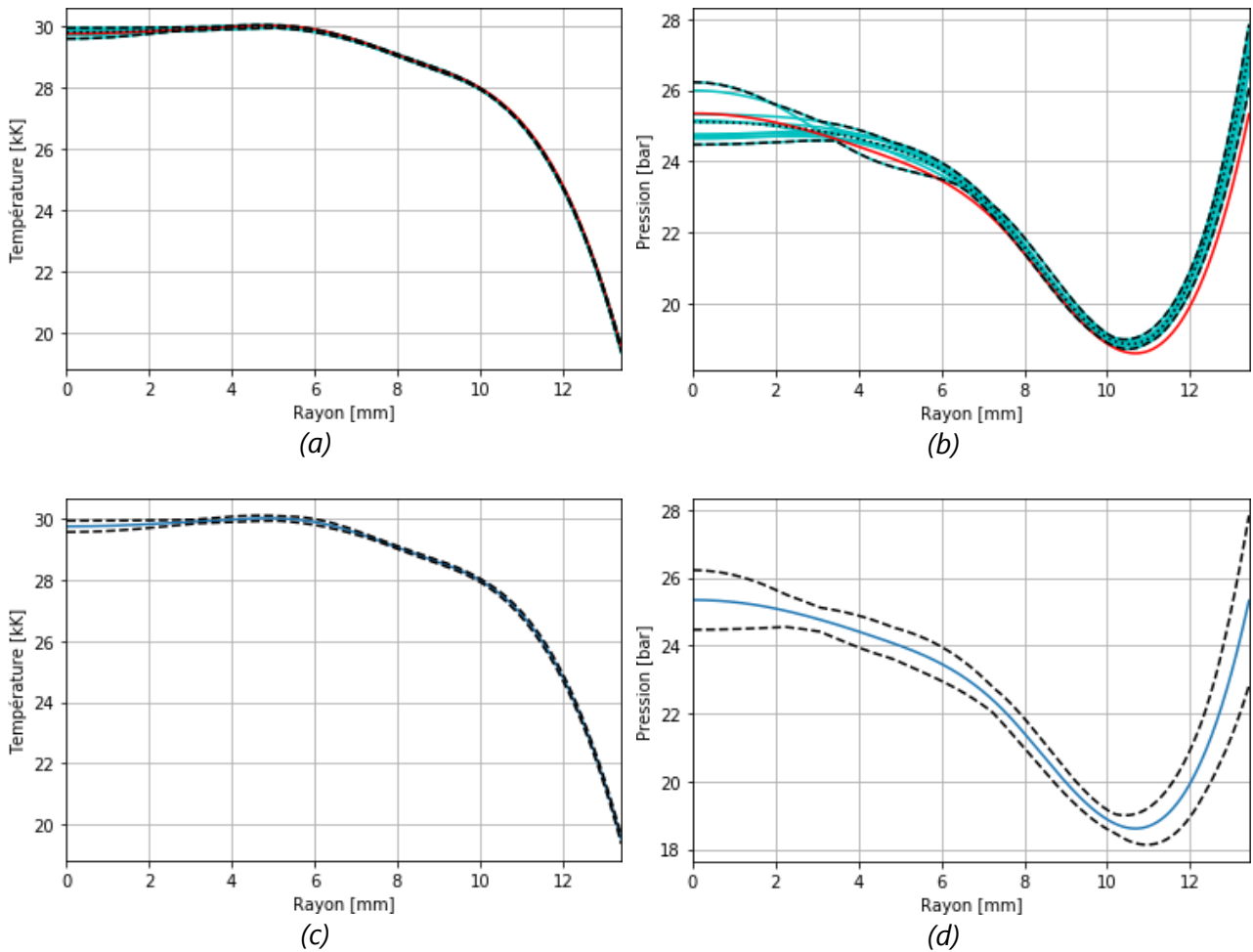


Figure 5.37 - Étude d'un arc d'onde D à 15 mm d'un échantillon d'aluminium après 10 μ s. (a), (b) profils de référence (en rouge) et profils reconstruits à partir de spectres simulés et bruités (en cyan) avec leurs valeurs extrêmes (en pointillés noir), pour respectivement la température et la pression. (c), (d) les profils de référence (en bleu) avec l'incertitude de reconstruction (en pointillés noir) pour respectivement la température et la pression.

5.2.4.4 Comparaison des méthodes de reconstruction

Les robustesses des méthodes de reconstruction sont évaluées avec des reconstructions effectuées à partir de spectres simulés (figure 5.38). Les profils radiaux de pression et de température sont définis par une loi en cosinus (équations 5.41 et 5.42) et le continuum est défini par des constantes de valeurs semblables aux valeurs expérimentales (équations 5.43 et 5.44). Le rayon de l'arc, noté r_{arc} , est fixé à 10 mm.

$$T(r) = 20kK + \cos\left(\frac{\pi \cdot r}{2 \cdot r_{arc}}\right) \cdot 10kK$$

Équation 5.41

$$P(r) = 20bar + \cos\left(\frac{\pi \cdot r}{2 \cdot r_{arc}}\right) \cdot 10bar$$

Équation 5.42

$$A(r) = -10^8 m^{-2}$$

Équation 5.43

$$B(r) = 30 m^{-1}$$

Équation 5.44

Un bruit blanc gaussien est ajouté aux spectres simulés. Sa variance fixée à 1 % du maximum du signal de l'image des spectres correspond à un rapport signal sur bruit (RSB) de 24.

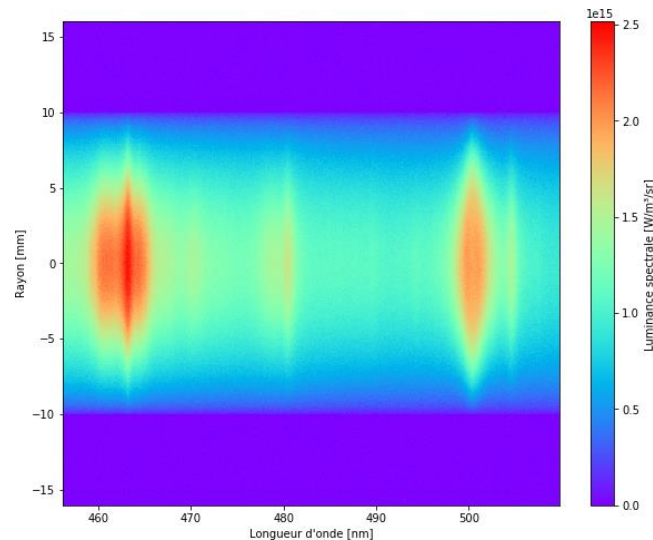


Figure 5.38 - Spectres simulés avec un bruit blanc gaussien.

Indépendamment de la méthode de reconstruction, la détermination relative du profil de température (figures 5.39.a et c) est systématiquement plus robuste que celle du profil de pression (figures 5.39.b et d). Les profils estimés avec la méthode globale (figure 5.39.c et d) s'avèrent plus proche des profils recherchés que ceux obtenus avec la méthode de proche en proche (figure 5.39.a et b). L'utilisation de la méthode globale permet une diminution d'un ordre de grandeur de l'erreur RMS de reconstruction (tableau 5.3).

Tableau 5.3 - Racine de l'erreur quadratique moyenne de reconstruction des profils de température et de pression.

	Reconstruction de proche en proche	Reconstruction globale
Température	160 K	12 K
Pression	2,1 bar	0,18 bar

Avec la méthode de reconstruction globale, les reconstructions des profils théoriques sont plus précises que celles réalisées avec la méthode de reconstruction de proche en proche. De ce fait, seule la méthode de reconstruction globale est considérée dans la

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

suite pour analyser les mesures expérimentales. Une vérification de la robustesse de cette méthode avec des mesures expérimentales est présentée dans le paragraphe 4.1.2.

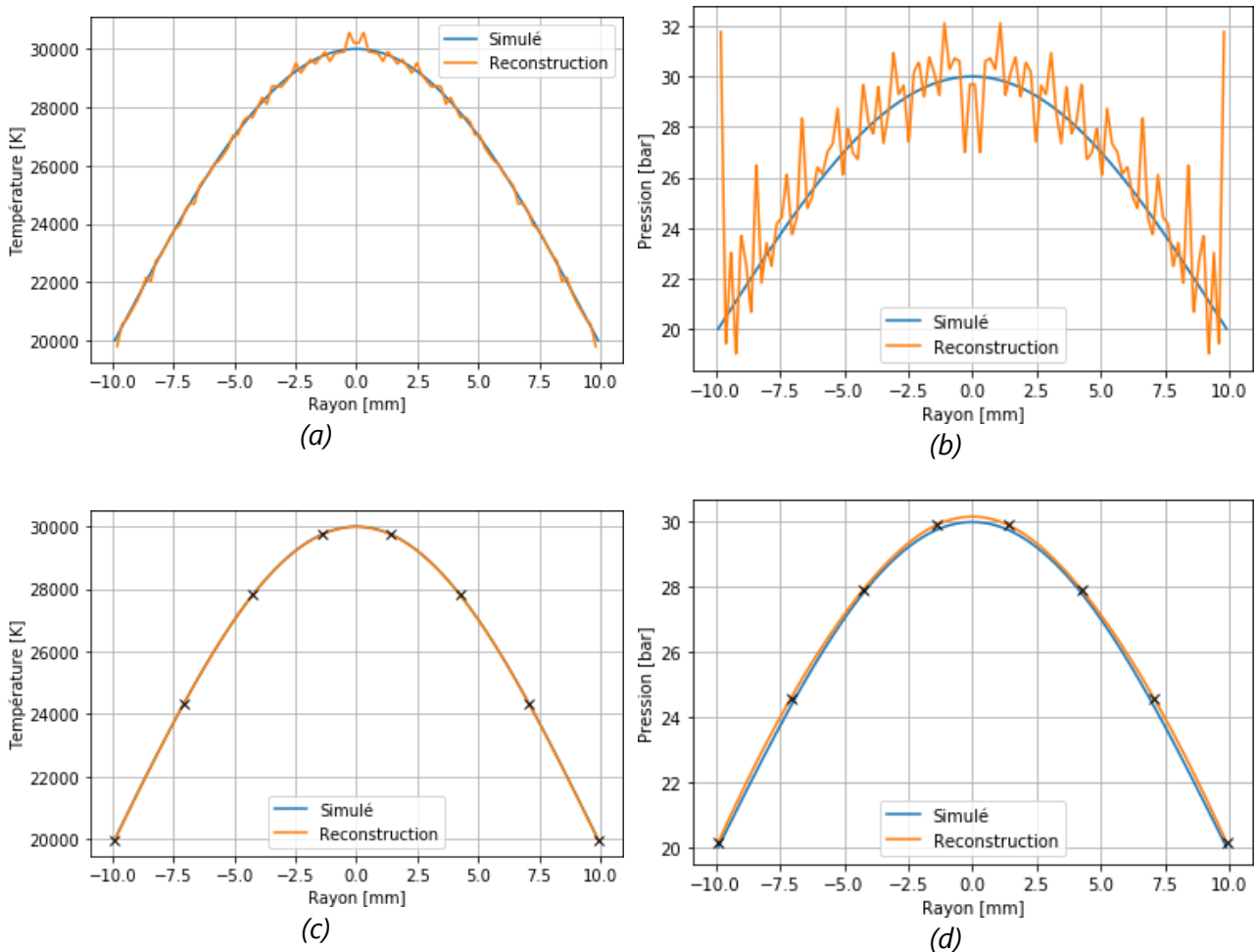


Figure 5.39 - Profils symétrisés reconstruits avec (a), (b) la méthode de proche en proche et (c), (d) la méthode globale, pour des profils respectifs de température et de pression.

5.3 Expériences

L'exploitation des mesures est effectuée en plusieurs étapes. Dans un premier temps nous analyserons les propriétés de l'arc au niveau de l'interface avec un panneau d'aluminium brut. Pour ce type de panneau, la morphologie de l'arc étant peu modifiée par la présence de l'échantillon (cf. chapitre IV), les profils de température, de pression et de densité électronique reconstruits peuvent être comparés avec ceux de la colonne d'arc libre (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016). Pour ces panneaux, nous effectuerons une étude de répétabilité, de l'influence du niveau de courant et des effets de la distance à l'échantillon. Dans un second temps, nous analyserons l'influence sur les propriétés thermodynamiques de l'arc de l'ajout d'un diélectrique sur la structure en aluminium. D'abord avec une fibre de verre percée, pour plusieurs niveaux de courant et pour différents diamètres de percement, et ensuite avec de la peinture. Dans

un dernier temps, nous aborderons le cas d'une protection aluminium collée sur une structure en fibre de verre. Pour chacun des cas, une étude de la dépendance temporelle est réalisée.

L'algorithme de reconstruction considère une solution avec une discrétisation croissante aux cours des itérations afin de limiter le risque d'être bloqué dans un minimum local (figure 5.30.a). Malgré cela, la convergence a parfois lieu vers des solutions où les spectres simulés ne sont pas représentatifs des spectres mesurés. Les reconstructions concernées sont volontairement omises de ces travaux. Les reconstructions problématiques correspondent essentiellement aux cas fortement auto-absorbés ou avec une importante fraction d'aluminium.

5.3.1 Panneaux d'aluminium brut

5.3.1.1 Espèces chimiques émettrices

Lorsqu'un panneau aluminium est soumis à un arc foudre impulsif, les raies observées dans les premiers instants sont les raies de l'air (figure 5.40.a), la raie de Al^+ à 466 nm apparaît au bout d'une dizaine de microsecondes (figure 5.40.b). L'émission de l'arc provient principalement du rayonnement de N^+ .

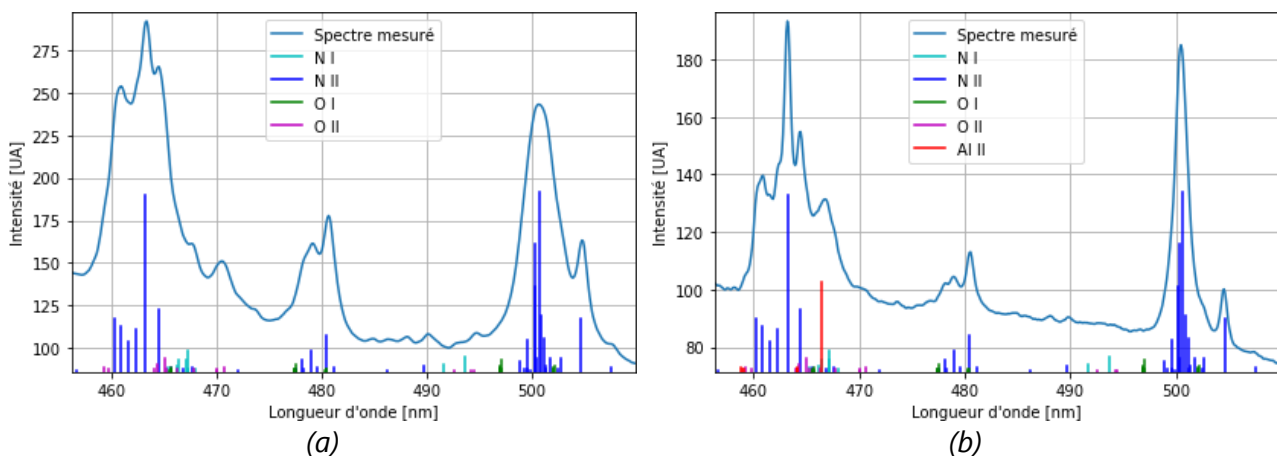


Figure 5.40 - (a), (b) spectres intégrés en unité arbitraire d'un arc d'onde D à 15 mm d'un panneau aluminium après 10 et 20 μs , avec l'intensité relative des raies d'un plasma d'air (a) et avec de l'aluminium (b), à l'ETL obtenue par un calcul de Saha pour une densité électronique de $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et une température de 2 eV (Kramida et al., 2018).

5.3.1.2 Validation de la symétrie de l'arc

La symétrie de l'arc est vérifiée en superposant les luminances provenant des parties supérieure et inférieure au centre de l'arc. Dans les premiers instants, après 5 μs (figure 5.41.a et c), ou loin de l'échantillon, à 15 mm du panneau (figures 5.41.a et b), l'arc est bien symétrique. Cependant, proche de l'échantillon après 25 μs , la symétrie n'est plus aussi propre (figure 5.41.d). Pour limiter les effets de la perte de symétrie sur les reconstructions, les spectres utilisés pour les reconstructions sont obtenus en

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

moennant les luminances spectrales provenant des parties inférieure et supérieure au centre de l'arc.

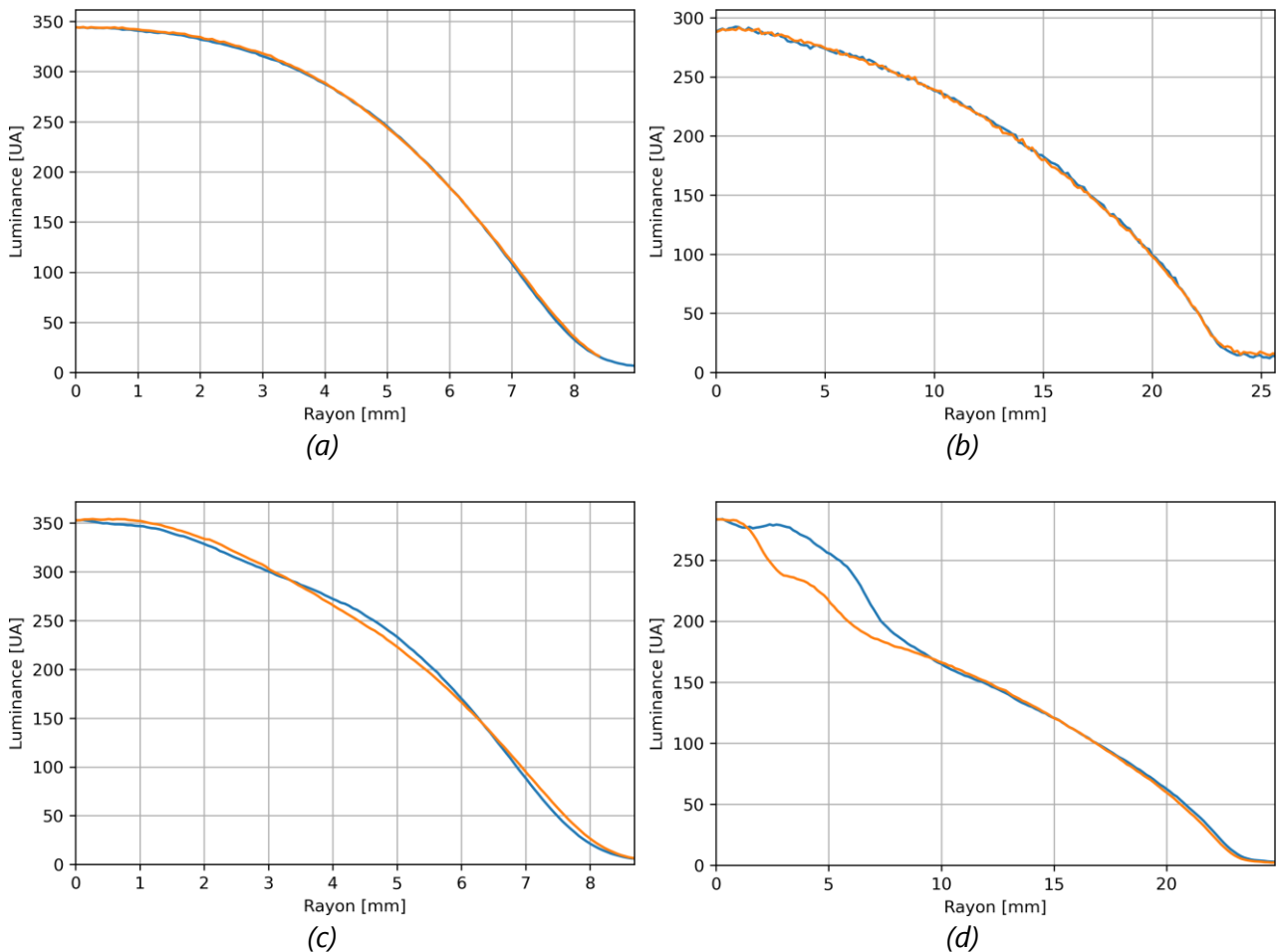


Figure 5.41 - Superposition des luminances spectrales de l'arc en fonction du rayon intégrées sur la fenêtre d'acquisition pour les valeurs négatives et positives du rayon, représenté en bleu et en orange, après 5 μ s (a et c) et 25 μ s (b et d) à une distance de 2 mm (c et d) et 15 mm (a et b) d'un panneau d'aluminium.

5.3.1.3 Répétabilité expérimentale

Des mesures de répétabilités ont été effectuées à 15 mm d'un panneau d'aluminium afin de vérifier la reproductibilité expérimentale et de valider la robustesse de l'algorithme de reconstruction ; c'est-à-dire la capacité de l'algorithme à converger vers une même solution à partir de mesures indépendantes.

La mesure de l'arc, à 15 mm de l'échantillon après 10 μ s, a été reproduite 5 fois. Les profils radiaux de température et de pression reconstruits sont similaires pour l'ensemble des mesures (figure 5.42). Cela valide la répétabilité expérimentale à 10 μ s ainsi que la robustesse de l'algorithme de reconstruction. Les profils reconstruits sont cohérents avec les mesures effectuées sur la colonne d'arc libre après 9 μ s (Sousa Martins, 2016). Les profils de densité électronique sont déduits des profils de température et de pression. Leurs variations reproduisent essentiellement celles des

profils de pression.

Parmi les profils reconstruits, le profil rouge se différencie des autres par une température plus faible (figure 5.42.a) et des valeurs sur le bord de l'arc de pression et de densité électronique plus élevées (figures 5.42.b et c). La comparaison des spectres intégrés spatialement (figure 5.43) fait apparaître une différence d'intensité des raies d'azote situées vers 500 nm. Ce groupement de raies est légèrement plus intense pour le profil rouge.

L'incertitude de reconstruction algorithmique, estimée numériquement, est représentée par les zones colorées situées autour des profils reconstruits. Cette incertitude est plus faible en relatif pour la température que pour la pression, comme cela a été constaté lors de l'étude numérique. L'incertitude augmente aussi lors du rapprochement vers le centre de l'arc. Ce renforcement de l'incertitude s'interprète par la faible quantité d'information provenant de la partie intérieure de l'arc, en raison de l'auto-absorption par les couches extérieures et du faible nombre de cordes traversant le centre de l'arc.

Une augmentation de la pression (figure 5.42.b) est constatée sur les bords de l'arc. Celle-ci est attendue d'après les simulations MHD de la colonne d'arc libre présentes dans les travaux de Pechereau et al. (Pechereau et al., 2019). Cependant, d'après le modèle MHD, la remontée de pression n'est pas suffisante pour égaler la pression au centre de l'arc. Il est possible que cette remontée, constatée sur les profils radiaux, provienne en partie d'un biais de reconstruction engendré par le faible rapport signal sur bruit au niveau du bord de l'arc. La non-linéarité, entre les propriétés radiatives du plasma et la pression, favorise alors une surévaluation de la pression. La diminution du rapport signal sur bruit entraîne aussi une augmentation de l'incertitude numérique d'estimation des profils de pression au niveau des bords de l'arc.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

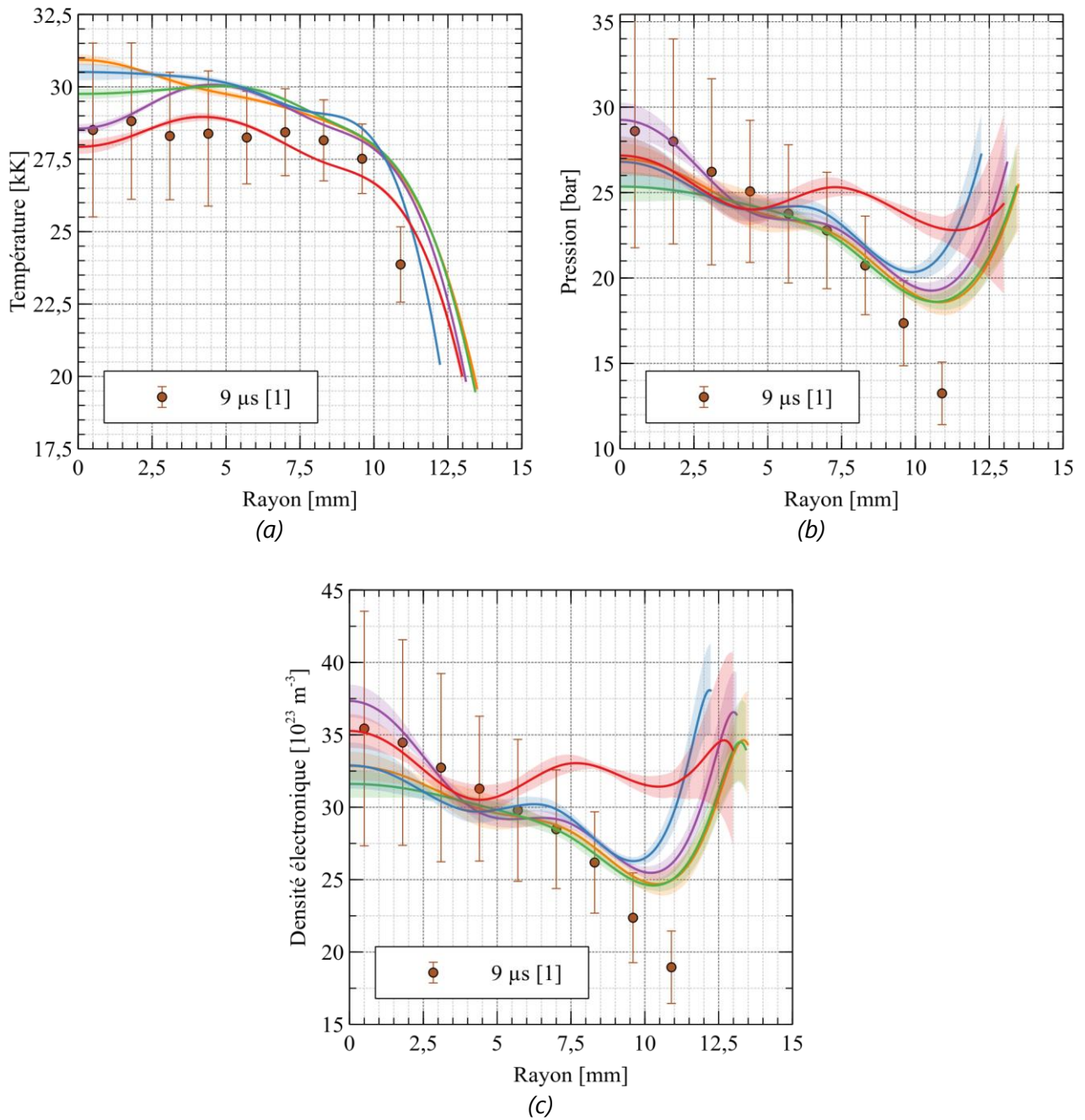


Figure 5.42 - Mesures de répétabilité à 15 mm d'un panneau d'aluminium d'un arc d'onde D après 10 μs pour les profils de température (a), de pression (b) et densité électronique (c). [1] mesures de la colonne d'arc libre d'un arc d'onde D (Sousa Martins, 2016).

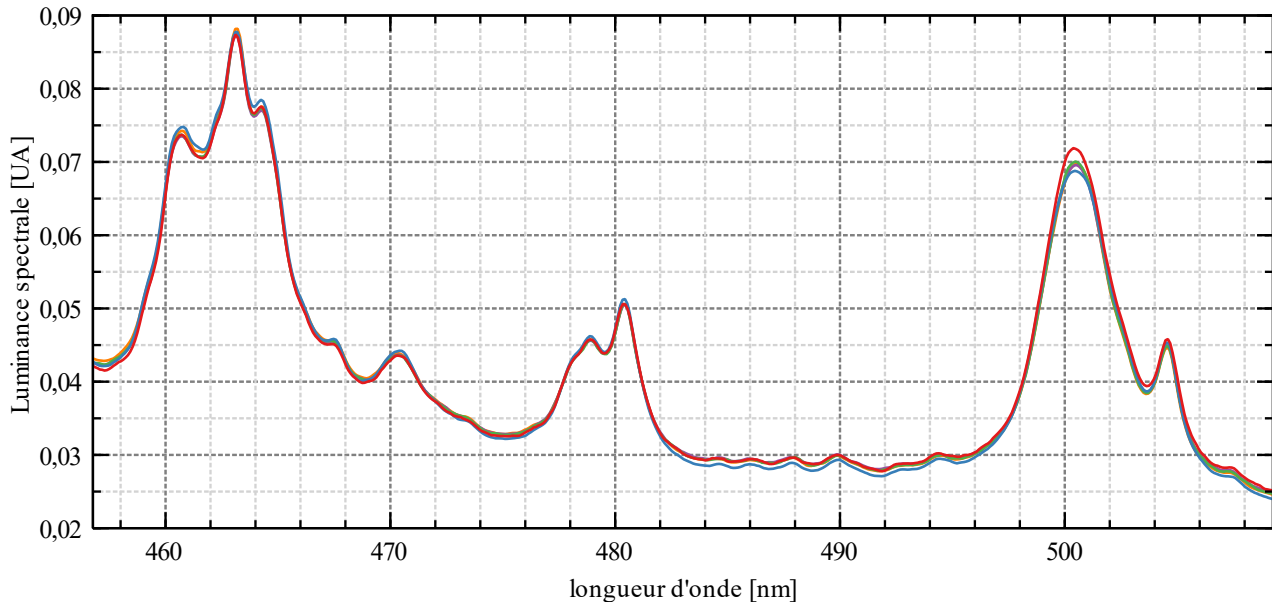


Figure 5.43 - Spectres intégrés spatialement et normalisés des mesures de répétabilité d'un arc d'onde D après 10 μ s à 15 mm d'un panneau d'aluminium.

Une correction de la calibration est effectuée dans la méthode de reconstruction afin d'éviter d'introduire un biais de calibration et d'améliorer la robustesse de la méthode. Lors des reconstructions effectuées à partir des mesures répétées à 10 μ s, des corrections allant jusqu'à 0,3 nm sont réalisées par rapport à la calibration automatique du spectromètre (figure 5.44.a). Une fois les valeurs moyennes retirées de ces corrections, elles diffèrent pour chaque longueur d'onde d'une différence d'estimation inférieure à 0,05 nm (figure 5.44.b), ce qui est inférieur à la résolution spectrale du spectromètre de 0,1 nm. La correction de la calibration permet de déterminer les longueurs d'ondes associées à l'émission lumineuse avec une précision supérieure à la résolution de l'acquisition, ce qui est souhaitable pour la robustesse de la méthode de reconstruction, d'après l'étude effectuée en amont à partir de profils théoriques.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

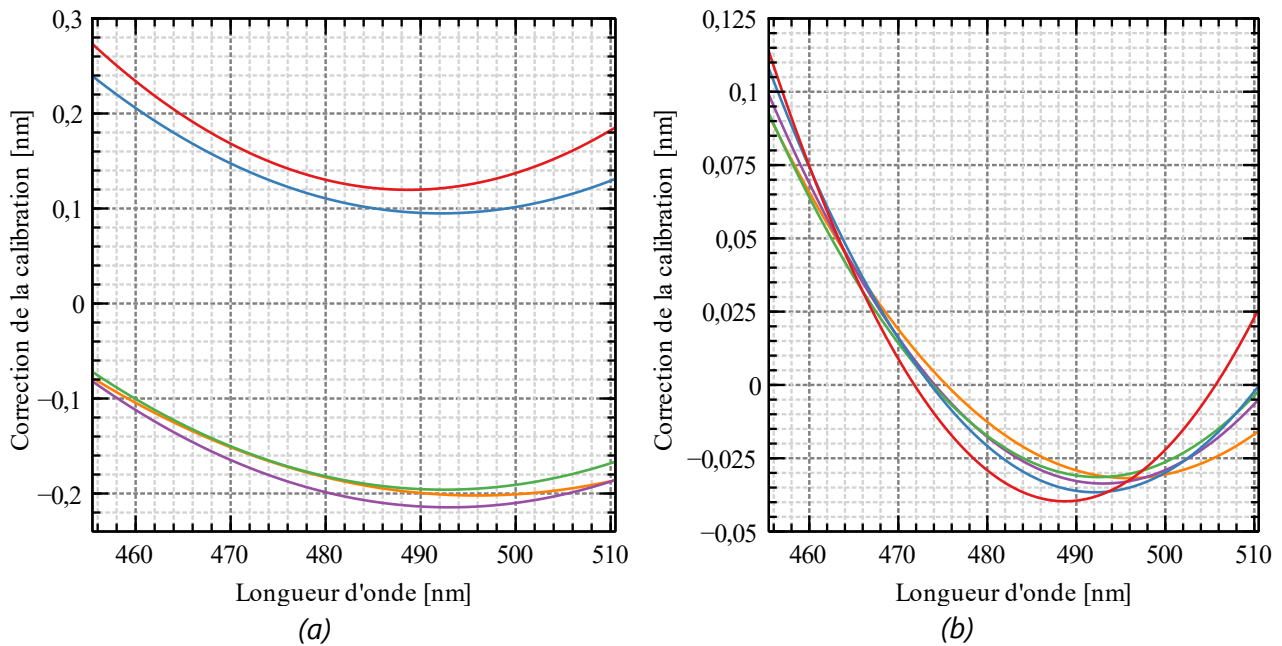


Figure 5.44 - Correction de la calibration en longueur d'onde obtenue pour les mesures de répétabilité à 15 mm d'un panneau d'aluminium après 10 μ s : (a) correction absolue : $\lambda_i - \lambda_{calibration}$, (b) correction après retrait de la valeur moyenne : $\lambda_i - \langle \lambda_i \rangle_{\forall \lambda}$ avec λ_i la longueur d'onde après correction pour le $i^{\text{ème}}$ tir.

À 15 mm de l'échantillon après 25 μ s, des mesures répétées mettent en évidence des variations de densité d'aluminium au sein de l'arc (figure 5.45.c). Elles proviennent d'une fluctuation expérimentale, comme le montre les spectres de la corde centrale où l'intensité de la raie d'aluminium à 466 nm varie entre les deux mesures (figure 5.46). Les profils de températures se superposent parfaitement à l'exception du centre de l'arc, où l'augmentation de la fraction d'aluminium entraîne une diminution de la température du profil rouge (figure 5.45.a). À l'inverse, les profils de pression et de densité électroniques se superposent pour les deux reconstructions, indépendamment de la présence d'aluminium (figures 5.45.b et d).

Les profils reconstruits de température, de pression et de densité électronique pour une mesure proche de l'échantillon diminuent au niveau du bord de l'arc. Cela a aussi été constaté lors de mesures effectuées sur la colonne d'arc libre (figures 5.45.a, b et d). Les profils de pression et de densité électronique proches de l'échantillon se superposent aux mesures de la colonne d'arc libre, tandis que la température proche de l'échantillon est de 2 kK supérieure à celle de la colonne d'arc libre.

Au niveau du centre de l'arc et proche d'un échantillon, des minimums locaux sont présents sur les profils de température, pression et densité électronique (figures 5.45.a, b et d). Ces minimums ne se retrouvent pas sur les mesures de la colonne d'arc libre. La présence d'aluminium ne permet pas d'expliquer cette différence. En effet, la fraction d'aluminium du profil bleu n'augmente pas au centre de l'arc (figure 5.45.c) et pourtant des minimums locaux sont observables sur les autres profils (figures 5.45.a, b et d). Les minimums locaux pourraient s'interpréter par la proximité de l'échantillon et la

présence du jet plasma qui se forme à sa surface.

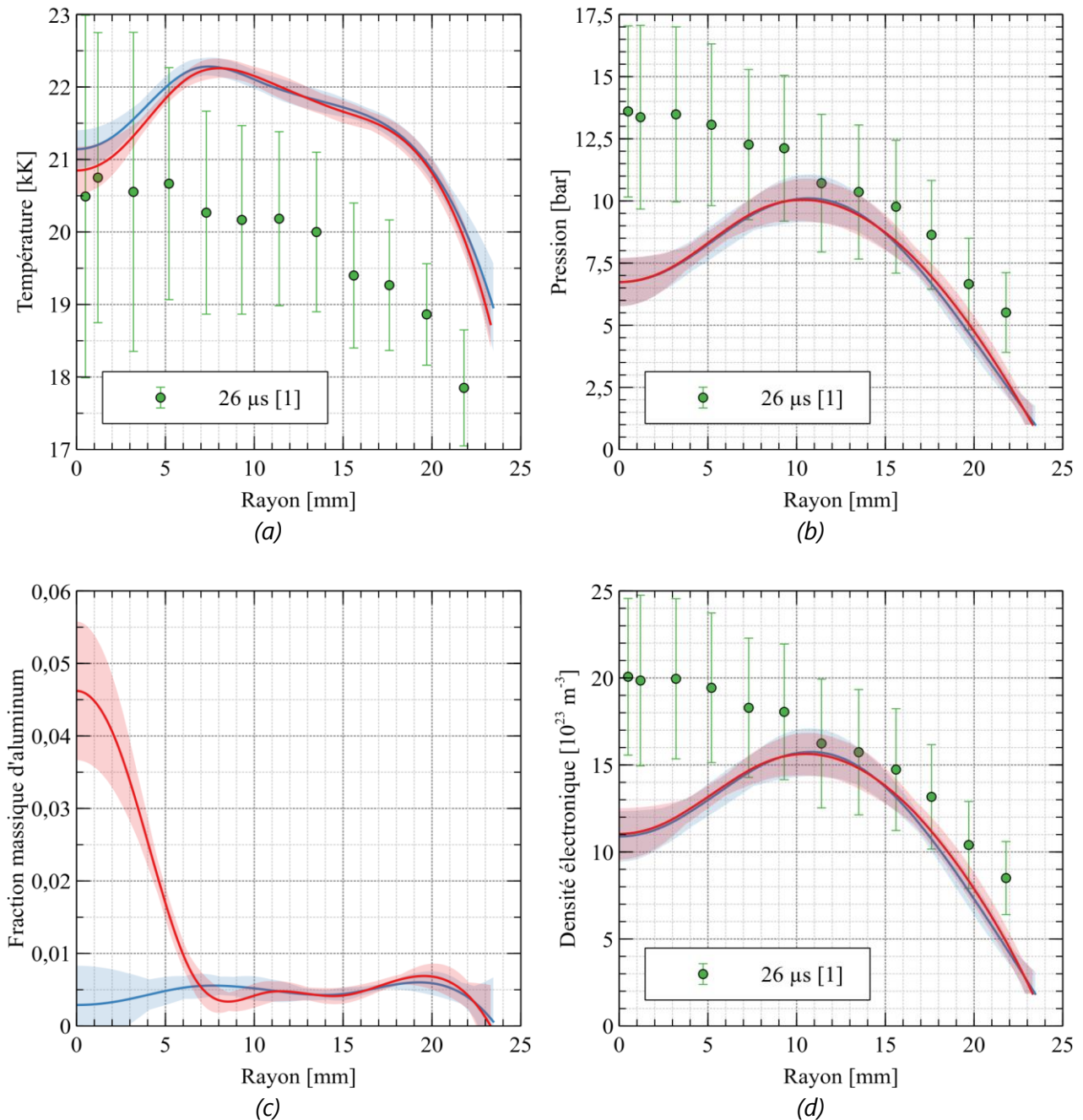


Figure 5.45 - Mesures de répétabilité d'une onde D à 15 mm d'un panneau d'aluminium après 25 μs avec les profils reconstruits de la température (a), de la pression (b), de la fraction d'aluminium (c) et de la densité électronique (d). Les profils bleu et rouge correspondent à des mesures distinctes dans les mêmes conditions. [1] mesures de la colonne d'arc libre d'un arc d'onde D (Sousa Martins, 2016).

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

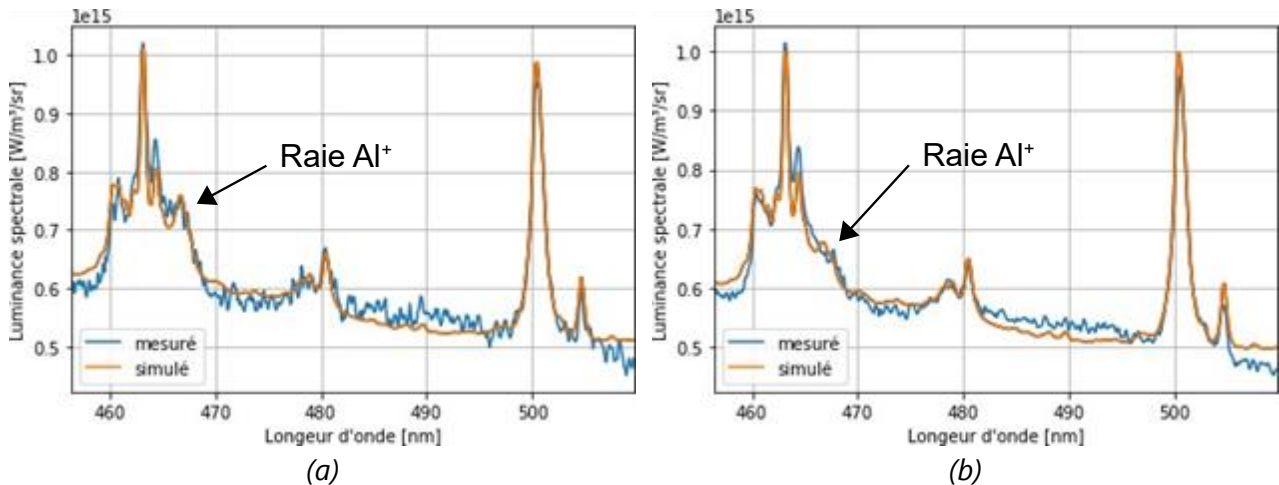


Figure 5.46 - Spectres mesurés et simulés de la corde centrale pour les profils rouge (a) et bleu (b) de la figure 5.45.

5.3.1.4 Émission parasite

Lors des mesures proches de l'échantillon, dans des conditions faisant apparaître la raie de Al^+ à 466 nm, une émission lumineuse apparaît régulièrement entre 470 et 500 nm (figure 5.47) à partir de 10 μs . Cette émission n'étant pas prévue par le modèle radiatif utilisé, plusieurs possibilités ont été examinées pour déterminer son origine.

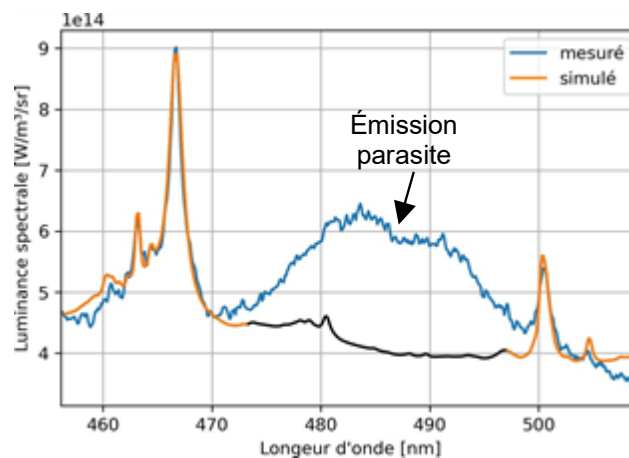


Figure 5.47 - Émission parasite présente sur un spectre d'émission à 2 mm de l'échantillon après 20 μs , avec en bleu le spectre expérimental correspondant à une corde traversant le centre de l'arc et le spectre reconstruit représenté en orange pour la partie servant à la minimisation et en noir la partie ignorée lors de la reconstruction.

Le premier scénario envisagé pour expliquer cette émission est la présence d'espèces provenant de l'alliage d'aluminium 2024-T3, qui se seraient vaporisées lors des essais foudre. Une estimation rapide de l'intensité des raies, effectuée avec loi de Saha généralisée pour des températures de 23 kK (2 eV, figure 5.48.a) et 35 kK (3 eV, figure 5.48.b), prévoit l'émission de raies de faibles intensités de Si^+ , Si^{++} , Cu^+ et Zn^+ . Cependant, ces raies ne présentant pas d'émission intense et continue entre 470 et 500 nm, elles ne permettent pas d'expliquer l'émission lumineuse observée.

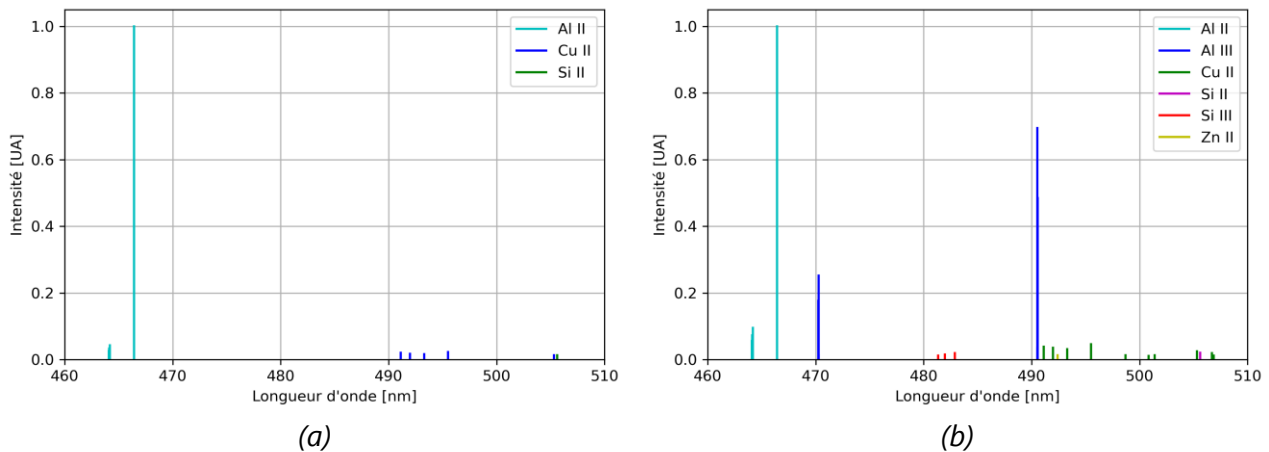


Figure 5.48 - Intensité des raies en unité arbitraire d'un plasma d'aluminium 2024-T3 à l'ETL obtenue par un calcul de Saha pour une densité électronique de $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et pour des températures de (a) 23 kK (2 eV) et (b) 35 kK (3 eV) (Kramida et al., 2018). Composition massique de l'aluminium 2024-T3 : Al 90,7-94,7 %, Cu 3,8-4,9 %, Mg 1,2-1,8 %, Mn 1,2-1,8 %, Fe < 0,5 %, Si < 0,5 %, Zn < 0,25 %, Ti < 0,15 %, Cr < 0,1 % (ASM Aerospace Specification Metals Inc., 2020).

La seconde supposition effectuée est l'éjection dans le jet de plasma de composés chimiques à base d'aluminium à une température inférieure à celle du plasma. Le retard de thermalisation pouvant s'expliquer par la taille des gouttelettes métalliques ou des particules éjectées dans le jet. D'après les fractions massiques tabulées dans la base HTGR EM2C, AIO est la dernière molécule à base d'aluminium présente lors de l'augmentation de température. AIO est présente en quantité significative jusqu'à 10 kK, au-delà de cette température l'aluminium est uniquement présent sous la forme monoatomique. AIO possède un ensemble de bandes vibrationnelles correspondant au système électronique $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ qui se chevauche en partie avec l'émission observée. Cependant, une tête de bande attendue à 484 nm (figure 5.49.a) n'apparaît pas sur les spectres. Des mesures effectuées avec une résolution spectrale supérieure, en utilisant les réseaux de 600 et 1800 traits, n'ont pas permis de distinguer une structure rotationnelle-vibrationnelle. Cela peut s'expliquer par un chevauchement des raies dû à l'élargissement de celles-ci provoqué par l'importante pression locale. Les propriétés radiatives de AIO ne permettent pas d'expliquer l'émission observée.

La dernière hypothèse envisagée est l'émission d'espèces monoatomiques provenant d'un plasma d'aluminium 2024-T3 qui ne seraient pas thermalisées. L'estimation de l'intensité des raies, avec la loi de Saha généralisée pour une température de 11,6 kK (1 eV, figure 5.49.b), fait ressortir des raies de manganèse qui coïncident avec une partie de l'émission lumineuse observée. Cependant, l'émission comprise entre 485 et 495 nm des spectres expérimentaux (figure 5.47) ne correspond à aucune raie intense et à l'inverse, des raies intenses correspondants au cuivre et au magnésium (figure 5.49.b) devraient être observables à 465 et 470 nm sur les spectres expérimentaux. Les raies d'espèces monoatomiques non thermalisées ne permettent pas non plus d'expliquer l'émission lumineuse.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

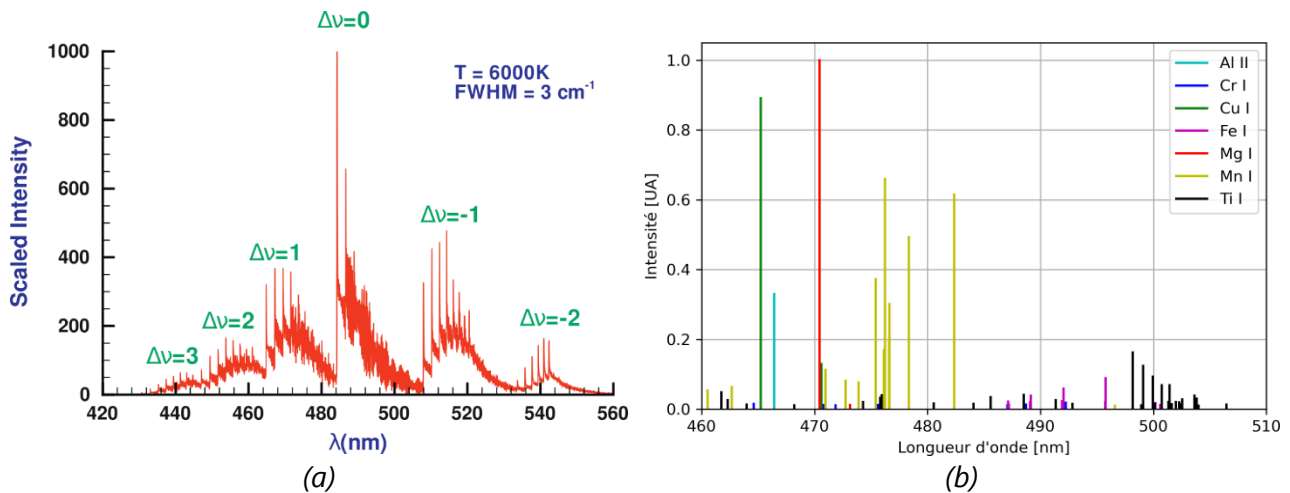


Figure 5.49 - Spectre d'émission de AlO à 6000 K dû au système électronique $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ (Parigger & Hornkohl, 2011). (b) intensité des raies normalisée par rapport à l'intensité de la raie la plus intense d'un plasma composé d'aluminium 2024-T3 à l'ETL obtenue par un calcul de Saha pour une densité électronique de 2.10^{18} m^{-3} et pour une température de 11,6 kK (1 eV).

La source de cette émission n'ayant pas pu être identifiée, nous avons supposé que l'ETL reste applicable pour les espèces thermalisées. Lorsque cette émission parasite est présente sur les spectres, les reconstructions ont été effectuées en utilisant un masque sur la partie du spectre concernée. Les tirs correspondants sont indiqués dans les tableaux 5.4, 5.6 et 5.8. Cette émission parasite apparaît systématiquement à partir du centre de l'arc, lorsqu'elle est présente, les spectres correspondants aux bords de l'arc ne sont pas toujours entachés de cette émission.

5.3.1.5 Mesures sur panneau aluminium

Ce paragraphe présente les reconstructions des propriétés locales d'arcs d'onde D effectuées à partir de mesures réalisées à 2, 5 et 15 mm de l'échantillon (figures 5.50 à 5.52) et de mesures à 5 mm de l'échantillon avec des ondes D/4, D/2 et D (figure 5.53).

La proportion du rayon de l'arc présentant de l'émission lumineuse parasite pour les mesures sur panneaux aluminiums est présentée dans le tableau 5.4. Cette émission est observée principalement proche de l'échantillon et de façon croissante au cours du temps, à 2 et 5 mm de l'échantillon. À 15 mm de l'échantillon, l'émission parasite est observée seulement à 20 μs .

Tableau 5.4 - Pourcentage du rayon de l'arc avec apparition d'une émission lumineuse parasite entre 470 et 495 nm lors d'essai foudre avec une onde D sur un panneau aluminium. Cette émission apparaît systématiquement à partir du centre de l'arc.

	5 μ s	10 μ s	15 μ s	20 μ s	25 μ s	30 μ s
2 mm	0 %	0 %	60 %	60 %	100 %	100 %
5 mm	0 %	0 %	0 %	50 %	50 %	100 %
15 mm	0 %	0 %	0 %	20 %	0 %	

Les propriétés de l'arc évoluent de façon semblable indépendamment de la distance à l'échantillon. La température, la pression et la densité électronique, maximales dans les premiers instants, décroissent au cours du temps. La fraction d'aluminium croît jusqu'à 20 μ s secondes, avant de décroître. L'émission de Al⁺ est observable dès 10 μ s à 2 mm de l'échantillon et seulement à partir de 15 μ s pour des distances d'observation plus éloignées (tableau 5.5).

Tableau 5.5 - Instant d'apparition de la raie de Al⁺ à 466 nm.

Distance de l'échantillon	2 mm	5 mm	15 mm
Apparition de la raie de Al ⁺	10 μ s	10 μ s	15 μ s

Les mesures effectuées après 10 μ s, à 5 mm d'un panneau aluminium, avec des ondes D/4, D/2 et D, mettent en évidence une augmentation de la température, de la pression et de la densité électronique avec le niveau de courant (figure 5.53). L'émission lumineuse parasite apparaît plus rapidement lorsque le courant diminue. Elle est observable dès 10 μ s pour l'onde D/4 (tableau 5.6).

Tableau 5.6 - Pourcentage du rayon de l'arc avec apparition d'une émission lumineuse parasite entre 470 et 495 nm lors d'essais foudre à 5 mm d'un panneau aluminium. Cette émission apparaît systématiquement à partir du centre de l'arc.

	10 μ s
D/4	35 %
D/2	0 %
D	0 %

Les mesures, effectuées à 5 mm de l'échantillon pour différents niveaux de courant, sont similaires aux valeurs mesurées sur la colonne d'arc libre, des différences sont observables au niveau de l'évolution radiale des profils (figure 5.53). En effet proche de l'échantillon, les profils reconstruits sont croissants sur le bord de l'arc avant de diminuer en se rapprochant du centre, alors que les profils mesurés sur la colonne d'arc libre ont uniquement une évolution monotone et croissante en se rapprochant du

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

centre de l'arc.

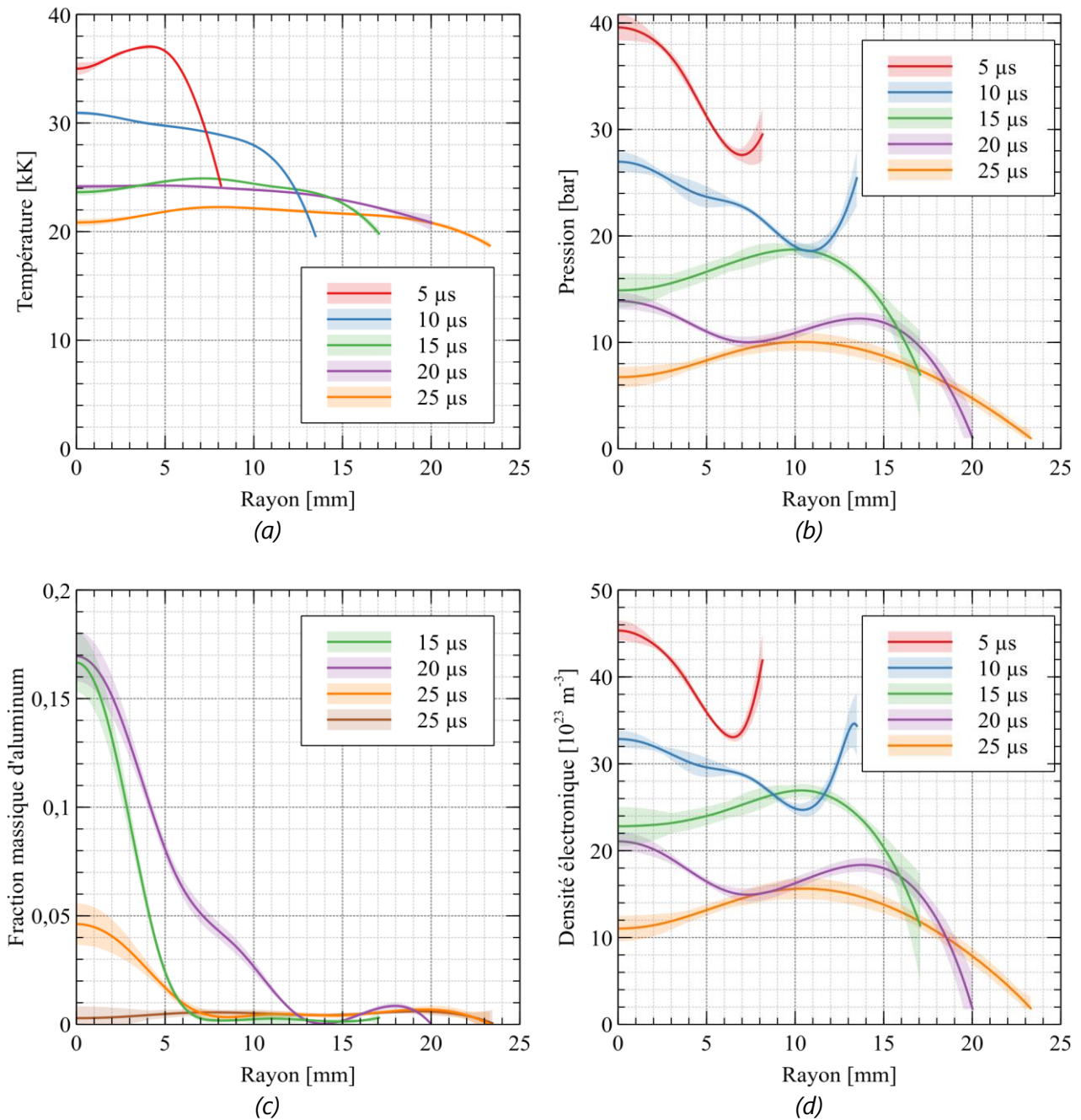


Figure 5.50 - Profils reconstruits d'un arc d'onde D à 15 mm d'un panneau d'aluminium. Les fractions d'aluminium des deux mesures effectuées à 25 μs sont représentées en (c). Les profils de température, de pression et densité électronique associés, qui se superposent, ne sont pas rappelés par soucis de lisibilité.

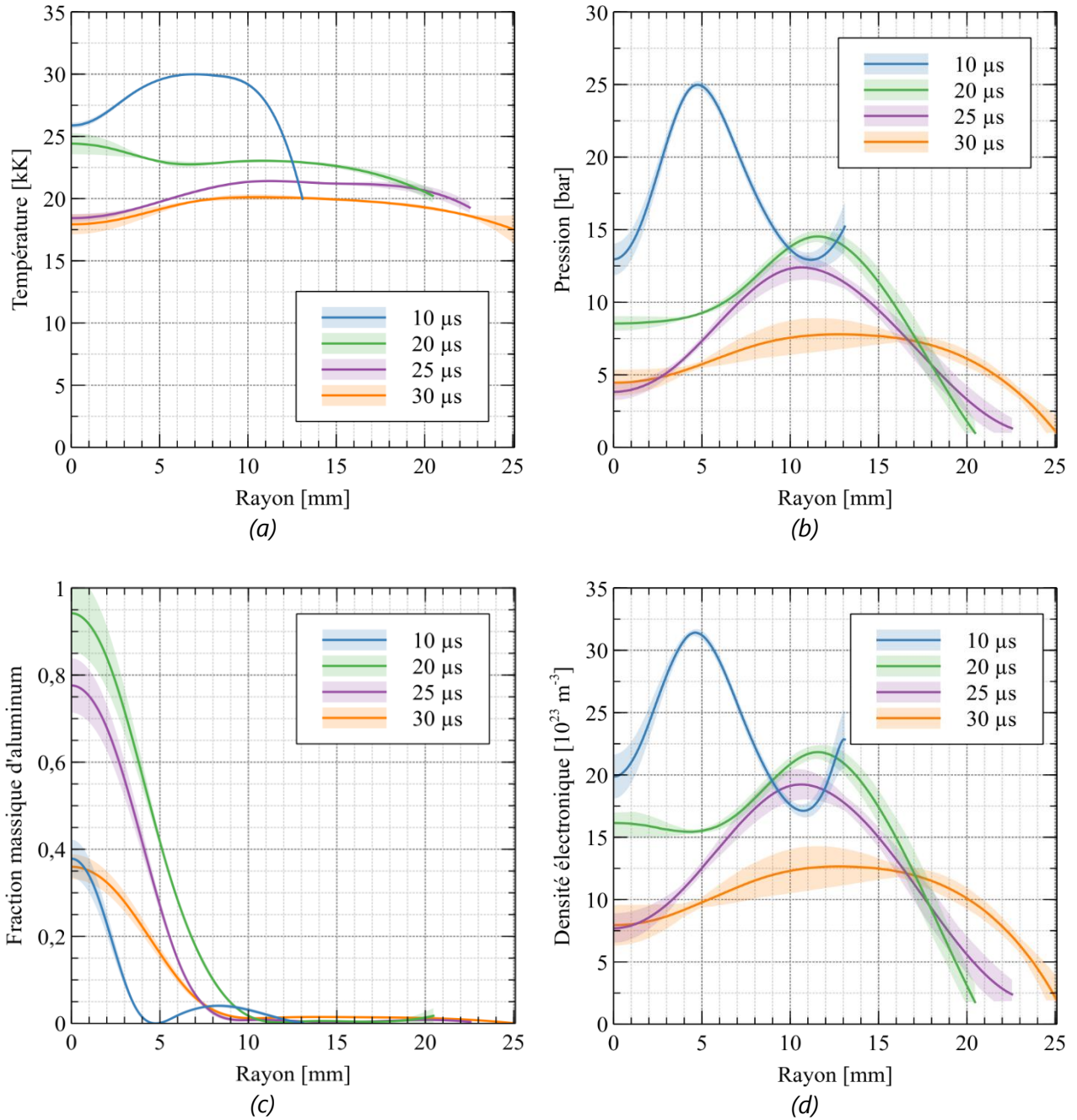


Figure 5.51 - Profils reconstruits d'un arc d'onde D à 5 mm d'un panneau d'aluminium.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

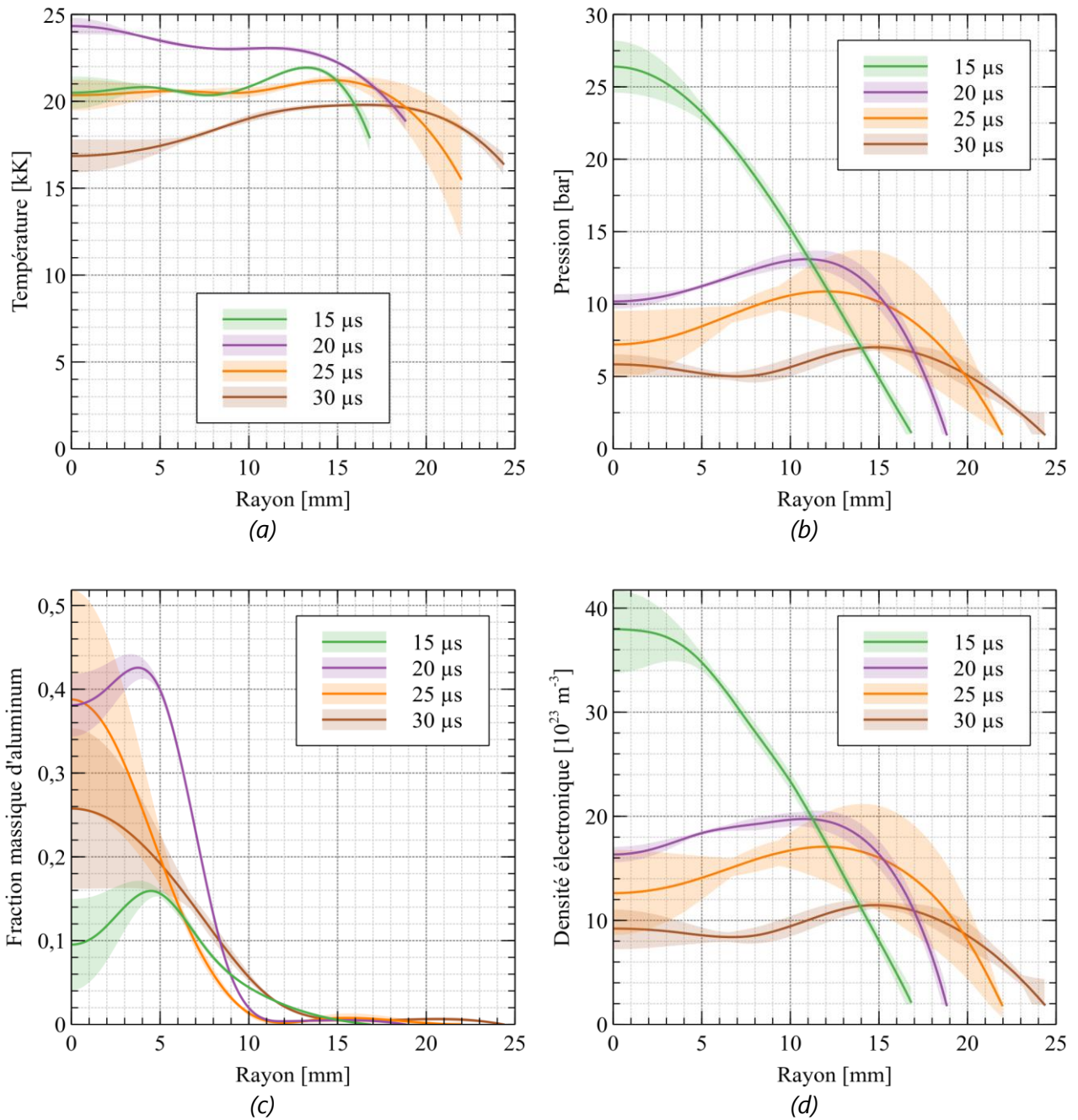


Figure 5.52 - Profils reconstruits d'un arc d'onde D à 2 mm d'un panneau d'aluminium.

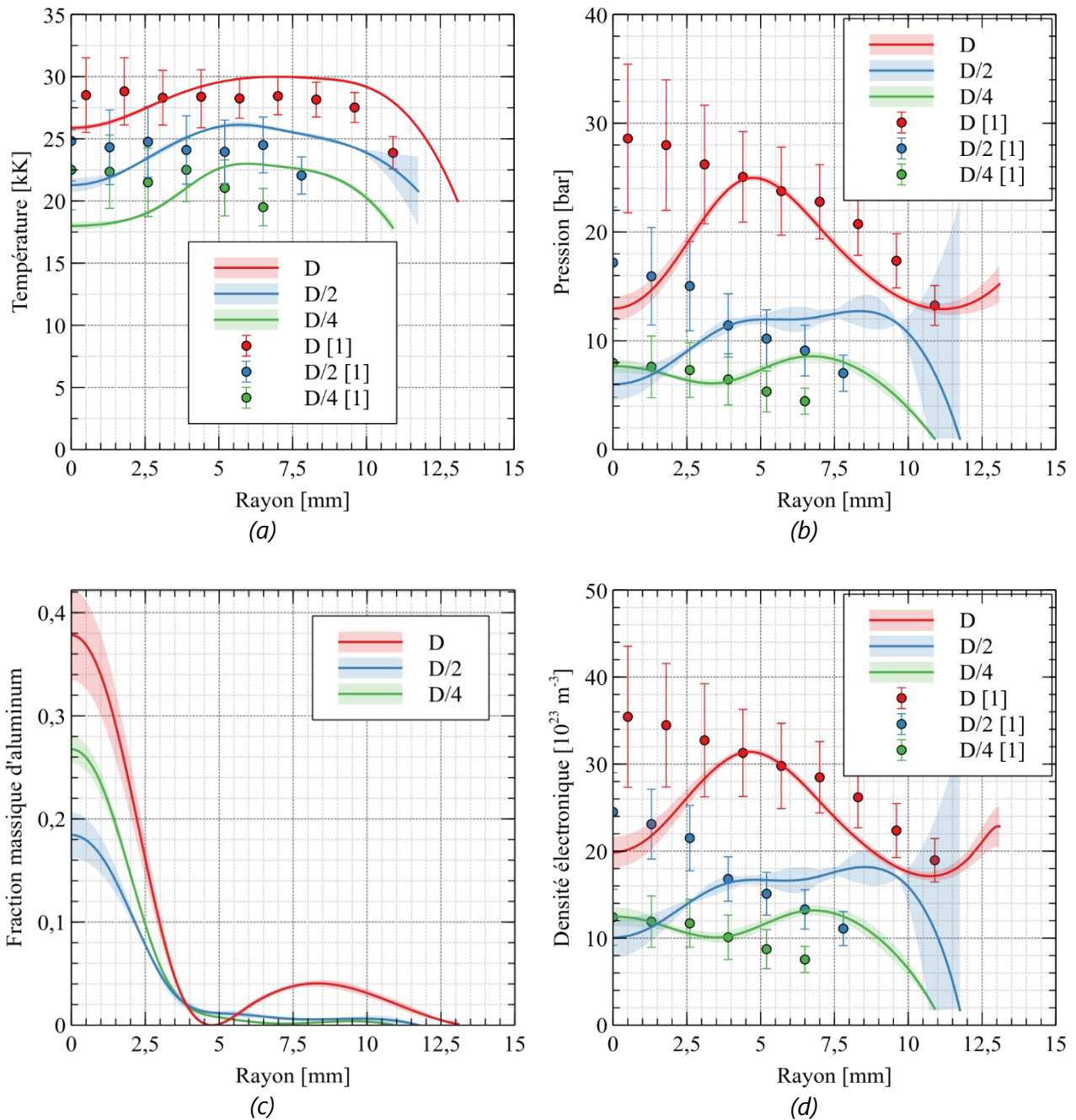


Figure 5.53 - Profils reconstruits d'arcs à 5 mm d'un panneau d'aluminium après 10 μ s pour différentes ondes. [1] mesures de la colonne d'arc libre après 9 μ s (Sousa Martins, 2016).

5.3.2 Panneaux d'aluminium avec diélectrique

5.3.2.1 Spectres intégrés et espèces chimiques émettrices

L'ajout d'une plaque de fibre de verre percée à la surface d'un panneau aluminium modifie les propriétés radiatives radiales de l'arc en formant deux régimes d'émission. La partie centrale de l'arc, correspondant au jet par effet Maecker (Maecker, 1955) observé au chapitre IV, présente une forte auto-absorption (figure 5.54). Dans cette région les raies sont fortement élargies et des minimums d'émission apparaissent au

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

centre des raies les plus intenses. À l'inverse, le pourtour du jet, comporte un continuum plus faible et des raies plus fines sans minimum d'émission en leur centre.

La diminution du diamètre du trou dans le diélectrique favorise l'augmentation de l'auto-absorption. En effet, pour le plus petit diamètre de trou, de 9 mm, les spectres d'émission des cordes traversant le jet correspondent à un continuum dans lequel les raies les plus intenses du pourtour sont observables par absorption (figure 5.54.b). Avec un trou de diamètre plus grand, de 20,4 mm, l'auto-absorption est plus faible. Les raies d'émission provenant du jet sont observables (figure 5.54.a).

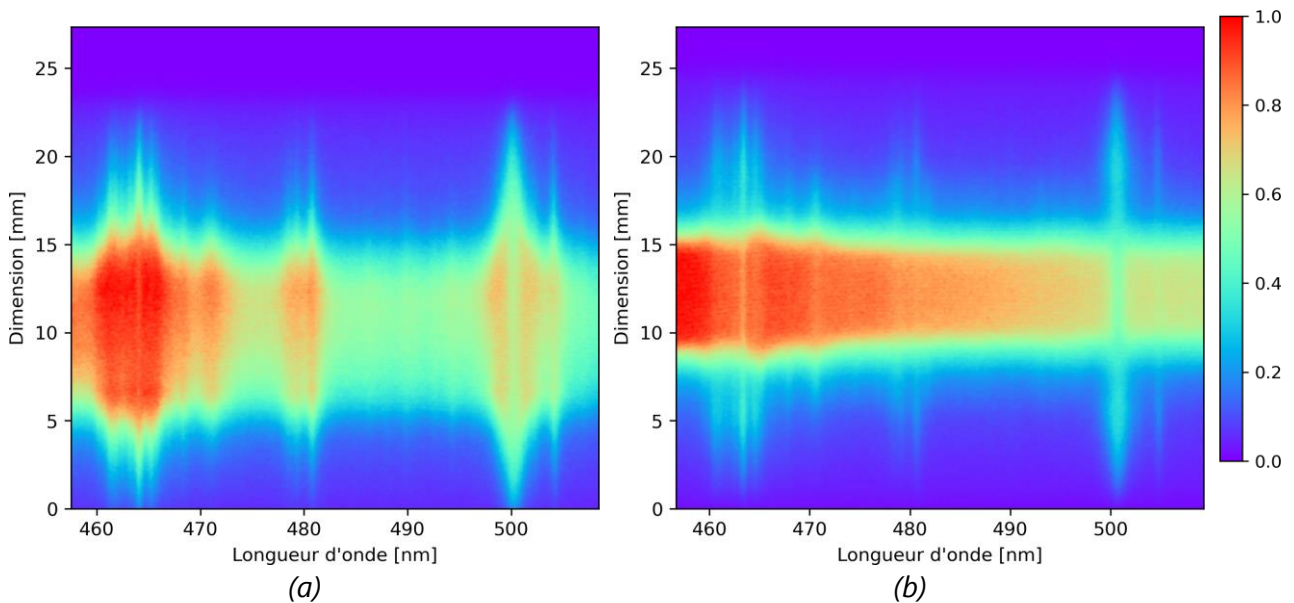


Figure 5.54 - Spectres normalisés d'arc d'onde D à 5 mm après 10 μ s d'un panneau aluminium recouvert d'une fibre de verre percée de trous de \varnothing 20,4 mm (a) et \varnothing 9 mm (b).

L'augmentation de l'auto-absorption due à la diminution du diamètre du trou s'observe aussi sur les spectres intégrés spatialement. En effet, avec un trou de 9 mm de diamètre, les raies sont plus aplaties et leurs intensités relatives par rapport au continuum sont plus faibles qu'avec un trou de 20,4 mm de diamètre (figures 5.55.c et d). Une augmentation de l'auto-absorption est aussi constatée avec le niveau de courant. Lors des essais avec les ondes D/4, D/2 et D (figures 5.55.a-c), les raies s'élargissent et leurs intensités relatives par rapport au continuum diminuent lorsque le niveau de courant augmente.

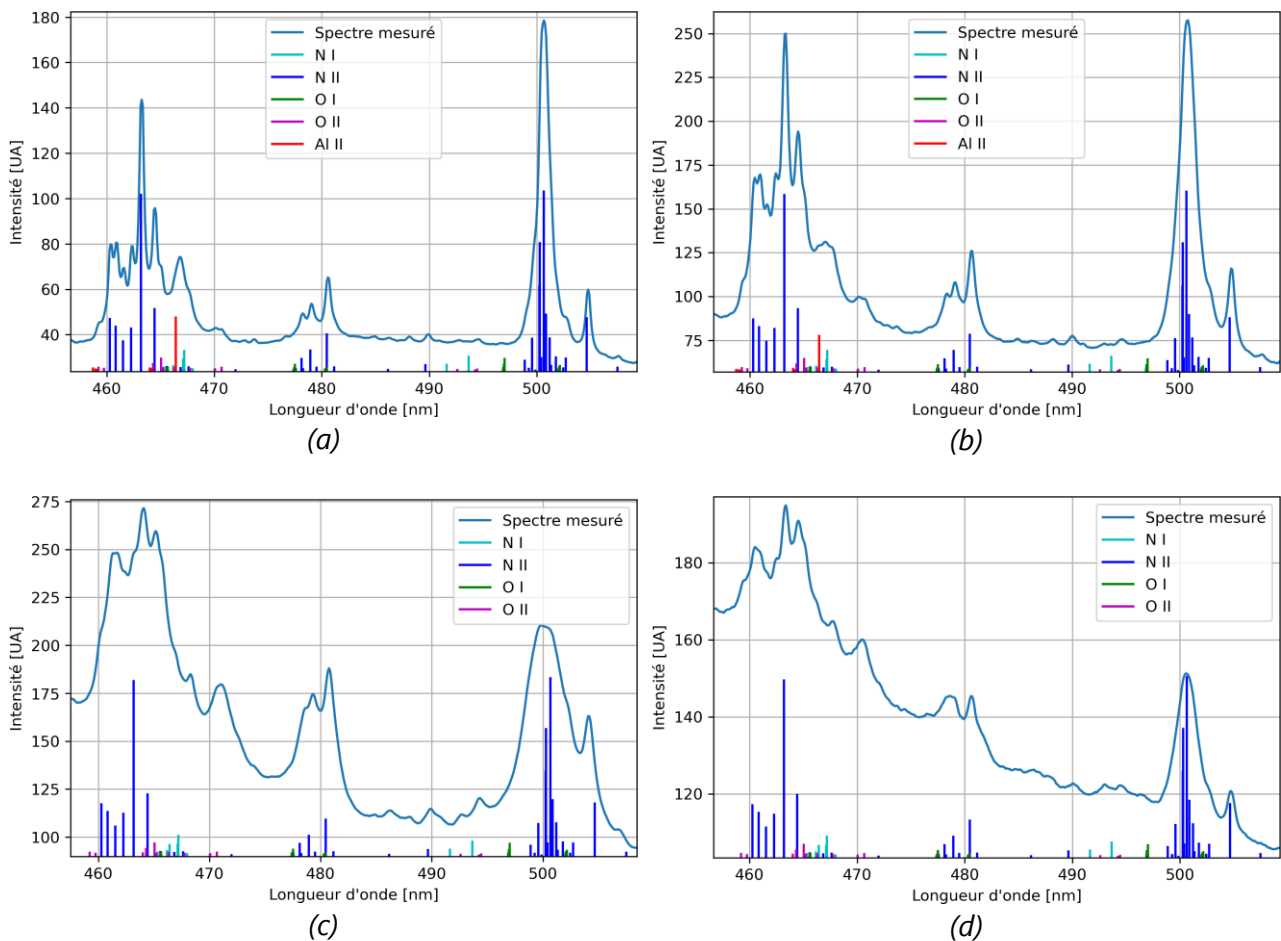


Figure 5.55 - Spectres intégrés en unité arbitraire d'arcs d'ondes $D/4$ (a), $D/2$ (b) et D (c, d) à 5 mm d'un panneau aluminium recouvert d'une fibre de verre percée d'un trou de $\varnothing 20,4$ mm (a,b,c) et de $\varnothing 9$ mm (d) après $10 \mu\text{s}$, avec l'intensité relative des raies d'un plasma d'air avec de l'aluminium à l'ETL obtenue par un calcul de Saha pour une densité électronique de $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et une température de 23 kK (2 eV) (Kramida et al., 2018).

L'instant d'apparition de la raie de Al^+ diminue avec le niveau de courant (tableau 5.7). Cette raie est observable à partir de $15 \mu\text{s}$ pour une onde D tandis qu'elle est visible dès $5 \mu\text{s}$ pour une onde $D/4$.

Tableau 5.7 - Visibilité de la raie de Al^+ à 466 nm au cours du temps à 5 mm de l'échantillon pour plusieurs niveaux de courant et différents diamètres de percement. Dans le cas d'une onde D avec un diélectrique percé d'un trou de 9 mm de diamètre, le spectre d'émission continu au niveau du jet Maecker rend impossible l'identification de la raie de Al^+ dans les premiers instants.

	5 μs	7,5 μs	10 μs	15 μs
D/4 - $\varnothing 20,4$ mm	Visible	Visible	Visible	Visible
D/2 - $\varnothing 20,4$ mm	Absente	Visible	Visible	Visible
D - $\varnothing 20,4$ mm	Absente	Absente	Absente	Visible
D - $\varnothing 9$ mm	?	?	?	Visible

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

5.3.2.2 Reconstruction des propriétés radiales

Le jet Maecker engendre une forte auto-absorption qui réduit l'information disponible permettant de déterminer les propriétés du plasma. En effet, lorsque les mesures expérimentales présentent une très forte auto-absorption, la méthode de reconstruction n'est plus fiable. Dans ces conditions, l'algorithme de reconstruction converge vers des minimums locaux où les spectres simulés ne reproduisent pas les spectres expérimentaux. Ces difficultés de convergence empêchent d'effectuer toute reconstruction à partir des mesures réalisées avec une onde D.

Cependant, une reconstruction relativement proche des spectres expérimentaux a pu être réalisée pour une mesure d'un arc d'onde D après $7,5\mu\text{s}$ sur un panneau aluminium recouvert d'une fibre de verre percée d'un trou de 20,4 mm de diamètre (figure 5.56). Cette reconstruction est cohérente pour les cordes traversant le centre de l'arc, cependant l'intensité des raies est mal reproduite au niveau des cordes traversant le pourtour du jet. Les reconstructions effectuées par la méthode de Monte-Carlo pour le calcul de l'incertitude ont par ailleurs systématiquement convergées vers des solutions éloignées des spectres de référence. Cette perte de robustesse, constatée aussi bien pour des spectres mesurés que pour des spectres simulés où il n'y a pas de biais de modèle, est due à la méthode de recherche de minimum qui n'est pas optimisée pour ce type d'arc, comportant deux régions connexes avec des propriétés radiatives très différentes et dont l'une est quasiment optiquement épaisse.

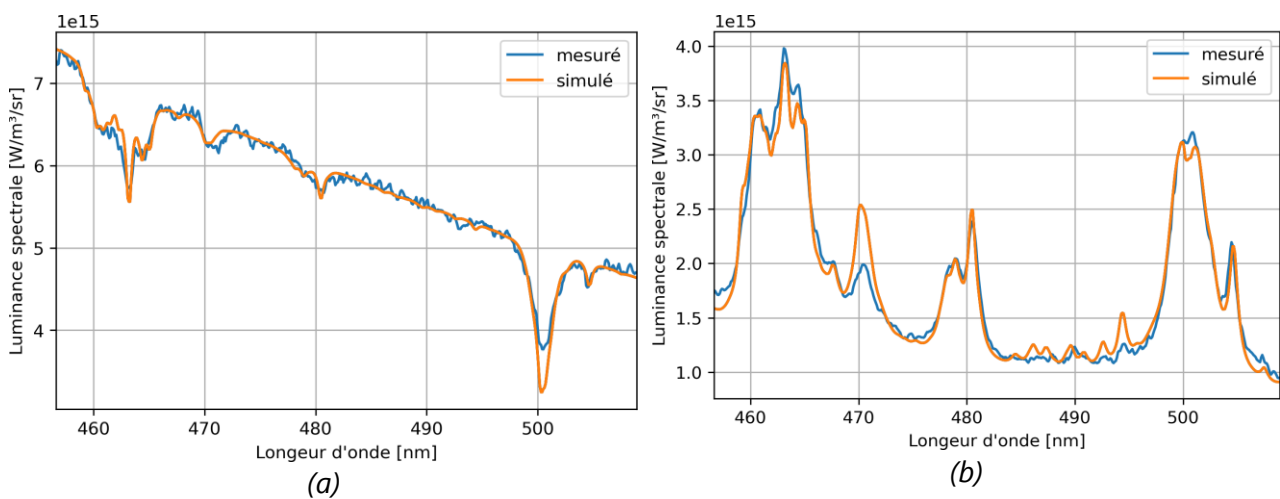


Figure 5.56 - Reconstruction des spectres d'un arc d'onde D à 5 mm d'un panneau aluminium recouvert d'une fibre de verre percée ($\varnothing 20,4$ mm) à $7,5\mu\text{s}$. (a) Spectre d'une corde passant par le centre du jet et (b) spectre d'une corde passant par le pourtour du jet.

L'émission lumineuse parasite est aussi observée sur des spectres d'arc d'onde D/4 (tableau 5.8). Lorsque cette émission est présente, un masque est utilisé pour reconstruire les propriétés radiales de l'arc.

Tableau 5.8 - Pourcentage du rayon de l'arc avec apparition d'une émission lumineuse parasite entre 470 et 495 nm lors d'essais foudre à 5 mm d'un panneau aluminium recouvert d'une fibre de verre percée ($\varnothing 20,4$ mm). Cette émission apparaît systématiquement à partir du centre de l'arc.

	5 μ s	7,5 μ s	10 μ s	15 μ s
D/4	0 %	30 %	30 %	100 %
D/2	0 %	0 %	0 %	0 %
D	0 %	0 %	0 %	0 %

Les reconstructions réalisées pour les ondes D/4 et D/2 en présence d'une constriction imposée par le diélectrique sont présentées figures 5.57 et 5.58. Les reconstructions montrent que l'augmentation de la densité d'aluminium locale au centre l'arc s'accompagne d'une diminution de la température dans la même région (figures 5.57 et 5.58). Cette tendance au refroidissement du plasma en présence d'aluminium est systématiquement observée pour les mesures présentées jusqu'à présent. En effet, elle est aussi observable en moindre mesure lors d'essais sur des panneaux d'aluminium brut (figure 5.53). Le cas le plus probant correspondant aux mesures répétées à 25 μ s, où pour deux mesures identiques, la fluctuation de l'aluminium entraîne un refroidissement local du plasma (figure 5.45).

La température, la pression et la densité électronique augmentent avec le niveau de courant en présence de diélectrique et à l'inverse, à 7,5 et 10 μ s, la fraction d'aluminium diminue avec l'augmentation du niveau de courant (figures 5.57 et 5.58).

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

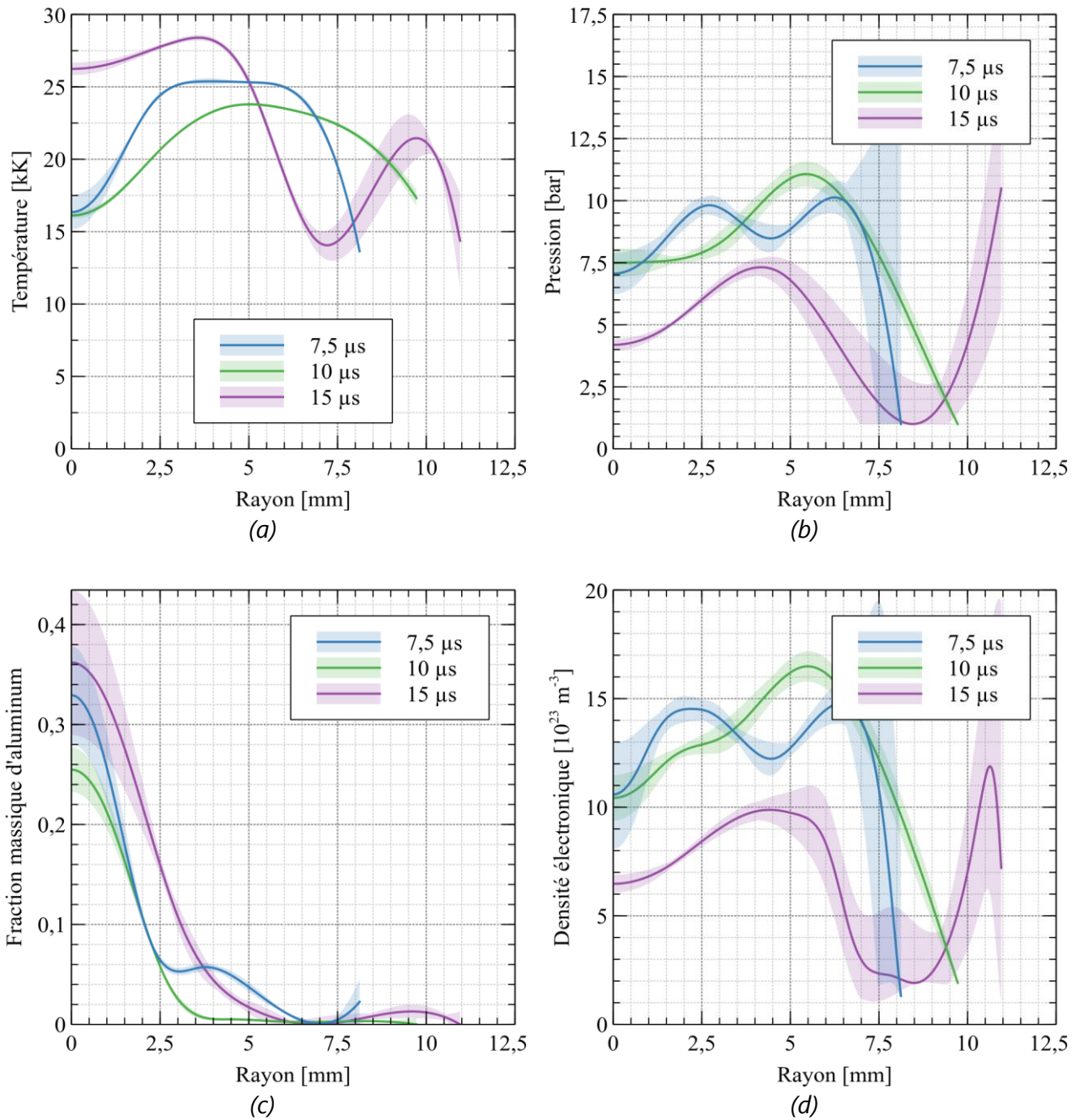


Figure 5.57 - Profils reconstruits d'un arc d'onde $D/4$ à 5 mm d'un panneau d'aluminium recouvert d'une fibre de verre percée d'un trou de $\text{Ø}20,4$ mm de diamètre.

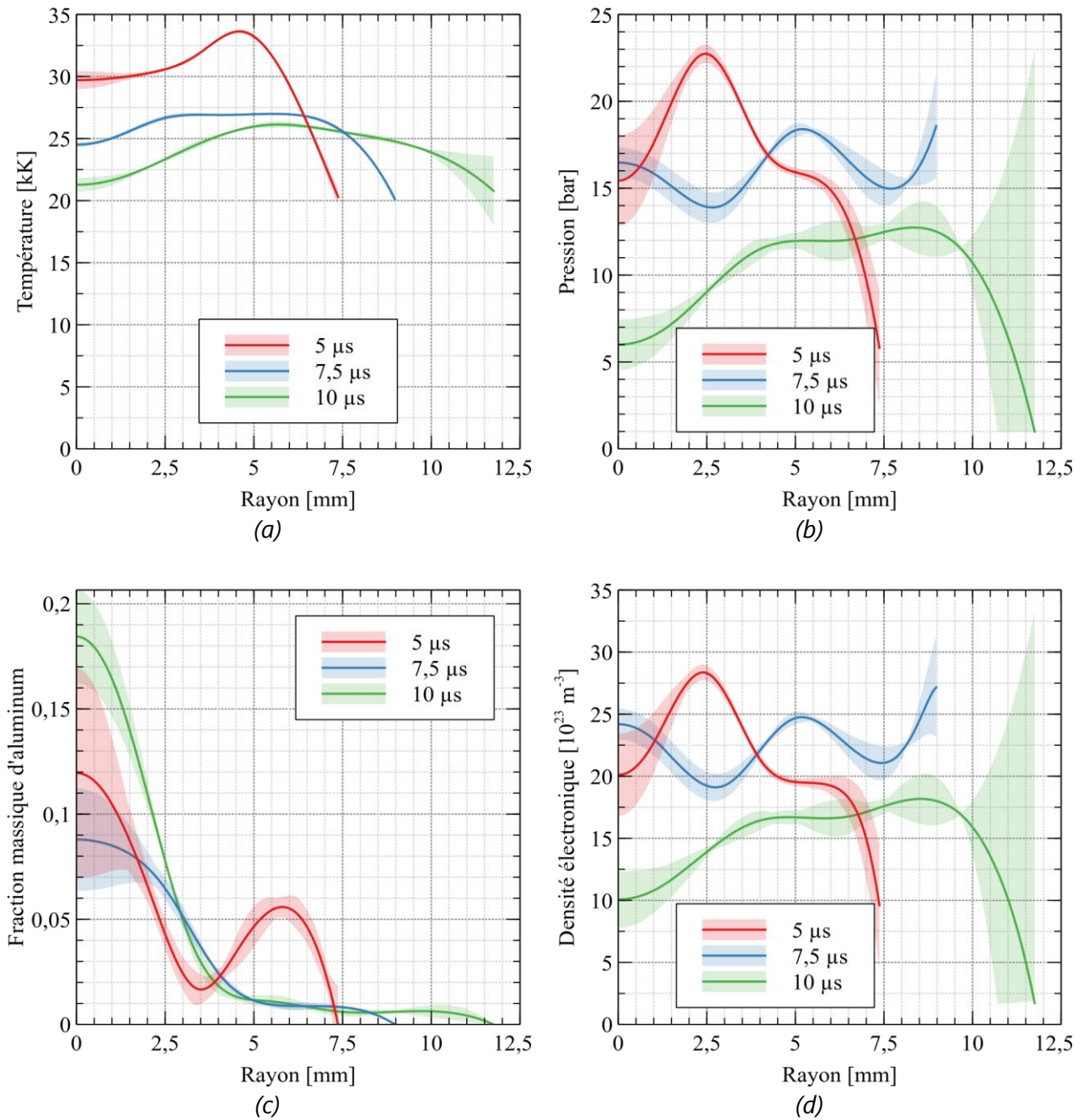


Figure 5.58 - Profils reconstruits d'un arc d'onde $D/2$ à 5 mm d'un panneau d'aluminium recouvert d'une fibre de verre percée d'un trou de $\text{Ø}20,4$ mm de diamètre.

5.3.2.3 Panneau aluminium peint

La peinture limite la surface disponible pour l'entrée du courant dans le panneau, ce qui entraîne la formation d'un jet Maecker observé au chapitre IV. Lors des essais foudre, des morceaux de peinture sont projetés dans le plasma. Ces projections, majoritairement présentes au niveau du jet Maecker, altèrent le spectre d'émission, rendant impossible la reconstruction des profils radiaux de l'arc. Les niveaux d'occultation du rayonnement varient avec la position des projections dans le plasma (figure 5.59.a).

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

La luminance du jet est semblable à celle observée pour un panneau d'aluminium recouvert d'une fibre de verre percée d'un trou de 9 mm. Au niveau du jet Maecker, le rayonnement est fortement auto-absorbé. Le plasma étant optiquement épais, les spectres correspondant aux cordes traversant le centre de l'arc sont composés d'un continuum avec des raies d'absorption provenant du pourtour ou du bord du jet (figure 5.59.b). À l'inverse, le pourtour du jet n'est pas optiquement épais. Les spectres des cordes traversant seulement le bord de l'arc sont constitués exclusivement de raies d'émission (figure 5.59.c).

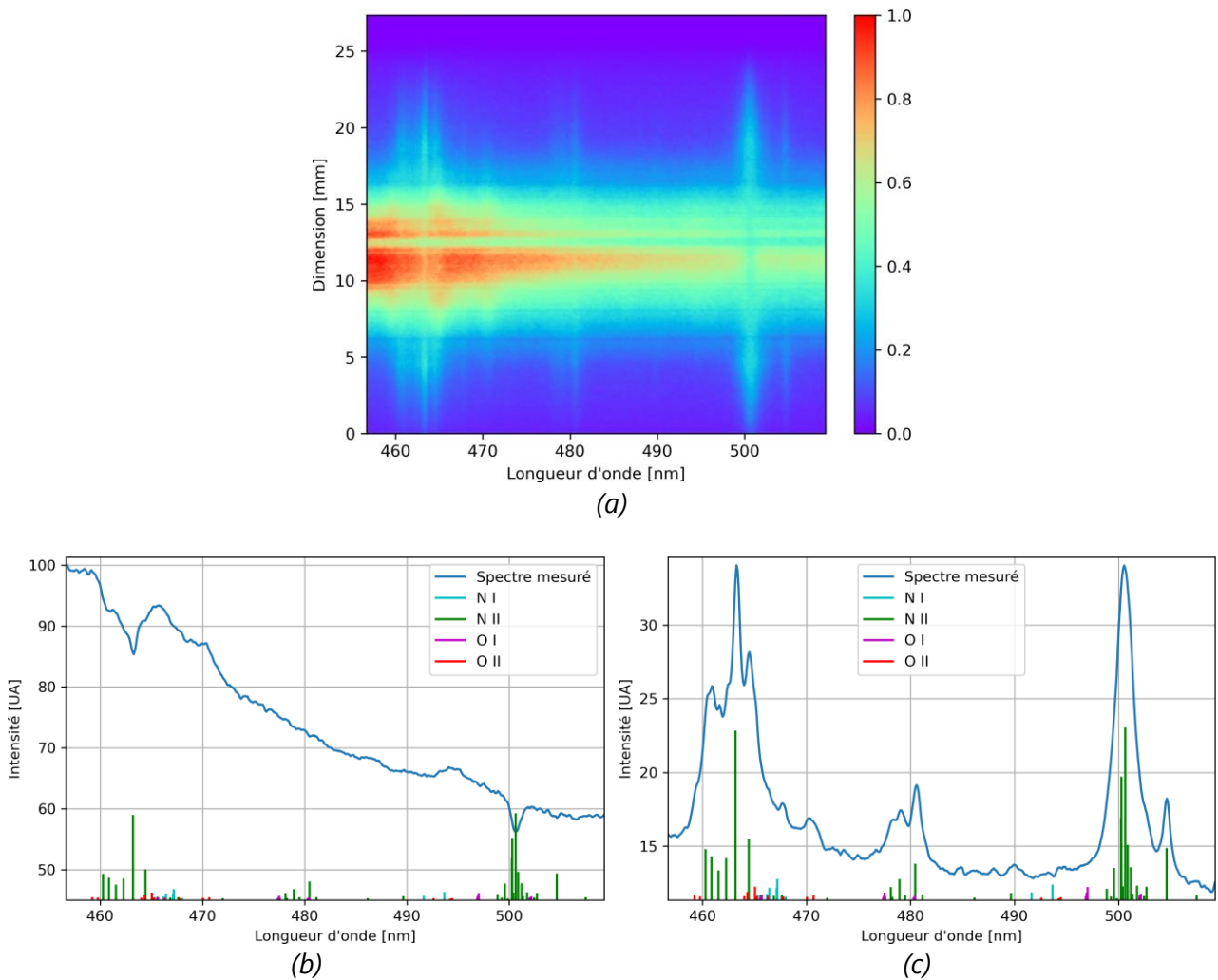


Figure 5.59 - Mesure de spectroscopie d'un arc d'onde D après $10 \mu\text{s}$ à 5 mm d'un panneau aluminium recouvert d'une peinture de $100 \mu\text{m}$. (a) les spectres normalisés et (b,c) les spectres intégrés spatialement sur les cordes traversant le jet Maecker (b) et le pourtour du jet (c) superposés à l'intensité relative des raies d'un plasma d'air à l'ETL obtenue par un calcul de Saha pour une densité électronique de $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et une température de 23 kK (2 eV) (Kramida et al., 2018).

5.3.2.4 Comparaison du jet plasma pour différents diélectriques

Les émissions spectrales des arcs après 10 μ s mesurées à 5 mm de panneaux d'aluminium recouverts d'une fibre de verre percée ou de peinture ont des caractéristiques similaires. Les spectres provenant du centre de l'arc, correspondants au jet Maecker, présentent toujours une forte auto-absorption tandis que ceux provenant du pourtour du jet présentent une faible auto-absorption.

Les rayons du jet Maecker et du plasma en pourtour du jet sont reportées dans le tableau 5.9. Leurs valeurs augmentent avec la taille de la constriction imposée par la fibre de verre. Pour la peinture, le rayon du jet est intermédiaire entre les valeurs de rayons mesurées avec les fibres de verre percées d'un trou de 9 et 20,4 mm de diamètres et le rayon du pourtour est semblable à celui mesuré pour la fibre de verre percée d'un trou de 20,4 mm de diamètre. Les rayons déterminés pour le pourtour du jet à partir des mesures de spectroscopie coïncident avec les valeurs de rayon mesurées au chapitre IV.

Tableau 5.9 - Diamètres du jet Maecker et du pourtour d'un arc d'onde D après 10 μ s mesurées à 5 mm de panneaux d'aluminium recouverts de diélectrique.

	Fibre de verre percée (\varnothing 9 mm)	Fibre de verre percée (\varnothing 20,4 mm)	Peinture (100 μ m)
Jet Maecker	4,6 mm	6,6 mm	5,2 mm
Pourtour du jet	12,9 mm	13,8 mm	13,7 mm

5.3.3 Protections métalliques

Les mesures de spectroscopie d'arc effectuées sur des panneaux en fibre de verre recouvert d'une protection métallique SAF 27 montre que l'émission de l'arc est invariante spatialement, à l'exception des bords (figure 5.60.a). Les spectres mesurés, après 10 et 20 μ s, comportent un important continuum et les raies émises correspondent majoritairement à de l'aluminium (figure 5.60.b). L'émission très intense de l'aluminium, déjà constatée dans la littérature (Cressault et al., 2008), masque l'émission des raies de l'air qui sont faiblement discernables et rend donc la méthode de reconstruction inutilisable pour ce type de panneau. Ces mesures témoignent de la présence d'une importante fraction d'aluminium dans le plasma.

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

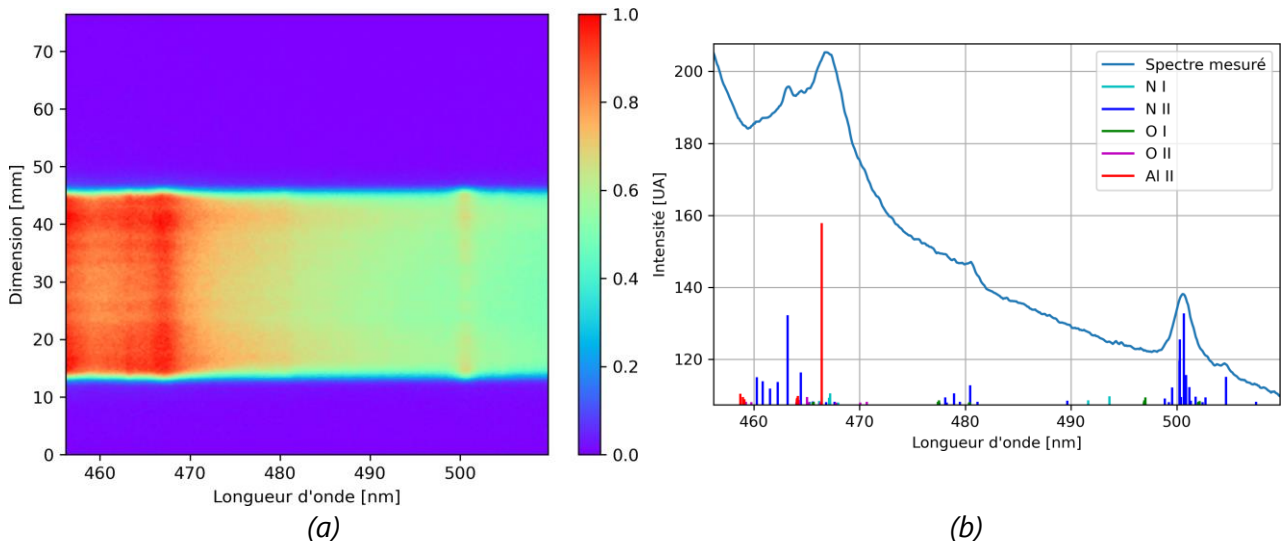


Figure 5.60 - Mesure de spectroscopie d'un arc d'onde D après $10 \mu\text{s}$ à 2 mm d'un panneau de fibre de verre recouvert d'une protection SAF 27. (a) spectres normalisés et (b) spectres intégrés en unité arbitraire avec l'intensité relative des raies d'un plasma d'air avec de l'aluminium à l'ETL obtenue par un calcul de Saha pour une densité électronique de 2.10^{18} m^{-3} et une température de 23 kK (2 eV) (Kramida et al., 2018).

5.4 Conclusion

L'étude des propriétés thermodynamiques de l'arc au niveau de l'interaction plasma-matériau s'est déroulée en plusieurs étapes successives : la réalisation d'une base de données de spectroscopie, la détermination de la zone spectrale de travail, l'optimisation d'un algorithme de reconstruction de proche en proche, l'élaboration d'un algorithme de reconstruction globale, l'élaboration d'une méthode d'estimation de l'incertitude de reconstruction, la validation numérique et expérimentale de la méthode de reconstruction globale, l'étude de la répétabilité expérimentale, le suivi des vapeurs métalliques, les reconstructions des profils radiaux de l'arc sur des panneaux en aluminium avec et sans diélectrique, la comparaison de l'émission lumineuse de l'arc en fonction du diélectrique, fibre de verre ou peinture, et l'étude prospective dans le cas du foudroiement d'une protection métallique.

Afin de modéliser des propriétés radiatives du plasma, une base de spectroscopie a été développée en fusionnant les bases de NIST et de Kurucz, une estimation des élargissements Stark est effectuée pour chacune des raies. Les valeurs de densité d'espèces et de fonctions de partitions sont issues de la base HTGR EM2C et une approximation par un polynôme du premier ordre est utilisée pour le continuum.

Un montage optique de spectroscopie a été conçu pour optimiser la résolution d'acquisition tout en tenant compte des contraintes expérimentales. Une calibration a été effectuée pour corriger les biais du montage ou à minima de les prendre en compte dans les méthodes de reconstruction des propriétés radiales de l'arc.

Un critère de sélection de la fenêtre spectrale pour l'acquisition du montage de

spectroscopie a été développé en utilisant le principe de l'entropie maximale, celui-ci permet d'effectuer un choix non biaisé du centre et de la largeur de la fenêtre d'acquisition. Il intègre les contraintes liées au matériel d'acquisition, tout comme celles liées à la physique du phénomène observé. Certaines zones spectrales sont cependant retirées en raison de la présence de raies intenses de Al^{++} dont l'absence de valeurs expérimentales d'élargissement et de décalages Stark dans de la littérature, ne permet pas de réaliser des reconstructions fiables.

Deux méthodes de reconstruction des propriétés radiales de l'arc ont été envisagées. Pour chacune d'elles, les données sont prétraitées avant application de la méthode.

La première méthode utilise un algorithme de reconstruction de proche en proche. Cette méthode, reprise des travaux de Sousa Martins (Sousa Martins, 2016; Sousa Martins et al., 2016), a été adaptée pour permettre la prise en compte d'une calibration relative. Plusieurs optimisations ont été effectuées afin de limiter le coût de calcul et d'améliorer la robustesse. Les limites de cette méthode sont apparues lors de l'analyse de mesures expérimentales.

Pour aller plus loin, une seconde méthode de reconstruction utilisant une approche globale a été développée. Elle considère les contraintes physiques de l'arc, utilise conjointement l'ensemble des spectres et intègre une régularisation pour éviter le sur-apprentissage. De plus, plusieurs optimisations ont été effectuées pour réduire le coût de calcul de l'algorithme, tout en limitant les pertes au niveau de la physique, et pour améliorer la robustesse de la méthode. L'incertitude de reconstruction est estimée avec une méthode de Monte-Carlo pour laquelle les propriétés statistiques du bruit sont préalablement évaluées.

L'exploitation des mesures de spectroscopie a été effectuée en plusieurs temps. Tout d'abord une étude de répétabilité a été réalisée sur panneau aluminium pour valider la reproductibilité expérimentale et la robustesse de la méthode de reconstruction. Les mesures effectuées dans les premiers instants, à 10 μs , s'avèrent répétables et permettent aussi de valider la robustesse de la méthode de reconstruction. Cependant, ces mesures ont aussi mis en évidence des fluctuations de la fraction d'aluminium dans le plasma après 25 μs .

Ensuite, une étude a été réalisée sur des panneaux en aluminium brut recouverts ou non d'un diélectrique (fibre de verre ou peinture), à différents instants, niveaux de courant, distances de l'échantillon et diamètres de percement du diélectrique.

Indépendamment de l'échantillon et du niveau de courant, les valeurs de température, de pression et de densité électronique, initialement maximales, diminuent au cours du temps. Ces grandeurs physiques sont aussi croissantes avec le niveau de courant. La distance à l'échantillon influe essentiellement sur la fraction d'aluminium et l'apparition

5 Étude des propriétés thermodynamiques de l'arc

d'une émission parasite dont la source n'a pas été identifiée. Les reconstructions font apparaître sur plusieurs mesures un minimum local au centre de l'arc pour les profils de température, de pression et de densité électronique, ainsi qu'une remontée de la pression et de la densité électronique sur les bords de l'arc, qui est interprétée essentiellement comme un artéfact de reconstruction.

En l'absence de diélectrique, les valeurs de température, de pression et de densité électronique du plasma proche de l'échantillon sont semblables à celle de la colonne d'arc libre. Les minimums locaux présents au centre des profils proches de l'échantillon ne se retrouvent pas au niveau des propriétés radiales de la colonne d'arc libre. Ces minimums sont interprétés par un effet induit par la proximité de l'échantillon.

En présence de diélectrique, l'arc est composé de deux régions dont les propriétés radiatives sont très différentes. Le bord de l'arc est faiblement auto-absorbé, tandis que le centre de l'arc est fortement auto-absorbé. Cette forte auto-absorption a mis la méthode de reconstruction globale en défaut sur de nombreuses mesures. Les mesures avec un fort niveau de courant et dans les premiers instants n'ont pas pu être traitées.

Un cas de panneau d'aluminium peint a été considéré. La mesure de spectroscopie n'est pas directement exploitable du fait de la projection de peinture dans le plasma. Cependant, la comparaison des spectres avec les mesures effectuées pour des panneaux d'aluminium recouverts d'une fibre de verre percée montre des similitudes de propriétés radiatives et de dimensions du jet plasma et de son pourtour.

Pour finir, une étude des protections métalliques a été réalisée avec une protection d'aluminium isotrope. La forte intensité des raies d'aluminium masque les raies de l'air nécessaires pour la méthode de reconstruction qui est mise en défaut et met en évidence l'importante fraction d'aluminium présente dans le plasma.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

6.1	ÉTUDE DE LA CONTRAINTE THERMIQUE APPLIQUEE A DES PROTECTIONS METALLIQUES	195
6.1.1	DIAGNOSTIC DE SUIVI	196
6.1.2	ANALYSE DE LA GEOMETRIE DE L'ENDOMMAGEMENT	197
6.1.3	MODELE DE CHANGEMENT DE PHASE	204
6.1.4	SUIVI DES CHANGEMENTS DE PHASE	211
6.2	ÉTUDE DE LA CONTRAINTE MECANIQUE	218
6.2.1	DIAGNOSTICS DE SUIVI DE LA DEFLEXION	219
6.2.2	THEORIE DES PLAQUES MINCES	225
6.2.3	EXPERIENCES	226
6.3	CONCLUSION	231

Lors du foudroiement, les panneaux sont soumis à diverses contraintes. Les contraintes thermique et mécanique sont abordées successivement dans ce chapitre.

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

La contrainte thermique appliquée aux protections métalliques provient des flux radiatif et thermique et l'effet joule (Chemartin et al., 2012). L'échauffement des protections peut être suivi par des caméras thermiques ou visibles. L'utilisation de caméras thermiques en face avant de l'échantillon, c'est-à-dire du côté de l'arc, permet une mesure directe de la température de la surface de l'échantillon (B. Wang et al., 2020). Cependant la fréquence d'acquisition des caméras thermiques, allant jusqu'à la dizaine de kHz, est faible devant le temps de montée du courant de 18 μ s, ce qui limite le nombre d'images réalisables lors d'un essai foudre. La caméra thermique est aussi utilisable pour mesurer l'échauffement en face arrière de l'échantillon (Roche et al., 2018; Sousa Martins et al., 2020). Dans ce cas, une méthode inverse est mise en œuvre pour estimer la diffusion thermique dans l'échantillon, et ainsi remonter à une valeur intégrée de la contrainte thermique en face avant de l'échantillon. Cela peut aussi permettre de déterminer l'endommagement des fibres dans un matériau composite (Roche et al., 2018). Une autre approche consiste à observer, dans le visible, l'endommagement en plaçant une caméra en face arrière de l'échantillon (Bigand et al., 2018, 2019). Cette approche est réalisable avec des panneaux comportant une structure partiellement ou totalement transparente. L'utilisation d'une caméra visible permet l'obtention de fréquences d'acquisition de l'ordre ou supérieure à la centaine de kHz. Cette résolution temporelle est suffisante pour assurer le suivi de l'endommagement.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques collées sur des structures en fibre de verre. Pour cela, nous commencerons par la mise en œuvre du diagnostic de suivi, qui reprend l'approche effectuée dans les travaux de Bigand et al. (Bigand, 2020; Bigand et

al., 2018, 2019). Ensuite, nous analyserons l'évolution de la forme de l'endommagement au cours du temps pour différentes protections, avec et sans diélectrique. Afin d'interpréter les mesures d'imagerie, nous verrons le développement d'un modèle physique analytique permettant le suivi des changements d'état des protections. Ce modèle vise à apporter une compréhension plus détaillée que celui présenté par Lepetit et al. (Lepetit et al., 2013). Dans un dernier temps, nous ferons le lien entre les changements d'états et l'endommagement.

6.1.1 Diagnostic de suivi

Le suivi de l'endommagement des protections métalliques est effectué via une caméra rapide située en face arrière des échantillons (figure 6.1). Les protections métalliques étant collées sur une structure en fibre de verre partiellement transparente, l'émission lumineuse de l'endommagement est observable par transparence. Selon le cas, une feuille de Nomex peut être ajoutée sur la protection métallique pour étudier l'influence d'un diélectrique.

L'acquisition est réalisée avec une résolution de 128x128 pixels et une fréquence de 210 kfps. Les champs d'observation totaux sont ajustés entre 7 et 23 cm en fonction des protections métalliques.

La caméra est placée à plusieurs mètres de l'échantillon afin de minimiser les erreurs de parallaxe. L'erreur d'estimation des dimensions des pixels introduite par ce défaut est inférieure à 1,2 % pour les pixels de bord de champ, cette erreur est négligée dans la suite du chapitre.

Une estimation de la réponse impulsionnelle du montage est effectuée en plaçant un laser fibré de 500 μm de cœur contre la fibre de verre du côté de l'électrode. Bien que la lumière diffuse au sein de la fibre de verre, la mesure n'a mis en évidence aucun étalement significatif du point source. La contribution de la PSF n'est pas considérée dans la suite.

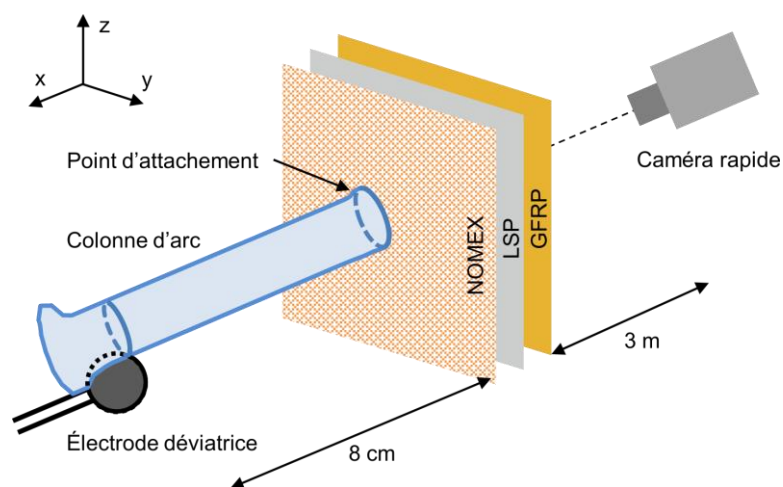


Figure 6.1 - Schéma de principe de l'expérience et du montage d'acquisition (LSP : Lightning Strike Protections, GFRP : Glass Fiber Reinforced Plastic).

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

Le suivi de l'endommagement au cours du temps est effectué en suivant l'émission lumineuse de la protection lors de l'essai foudre. La mesure de la surface endommagée est réalisée avec une détection par seuil sur les images acquises. La valeur de ce seuil est ajustée en fonction du phénomène physique observé.

Lorsque les protections métalliques sont épaisses, le rayonnement lié à l'échauffement de la protection métallique est de faible intensité, ce qui contraint à travailler avec des images présentant un faible rapport signal sur bruit (figure 6.2.a). Cela induit de nombreuses erreurs de détection lors du suivi de l'émission lumineuse, des pixels comportant un signal important dû au bruit sont identifiés à tort par la méthode de détection (figure 6.2.b). Afin d'éviter la présence de faux positifs, la méthode de détection par seuil est couplée à une méthode de remplissage par diffusion (figure 6.2.c). Ainsi, un pixel comportant un signal intense est identifié comme un pixel ayant reçu un signal lumineux correspondant à l'endommagement, seulement si l'un de ses pixels voisins a, lors des itérations précédentes, été classé comme un pixel ayant lui aussi reçu un signal lumineux provenant de l'endommagement. Cette méthode est initialisée en appliquant une détection par seuil aux pixels du centre de la première image de l'acquisition.

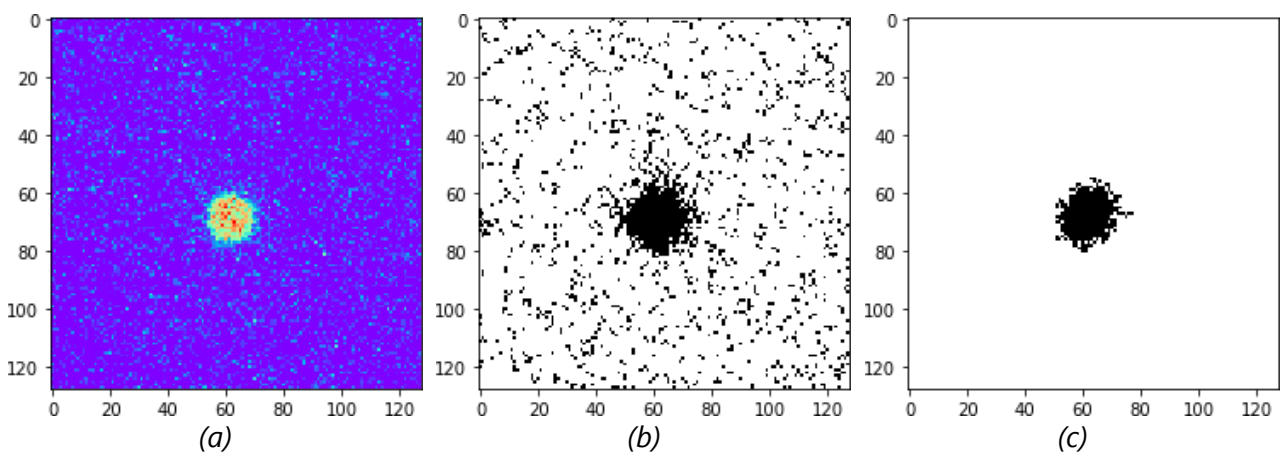


Figure 6.2 - (a) image initiale en fausse couleur, (b) suivi de l'endommagement par méthode de seuil, (c) suivi de l'endommagement par méthode de seuil couplée avec une méthode de suivi par diffusion.

6.1.2 Analyse de la géométrie de l'endommagement

La présentation des mesures de suivi de l'endommagement par imagerie rapide est réalisée dans cette partie, successivement pour des protections isotropes et des protections anisotropes. L'effet de la présence d'un diélectrique est analysé pour les différentes protections.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

6.1.2.1 Protections isotropes

6.1.2.1.1 Endommagement des protections

Dans le cas des protections isotropes, l'endommagement au cours du temps prend une forme circulaire centrée au niveau du point d'injection du courant (figure 6.3). La forme de l'émission lumineuse de l'endommagement est indépendante du matériau et du grammage, ces caractéristiques influencent seulement les dimensions du motif lumineux (figure 6.3).

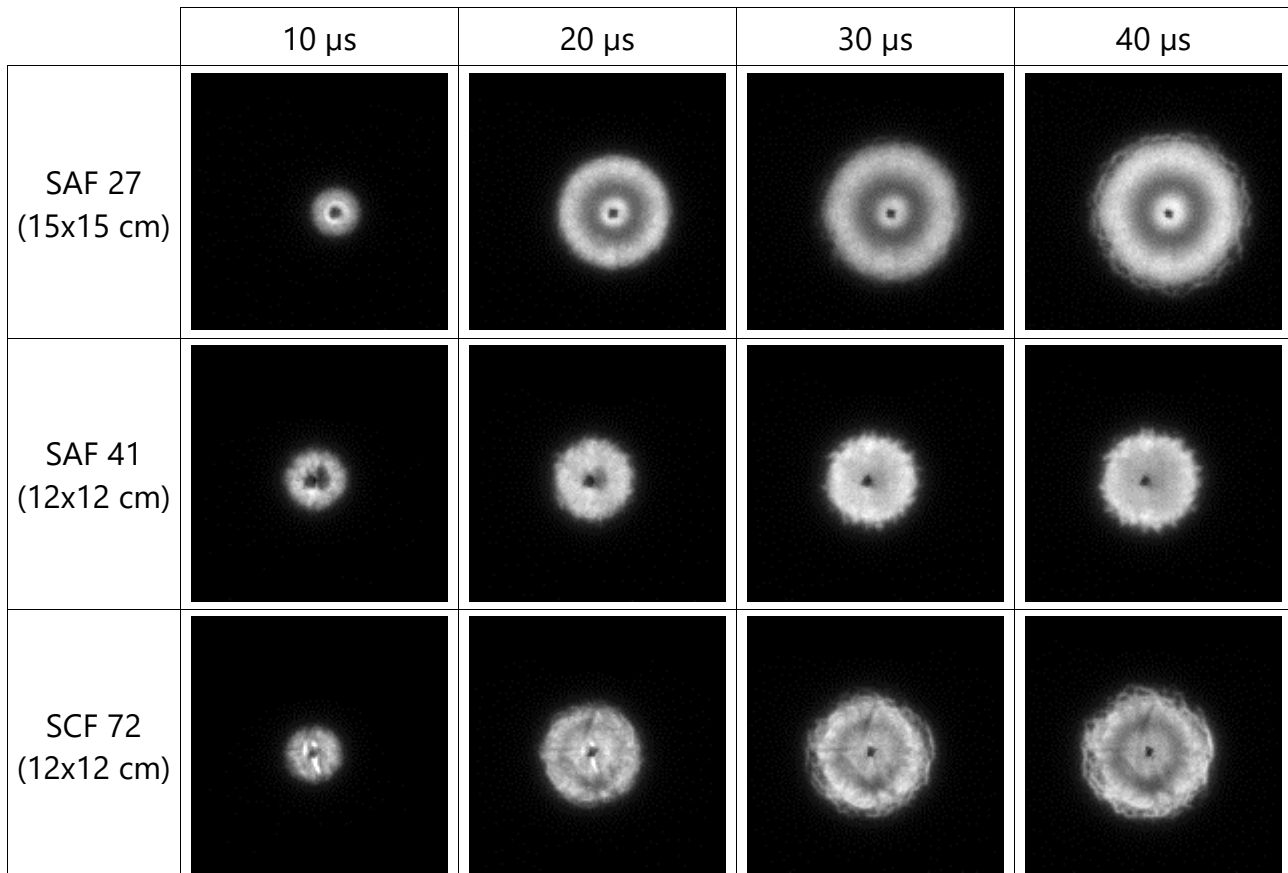


Figure 6.3 - Suivi de l'endommagement pour des protections métalliques isotropes soumises à une onde D.

Les motifs lumineux observés se décomposent en les éléments suivants, en partant du bord vers le centre des motifs :

- Un anneau lumineux, dont le rayon augmente au cours du temps, qui correspond à la région d'entrée du courant dans la protection métallique. Son expansion suit la vaporisation de la protection métallique.
- Un anneau sombre à l'intérieur de l'anneau lumineux, qui correspond à la région où la protection métallique a déjà été vaporisée. L'émission lumineuse du plasma est faiblement observable, vraisemblablement en raison d'un dépôt se formant à la surface de la fibre de verre qui occulte l'émission lumineuse du plasma, et éventuellement en raison d'une émission lumineuse dans le visible

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

du plasma qui est plus faible que celle de la protection métallique lors de son échauffement.

- Une tache lumineuse au centre de l'endommagement, de taille invariante dans le temps, qui correspond à la partie de la protection chauffée par effet joule, mais dont la température reste inférieure à la température de vaporisation. Cette région est parcourue par des lignes de courant seulement dans les premiers instants.

En effet, comme le montrent les simulations numériques de Tholin et al. de l'interface entre l'arc d'onde D et un panneau d'aluminium (Tholin et al., 2015), la densité de courant dans le matériau est maximale au niveau du bord de l'arc (figure 6.4). En conséquence, le chauffage par effet joule est maximal sur une région annulaire, ce qui explique que la vaporisation de la protection métallique commence à ce niveau, sur une zone circulaire. Ce phénomène scinde la protection métallique en deux parties : la partie à l'extérieur de l'anneau de vaporisation qui reste reliée à la terre par un contact métallique et la partie à l'intérieur de l'anneau qui n'est alors plus reliée directement à la terre (figure 6.5). Cette dernière est donc moins favorable au passage du courant, ce qui explique qu'il y ait moins d'échauffement et que la température de vaporisation ne soit pas atteinte.

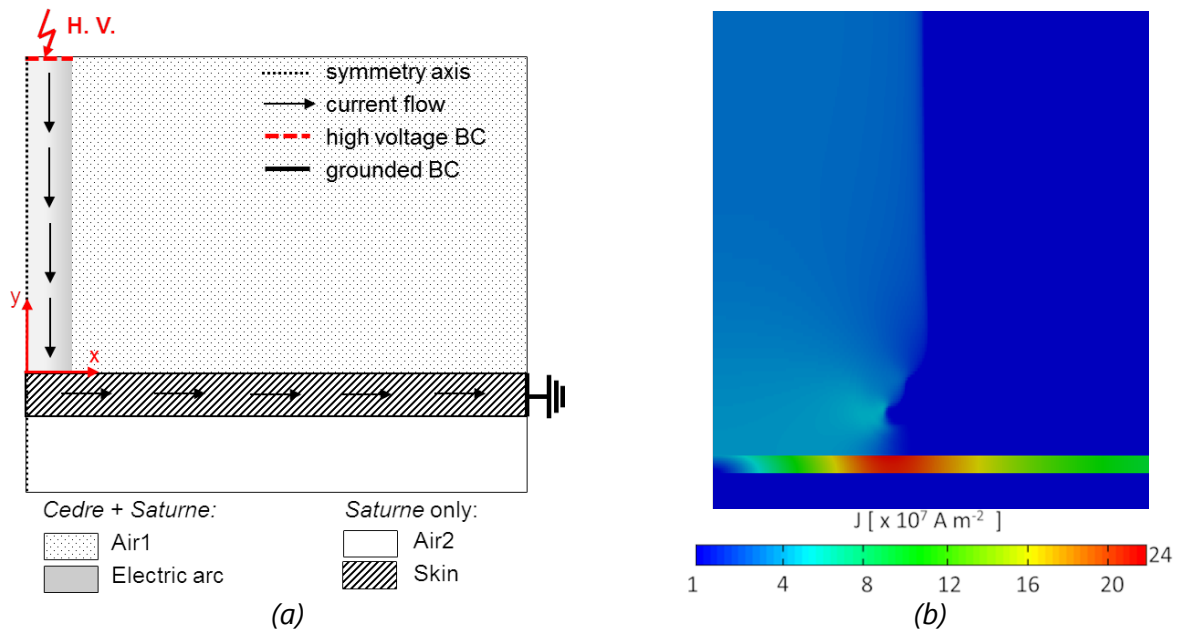


Figure 6.4 - Simulation MHD compressible 2D axisymétrique du foudroiement d'une peau aluminium par une onde D (Tholin et al., 2015). (a) schéma de principe de la simulation numérique, (b) densité de courant à 26 μs .

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

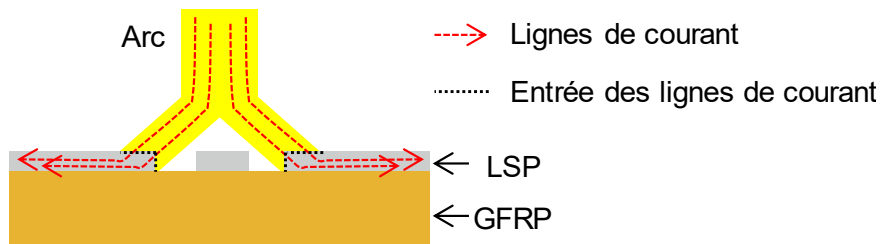


Figure 6.5 - Schéma des lignes de courant au niveau de l'interface pour une protection métallique collée sur une structure en fibre de verre après la vaporisation annulaire de la protection.

- Une tache noire au centre correspondant au ruban adhésif utilisé pour maintenir tendu le fil de carbone de l'initialisation de l'arc.

6.1.2.1.2 Endommagement en présence de diélectrique

L'ajout d'un diélectrique modifie le motif formé par l'endommagement en un unique anneau centré sur le point d'injection du courant (figure 6.6). Cet anneau, de taille croissante au cours du temps, est d'autant circulaire que l'épaisseur de diélectrique est importante. Un résultat similaire est observé avec des protections métalliques peintes dans les travaux de Bigand (Bigand, 2020), où l'anneau lumineux s'homogénéise lors de l'augmentation de l'épaisseur de peinture.

	10 μ s	20 μ s	30 μ s	40 μ s
Nomex 130 μ m (12x12 cm)				
Nomex 380 μ m (12x12 cm)				
Nomex 760 μ m (12x12 cm)				

Figure 6.6 - Suivi de l'endommagement de protections SAF 27 recouvertes de différentes épaisseurs de diélectrique et soumises à une onde D.

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

Le point lumineux observé pour des protections sans diélectrique disparaît lors de l'ajout d'un diélectrique. En effet, la présence du diélectrique contraint les lignes de courant à circuler à partir du centre de l'échantillon, correspondant au trou dans le diélectrique (figure 6.7). La protection métallique est donc chauffée jusqu'à la vaporisation au niveau du point d'injection du courant.

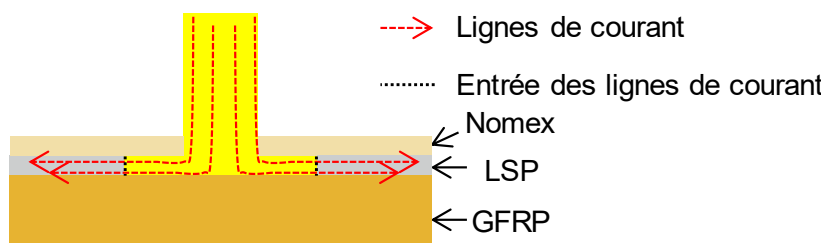


Figure 6.7 - Schéma des lignes de courant au niveau de l'interface pour une protection métallique collée sur une structure en fibre de verre et recouverte d'un diélectrique (Nomex).

6.1.2.2 Protections anisotropes

6.1.2.2.1 Suivi de l'endommagement en l'absence de diélectrique

En l'absence de diélectrique pour des protections anisotropes, les motifs formés par l'émission lumineuse de l'endommagement sont entourés d'un halo lumineux (figure 6.8), correspondant à l'émission lumineuse de l'arc traversant les mailles des protections. Ces motifs sont de deux types en fonction de la vitesse de vaporisation de la protection métallique :

- Lorsque la base du pied d'arc a une expansion plus lente que la colonne d'arc, c'est le cas pour les protections à fort grammage tel que l'ECF 195, l'expansion de la colonne d'arc détermine la forme de l'endommagement qui est alors circulaire.
- Lorsque le pied d'arc a une expansion plus rapide que la colonne d'arc, comme pour les protections ECF 73 et BZ 80 qui ont un grammage plus faible, l'expansion de l'endommagement est déterminée par le couplage entre les lignes de courant circulant au sein de la protection et celles circulant dans le plasma à la surface de l'échantillon.

Dans le cas de l'ECF 73, l'endommagement a une forme elliptique. Le grand axe est orienté suivant la direction SWD, qui correspond à la direction de plus faible conductivité. Une croix lumineuse est observable aux différents instants, l'orientation de ses axes ne suit ni la direction des diagonales des losanges, ni les directions du maillage. Une croix foncée est aussi présente, elle correspond à une absence d'émission lumineuse provenant de l'endommagement de la protection, son intensité lumineuse est semblable à celle du halo lumineux présent autour du motif d'endommagement. Les axes de cette dernière sont orientés selon les directions LWD et SWD.

Dans le cas du BZ 80, une croix noire se forme selon les différentes directions

du maillage. Elle est engendrée a priori par la formation d'une couche de dépôt opaque, observable après essai foudre, qui occulte le passage de la lumière.

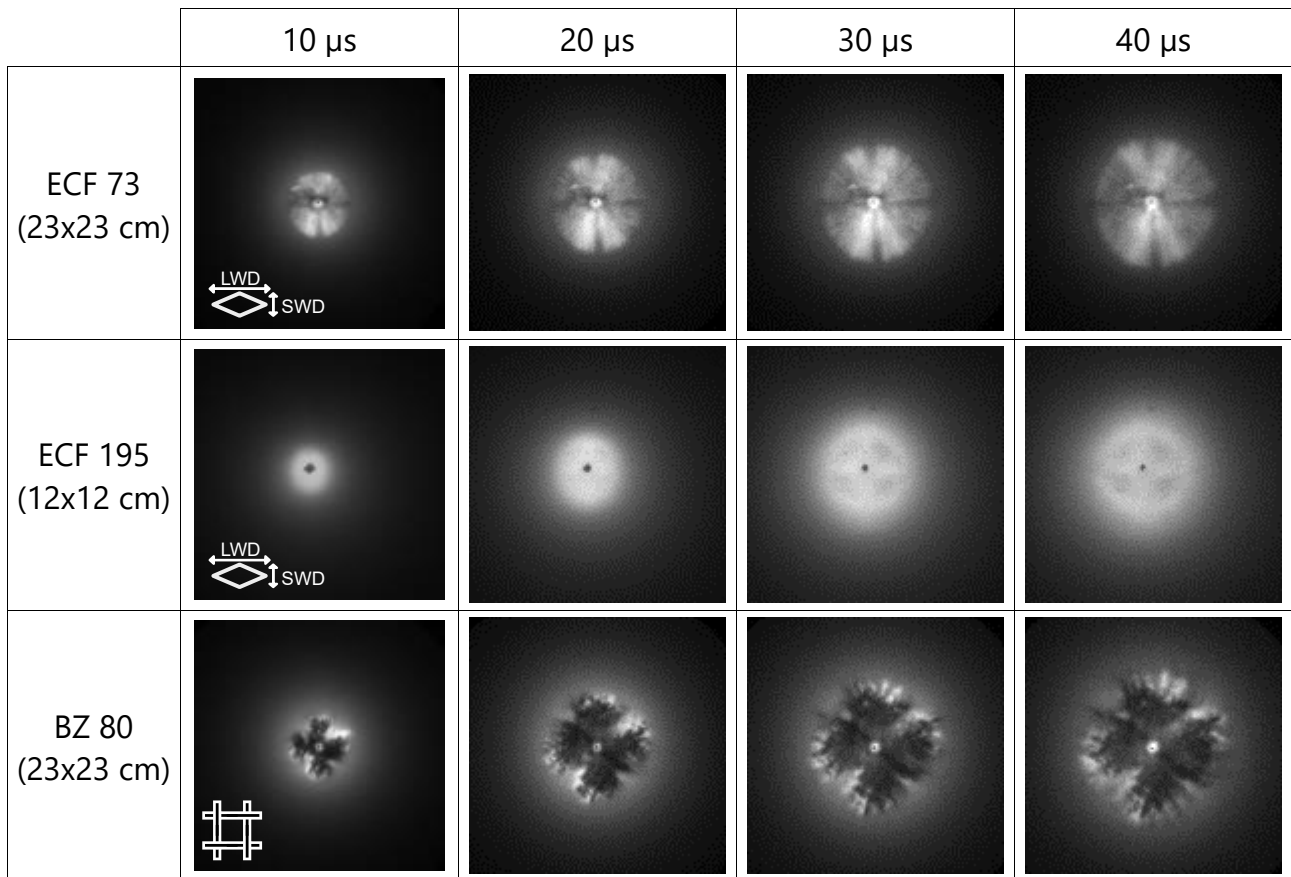


Figure 6.8 - Suivi de l'endommagement pour des protections métalliques anisotropes soumises à une onde D.

6.1.2.2.2 Suivi de l'endommagement en présence de diélectrique

L'ajout d'un diélectrique contraint les lignes de courant à circuler dans la protection à partir du point d'injection du courant, correspondant au trou initial présent dans ce diélectrique (figure 6.7). La forme de l'endommagement est alors uniquement déterminée par la géométrie de la protection. Le suivi de l'émission lumineuse de l'endommagement pour plusieurs protections anisotropes recouvertes d'une feuille de Nomex de 380 μ m d'épaisseur est présenté en figure 6.9.

Dans le cas de l'ECF 195, l'émission lumineuse de l'endommagement prend la forme d'un anneau. Ce qui concorde avec les travaux de Bigand (Bigand, 2020), qui mettent en évidence la formation d'un anneau pour des protections ECF 195 recouvertes d'une peinture de 550 μ m d'épaisseur.

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

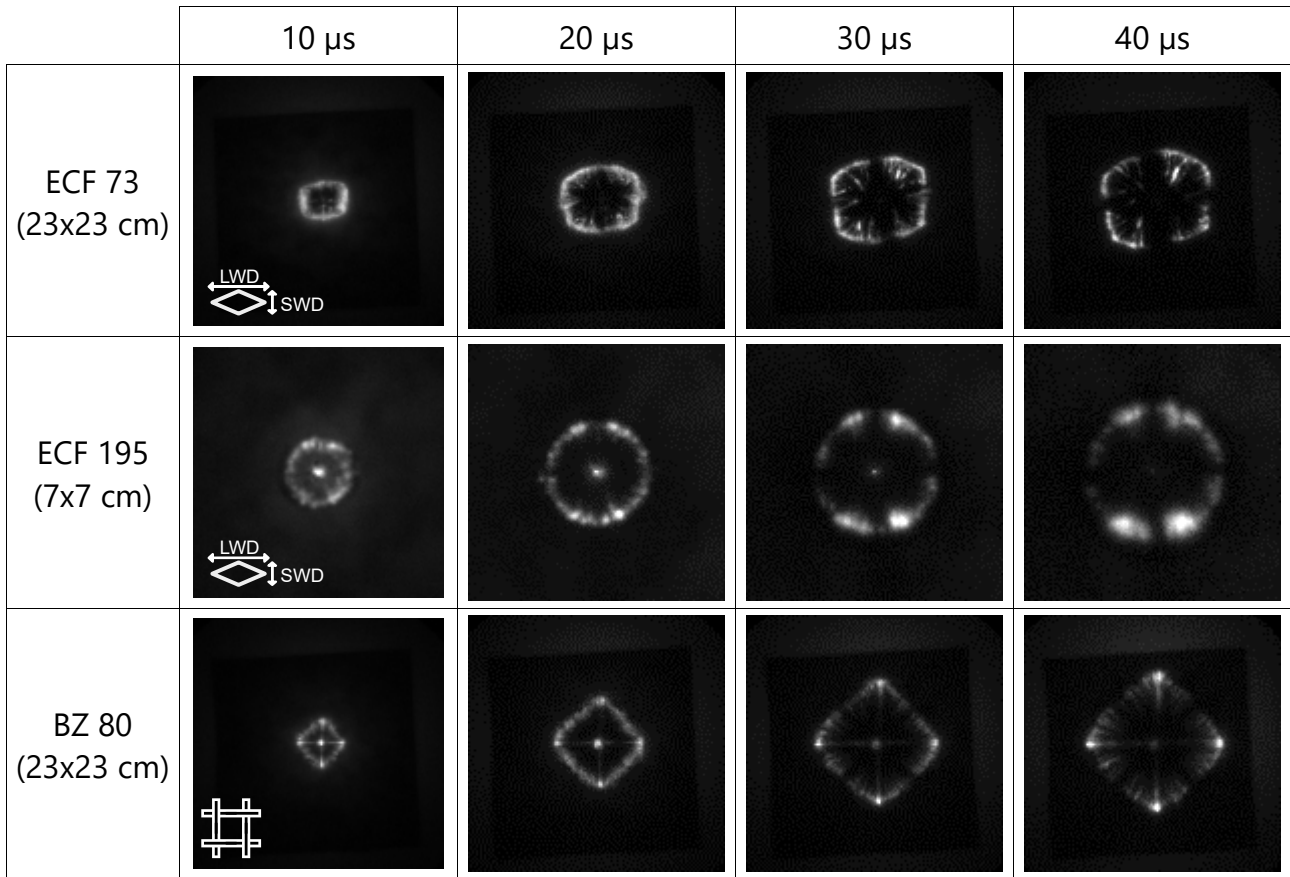


Figure 6.9 - Suivi de l'endommagement pour des protections métalliques anisotropes recouvertes d'une feuille de Nomex de 380 μ m d'épaisseur et soumises à une onde D.

L'ajout d'un diélectrique supprime le couplage électrique entre le plasma et la protection. Pour la protection ECF 73, lors de l'ajout d'un diélectrique (figure 6.9), la direction principale de l'expansion de l'endommagement, passe de l'axe SWD à l'axe LWD et l'endommagement évolue d'une forme elliptique à une forme rectangulaire. Un endommagement de forme rectangulaire se retrouve aussi pour des protections ECF 73 peintes comme le montre les travaux de Bigand (Bigand, 2020). Pour une protection BZ 80 (figure 6.9), l'ajout d'un diélectrique modifie la géométrie de l'endommagement en un carré incliné de 45° par rapport aux directions du maillage et la direction principale de l'endommagement reste celle du maillage de la protection.

Les motifs des endommagements, observés avec les protections ECF 73 et BZ 80, mettent en évidence une relation entre la géométrie de la protection et la géométrie de l'endommagement. En effet, pour ces deux protections métalliques, l'émission lumineuse de l'endommagement a lieu, à chaque instant, sur un ensemble de mailles situées à équidistance du point d'injection du courant, en considérant les distances mesurées en suivant la structure des protections. Ces mailles équidistantes du point d'injection du courant correspondent à des rectangles pour l'ECF (figure 6.10.a) et à des carrés inclinés de 45° par rapport aux mailles pour le BZ (figure 6.10.b).

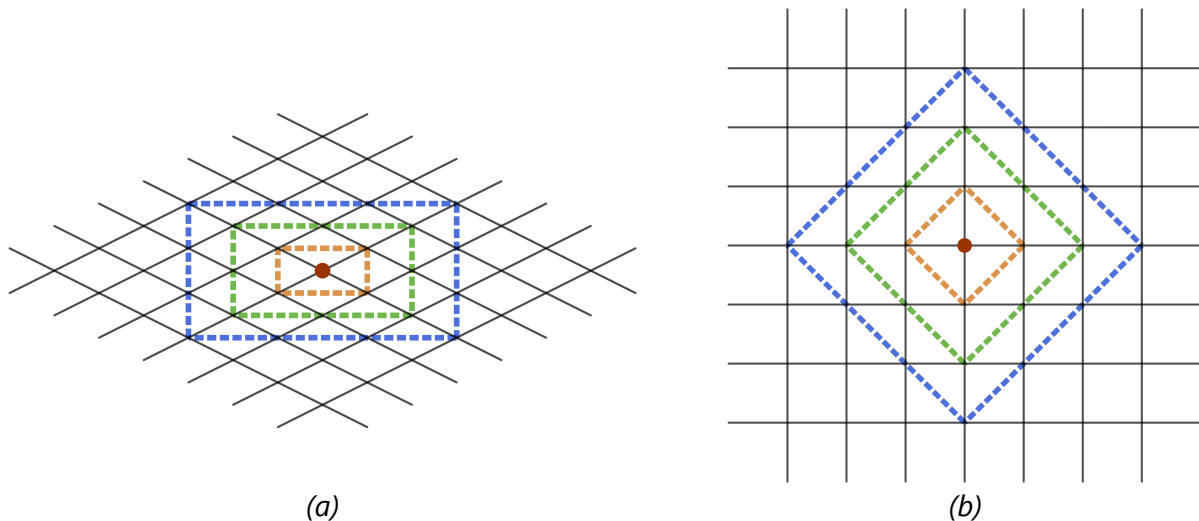


Figure 6.10 - Tracé des équidistances en pointillé à partir du point d'injection du courant (en rouge) en suivant les mailles pour de l'ECF (a) et du BZ (b).

6.1.3 Modèle de changement de phase

Pour interpréter les observations de l'émission lumineuse au niveau de l'endommagement, un modèle analytique est développé dans cette section afin d'estimer les changements d'état des protections métalliques au cours du temps. Cette partie présente la mise en œuvre du modèle de changement de phase valable pour des protections isotropes, tout d'abord avec la mise en équation du modèle et ensuite avec la validation des hypothèses.

6.1.3.1 Formulation du modèle

Un modèle de changement de phase est développé pour effectuer le suivi de l'échauffement d'une protection métallique soumise à de l'effet joule. Dans ce modèle, une distinction est effectuée entre les régions monophasiques et diphasiques, correspondants aux régions de changement d'état. Il est réalisé à partir d'un bilan d'énergie, en effectuant les hypothèses suivantes :

- L'entrée du courant dans la protection est ponctuelle ;
- Seul l'effet joule contribue à l'échauffement de la protection métallique ;
- Les pertes d'énergie par diffusion thermique et radiative sont négligeables ;
- La protection métallique est isotrope ;
- Les variations de volumes des phases liquides et gazeuses sont négligeables ;
- L'expérience est à pression atmosphérique ;
- La protection métallique est de taille infinie, les effets de bords sont négligeables.

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

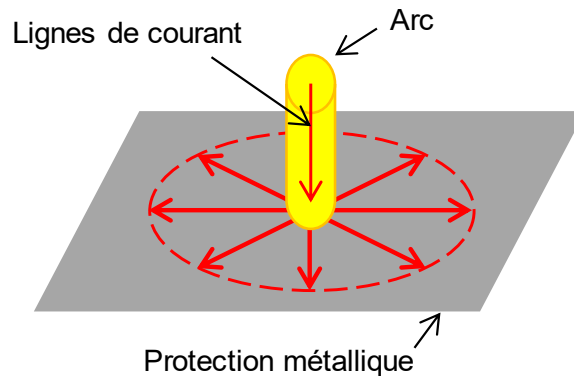


Figure 6.11 - Schéma des conditions de travail.

D'après ces hypothèses, le problème d'étude est invariant par rotation (figure 6.11). La densité de courant dans la protection est donc uniquement dépendante de la distance par rapport au point d'injection du courant et de l'épaisseur de la protection métallique. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$J = \frac{I}{2\pi\delta r}$$

Équation 6.1

avec δ l'épaisseur de la protection métallique ;
 r la distance au point d'injection du courant.

De l'expression de la densité de courant se déduit la puissance volumique reçue par effet joule :

$$p = \frac{I^2}{(2\pi\delta r)^2 \sigma}$$

Équation 6.2

avec σ la conductivité électrique de la protection.

Le bilan d'énergie étant de la forme $du = p dt$, l'équation suivante se déduit de l'équation 6.2 :

$$\sigma du = \frac{I^2}{(2\pi\delta r)^2} dt$$

Équation 6.3

avec du la variation élémentaire d'énergie interne volumique pendant dt .

En l'absence de changement d'état du matériau, l'équation 6.3 s'intègre sous la forme suivante :

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

$$\int_{u_1}^{u_2} \sigma du = \int_{T_1}^{T_2} \rho c \sigma dT = \int_{t_1}^{t_2} \frac{I^2}{(2\pi\delta r)^2} dt$$

Équation 6.4

avec t_1 et t_2 le début et la fin de l'intervalle d'étude ;
 u_i et T_i l'énergie interne et la température de la protection métallique à une distance r du point d'injection du courant à l'instant t_i ;
 c la capacité thermique massique (en $J.K^{-1}.kg^{-1}$) ;
 ρ la densité massique (en $kg.m^{-3}$).

Aux niveaux des changements d'états, l'équation 6.3 s'intègre sous la forme suivante :

$$\int_{u_1}^{u_2} \sigma du = \rho \sigma h = \int_{t_1}^{t_2} \frac{I^2}{(2\pi\delta r)^2} dt$$

Équation 6.5

avec t_1 et t_2 correspondant respectivement aux instants de début et de fin du changement d'état ;
 h l'enthalpie massique de changement d'état (en $J.kg^{-1}$).

À partir des équations 6.4 et 6.5 se déduisent les rayons des cercles délimitant les changements de phase en fonction du temps :

$$r_i = \frac{1}{2\pi\delta} \sqrt{\frac{\int_0^t I^2 dt}{\int_{u_0}^{u_i} \sigma du}}$$

Équation 6.6

où i correspond aux différents états :

- $i = 0$: l'état initial avant passage du courant ;
- $i = 1$: le début de la fusion ;
- $i = 2$: la fin de la fusion ;
- $i = 3$: le début de la vaporisation ;
- $i = 4$: la fin de la vaporisation ;

Ces rayons sont calculés à partir des intégrales suivantes :

$$\int_{u_0}^{u_1} \sigma du = \int_{T_0}^{T_{melting}} \rho c \sigma dT$$

Équation 6.7

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

$$\int_{u_0}^{u_2} \sigma du = \int_{u_0}^{u_1} \sigma du + \rho \sigma h_{melting}$$

Équation 6.8

$$\int_{u_0}^{u_3} \sigma du = \int_{u_0}^{u_2} \sigma du + \int_{T_{melting}}^{T_{vaporization}} \rho c \sigma dT$$

Équation 6.9

$$\int_{u_0}^{u_4} \sigma du = \int_{u_0}^{u_3} \sigma du + \rho \sigma h_{vaporization}$$

Équation 6.10

Dans les régions de changement d'état, deux phases coexistent. Dans ce cas, la conductivité locale est de la forme suivante (Barysevich & Cherkas, 2011) :

$$\sigma = \sigma_1 \left(1 + \frac{x_2}{\frac{x_1}{n} - \frac{\sigma_1}{\sigma_1 - \sigma_2}} \right)$$

Équation 6.11

avec σ_i la conductivité linéaire de la phase i ;
 x_i la fraction volumique de la phase i ;
 $n \in [1 - \infty]$ un paramètre du modèle.

n est un paramètre de modèle décrivant la structure du milieu diphasique. Ses valeurs extrêmes reviennent à considérer un milieu où les phases sont en série ($n = 1$) ou en parallèle ($n = \infty$), dans les autres cas le milieu diphasique est hétérogène (figure 6.12).

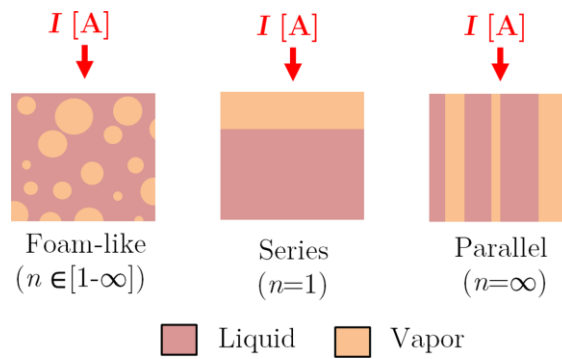


Figure 6.12 - Structure du mélange diphasique en fonction du paramètre n de l'équation 6.11 (Layly, 2019).

Lors de la fusion de la protection, les simulations montrent que le paramètre n n'a que peu d'influence sur la vitesse du changement d'état. Sa valeur a été fixée à $n = \infty$, jugée physiquement plus cohérente (Layly, 2019).

Lors de la vaporisation, la considération de la phase gazeuse nécessite d'estimer les mouvements hydrodynamiques de cette phase, ce qui requiert l'utilisation d'un modèle

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

MHD. Dans cette approche analytique, la phase gazeuse n'est pas considérée, ce qui implique que le courant est supposé circuler uniquement dans la phase liquide lors du changement d'état.

Les valeurs d'enthalpie de fusion et de vaporisation sont prises à pression atmosphérique (Lide et al., 2005, p. 1111, 2296). Les résistivités sont approximées par un modèle linéaire pour chacune des phases (figure 6.13) et les capacités thermiques sont estimées par interpolation linéaire (figure 6.14).

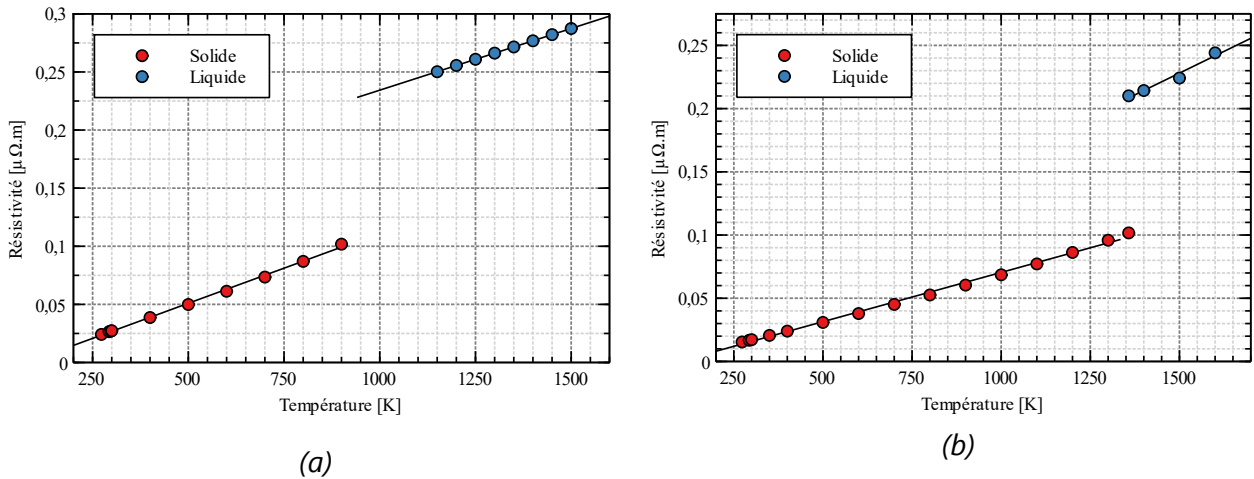


Figure 6.13 - Résistivités de l'aluminium (a) et du cuivre (b) avec les régressions linéaires pour chacune des phases (Leitner et al., 2017; Lide et al., 2005; Matula, 1979).

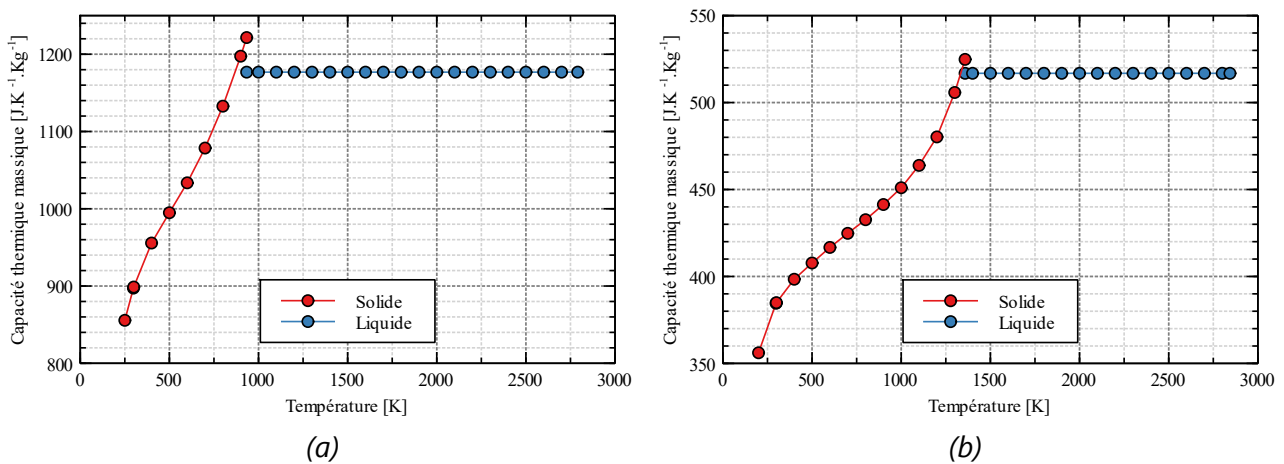


Figure 6.14 - Capacité thermique massique de l'aluminium (a) et du cuivre (b) (Chase, 1998, p. 59, 1005).

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

6.1.3.2 Validation des hypothèses

6.1.3.2.1 Pertes par diffusion thermique

La diffusivité thermique d'un matériau dépend de sa conductivité thermique et de sa capacité thermique selon la relation suivante :

$$\kappa_T = \frac{\lambda_T}{\rho c_p}$$

Équation 6.12

avec λ_T la conductivité thermique (en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) ;
 κ_T la diffusivité thermique (en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$).

À partir de la diffusivité thermique se déduit la profondeur de peau thermique :

$$\delta_T = \sqrt{\kappa_T t_p}$$

Équation 6.13

avec t_p la durée de la perturbation (en s) ;
 δ_T la profondeur de peau thermique (en m).

Pour une durée de perturbation de $50 \mu\text{s}$, les profondeurs de peau thermique de l'aluminium et du cuivre sont de l'ordre de $70 \mu\text{m}$ (tableau 6.1), ce qui est bien inférieur aux rayons d'endommagement des protections isotropes qui sont supérieurs à la dizaine de millimètres. Les pertes par diffusion thermique sont donc négligeables.

Tableau 6.1 - Propriétés thermiques de l'aluminium et du cuivre à 300 K avec une profondeur de peau calculée pour une perturbation de $50 \mu\text{s}$. [1] (Rohsenow et al., 1998, p. 2.51).

	Aluminium	Cuivre
Conductivité thermique	222,1 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [1]	368,7 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [1]
Diffusivité thermique	$91,6.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$	$106,9.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Profondeur de peau thermique	64,7 μm	73,1 μm

6.1.3.2.2 Pertes radiatives

Le rayonnement d'une protection métallique peut être majoré par celui d'un corps noir dont la perte par rayonnement en fonction de la température est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$M = \sigma_s T^4$$

Équation 6.14

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

avec $\sigma_s = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann.

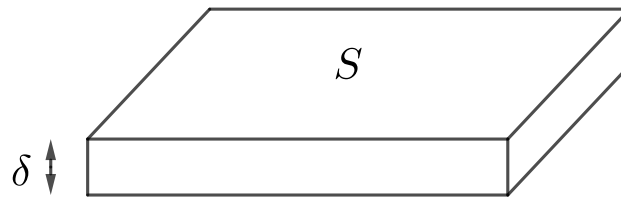


Figure 6.15 - Volume plan de corps noir de taille $S \times \delta$.

Soit un corps noir formant un volume plan de taille $S \times \delta$, avec $\delta \ll \sqrt{S}$ l'épaisseur du plan (figure 6.15). Les pertes radiatives de ce volume proviennent essentiellement des faces supérieure et inférieure à ce plan, les pertes selon la tranche sont négligeables. L'application du bilan d'énergie de cet élément de volume, en ne considérant que les pertes par émission, donne la relation suivante :

$$dU = -2SMdt = \delta S \rho c dT$$

Équation 6.15

De l'équation 6.15, se déduit la perte thermique élémentaire :

$$-dT = \frac{2Mdt}{\delta \rho c} = \frac{2\sigma_s T^4 dt}{\delta \rho c} \geq \frac{2\sigma_s T^4 dt}{\delta \rho c_{300K}}$$

Équation 6.16

avec c_{300K} la capacité thermique à 300 K. Cette équation se réécrit en séparant les dépendances en temps et température sous la forme suivante :

$$-\frac{dT}{T^4} \leq \frac{2\sigma_s dt}{\delta \rho c_{300K}}$$

Équation 6.17

L'équation 6.17 peut ensuite être intégrée en fonction de la température (terme de gauche) et du temps (terme de droite) :

$$-\int_{T_0}^{T_f} \frac{dT}{T^4} \leq \int_0^{t_f} \frac{2\sigma_s dt}{\delta \rho c_{300K}}$$

Équation 6.18

avec T_0 et T_f correspondant respectivement aux températures aux instants initial ($t = 0$) et final, noté t_f . Une minoration de la température finale se déduit en intégrant l'équation 6.18, après réorganisation de termes :

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

$$T_f \geq \frac{T_0}{\left(1 + \frac{2\sigma_s T_0^3}{3\delta\rho c_{300K}}\right)^{1/3}}$$

Équation 6.19

De l'équation 6.19 se déduit une majoration de la perte thermique par émission radiative, correspondant à $\Delta T = T_0 - T_f$, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\Delta T \leq T_0 \left(1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{2\sigma_s T_0^3}{3\delta\rho c_{300K}}\right)^{1/3}}\right)$$

Équation 6.20

La perte thermique peut de nouveau se majorer en remplaçant la température initiale par la température de vaporisation, noté T_{vap} :

$$\Delta T \leq T_{vap} \left(1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{2T_{vap}^3 t_f \sigma_s}{3\delta\rho c_{300K}}\right)^{1/3}}\right)$$

Équation 6.21

Les abaissements de température les plus importants sont atteints avec les protections métalliques les plus fines. Pour ces protections, les diminutions de température, au bout de 50 μ s, provoquées par les pertes radiatives sont inférieures à 1,5 K (tableau 6.2), ce qui est faible devant l'échauffement des protections de plusieurs milliers de kelvins. Les pertes par rayonnement sont donc négligeables.

Tableau 6.2 - Majorations des abaissements de température provoquées par les pertes radiatives au bout de 50 μ s.

Aluminium (10 μ m)	1,46 K
Cuivre (8 μ m)	1,48 K

6.1.4 Suivi des changements de phase

Dans cette section, le modèle de changement de phase est comparé à l'émission de l'endommagement au cours des essais foudre et à l'endommagement post-mortem des échantillons.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

6.1.4.1 *Analyse comparative du modèle de changement de phase avec l'émission lumineuse de l'endommagement*

Le modèle de changement de phase est comparé aux mesures d'imagerie rapide réalisées pour des protections sans ou avec diélectrique, correspondant respectivement à des protections SAF 27 (figure 6.16) et SCF 72 (figure 6.17) en l'absence de diélectrique et à une protection SAF 27 recouverte d'une feuille de Nomex de 380 μm (figure 6.18). Les prévisions du modèle de changement de phase sont représentées par des anneaux en surimpression ajoutés aux mesures d'imageries. Ces anneaux indiquent les transitions entre les régions monophasiques et les régions diphasiques.

Dans le cas d'une protection aluminium sans diélectrique (figure 6.16), une corrélation est observable entre les cercles déterminés par le modèle et l'émission lumineuse de l'endommagement. Les bords extérieur et intérieur de l'anneau lumineux correspondent respectivement au début de la fusion et à la fin de la vaporisation.

Dans le cas d'une protection cuivre sans diélectrique (figure 6.17), une corrélation existe aussi entre le modèle de changement de phase et l'émission lumineuse de l'endommagement. Le bord extérieur de l'anneau lumineux correspond aussi au début de la fusion, cependant le bord intérieur de l'anneau est de rayon inférieur à celui de la fin de la vaporisation. Les cercles de changement de phase pour une protection en cuivre sont plus resserrés que pour une protection en aluminium.

Lors de l'ajout d'un diélectrique, le cercle de l'émission lumineuse de l'endommagement s'affine. Pour une protection aluminium recouverte d'une feuille de Nomex (figure 6.18), l'anneau lumineux est essentiellement présent dans la région correspondant à de l'aluminium liquide. L'affinement de l'anneau peut s'interpréter par une surpression locale au niveau de la protection due au confinement des vapeurs métalliques entre la structure du panneau et le diélectrique. Cette surpression, de l'ordre de 500 bars pour des panneaux aluminium peints (Sousa Martins, 2016), n'est pas suffisante pour engendrer un changement significatif de la température de fusion de l'aluminium (Zou & Chen, 2005) ou du cuivre (Hieu & Ha, 2013; Mirwald & Kennedy, 1979). Cependant, elle provoque une hausse de la température de vaporisation (Lide et al., 2005) et une baisse de l'énergie de chaleur latente (Lago, 2004).

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

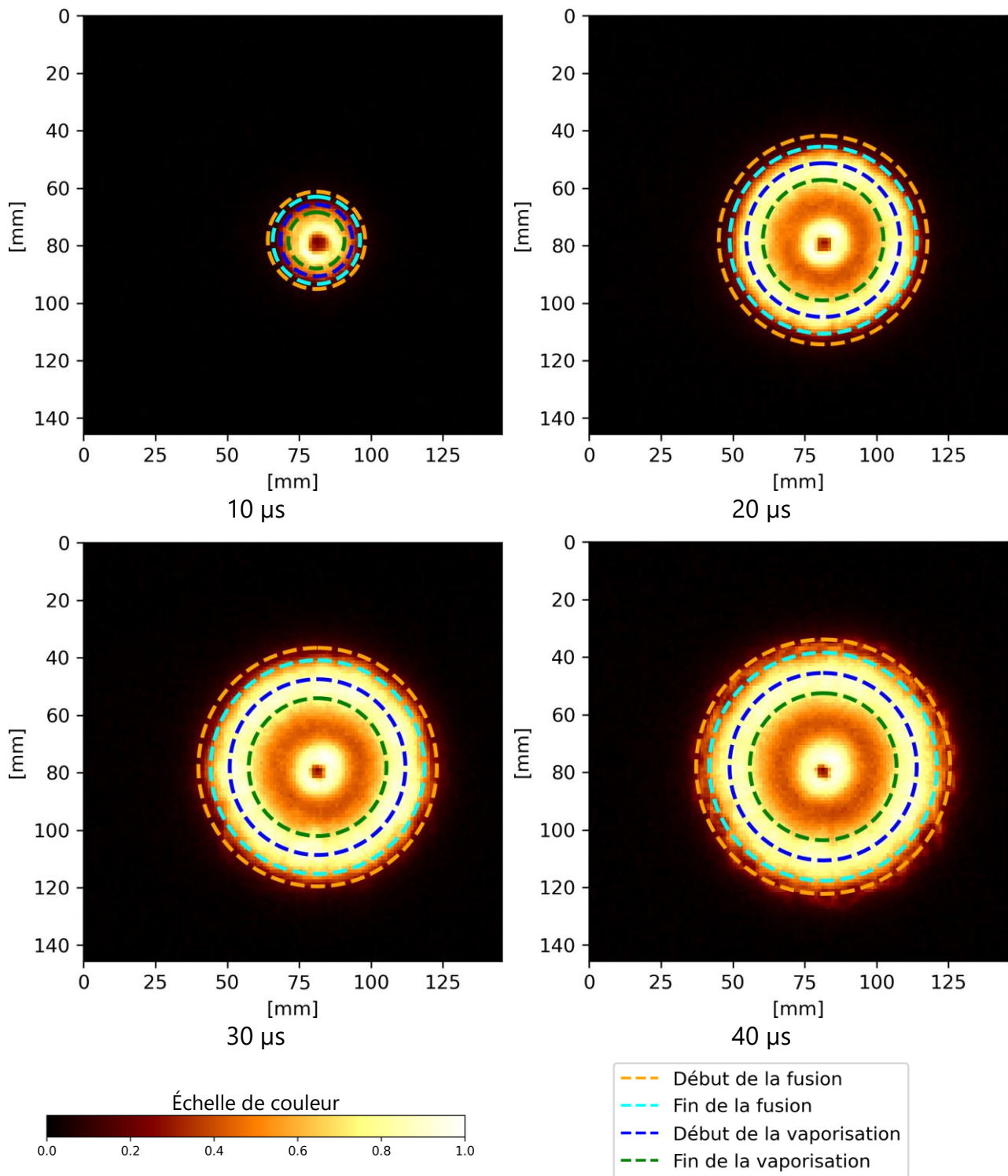


Figure 6.16 - Superposition des mesures en face arrière et du modèle de changement de phase pour une protection SAF 27.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

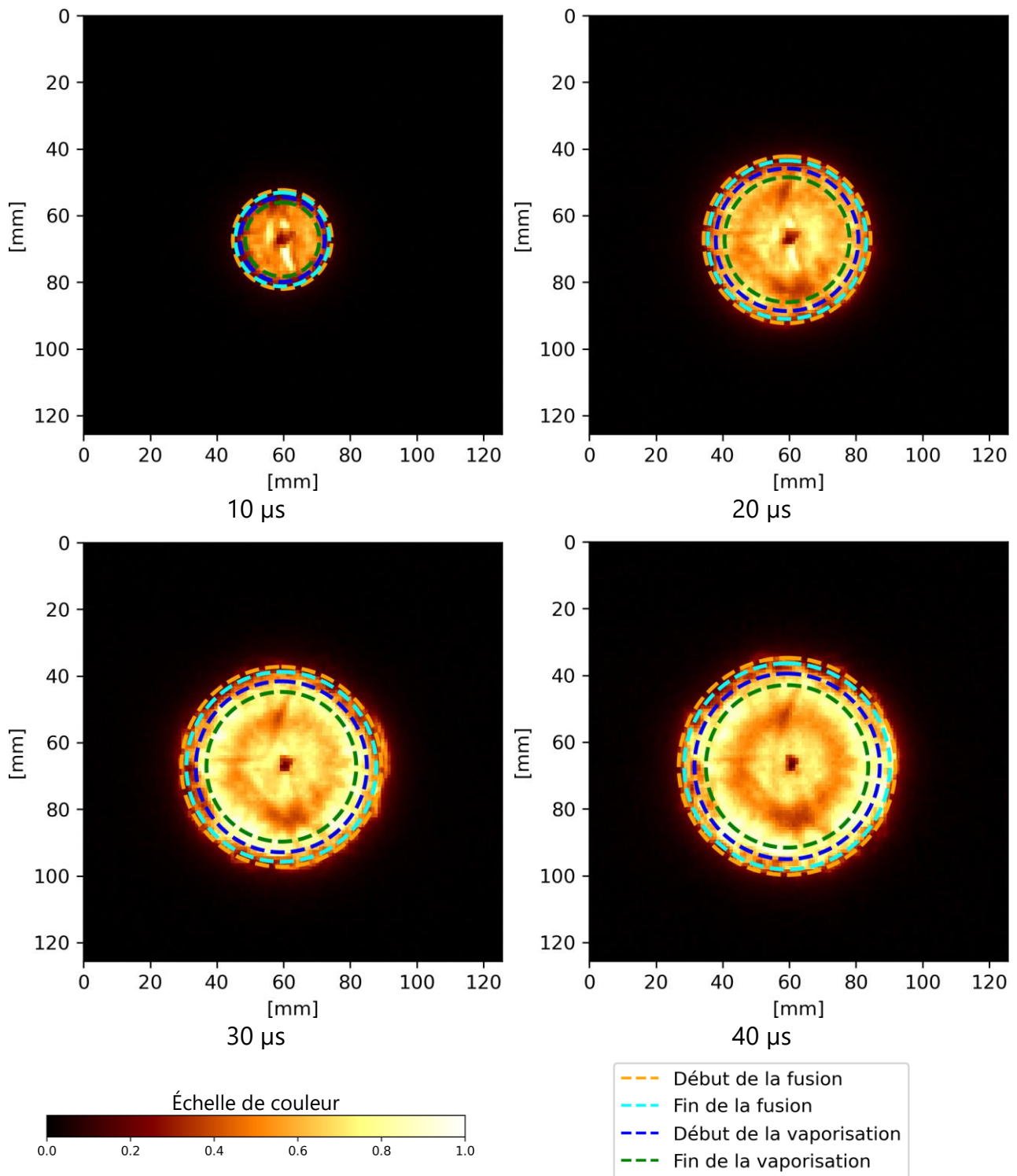


Figure 6.17 - Superposition des mesures en face arrière et du modèle de changement de phase pour une protection SCF 72.

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

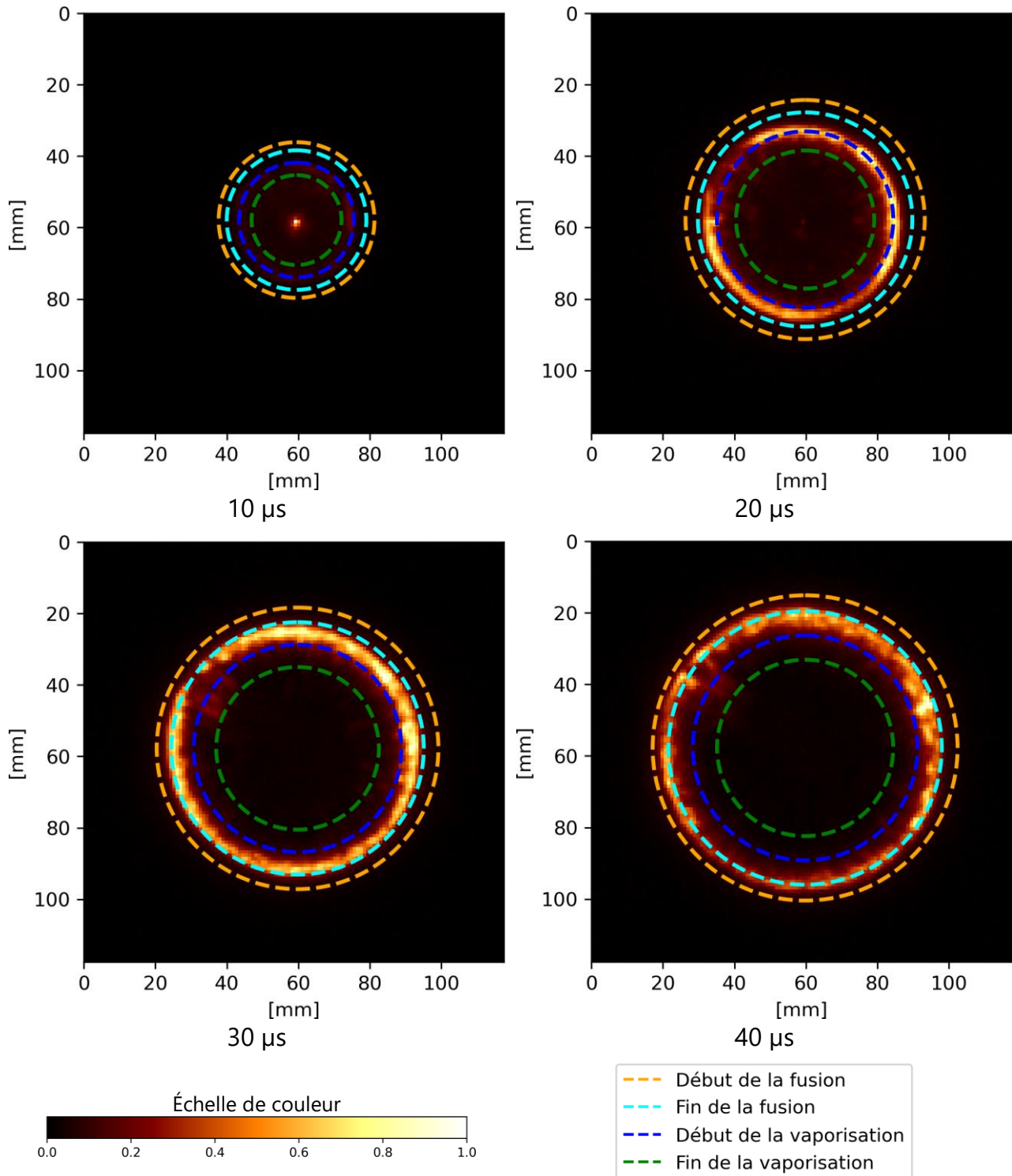


Figure 6.18 - Superposition des mesures en face arrière et du modèle de changement de phase pour une protection SAF 27 recouverte d'une feuille de Nomex de 760 μm .

6.1.4.2 Analyse comparative du modèle de changement de phase avec le suivi de l'émission lumineuse

L'évolution des surfaces de changement de phase est maintenant comparée au suivi de l'émission lumineuse de l'endommagement. Celui-ci est réalisé avec la méthode de détection par seuil, les valeurs de seuil sont choisies afin de minimiser l'erreur RMS

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

entre le modèle et le suivi. La comparaison est effectuée pour des protections d'aluminium (figure 6.19.a) et de cuivre (figure 6.19.b) en l'absence de diélectrique.

La comparaison de l'émission lumineuse de l'endommagement avec le modèle de changement de phase montre une bonne concordance entre les deux (figure 6.19). Dans le cas des protections aluminium (figure 6.19.a), le maximum de l'émission lumineuse a lieu avant la fin de la vaporisation, ce qui empêche le suivi de cette dernière transition avec la méthode de détection par seuil.

Pour les protections considérées, les surfaces endommagées après tir sont supérieures aux surfaces ayant atteint la température de fusion au bout de 50 μs (figure 6.19). Ce point sera approfondi dans le paragraphe suivant avec une comparaison du modèle de changement de phase et de l'endommagement post-mortem.

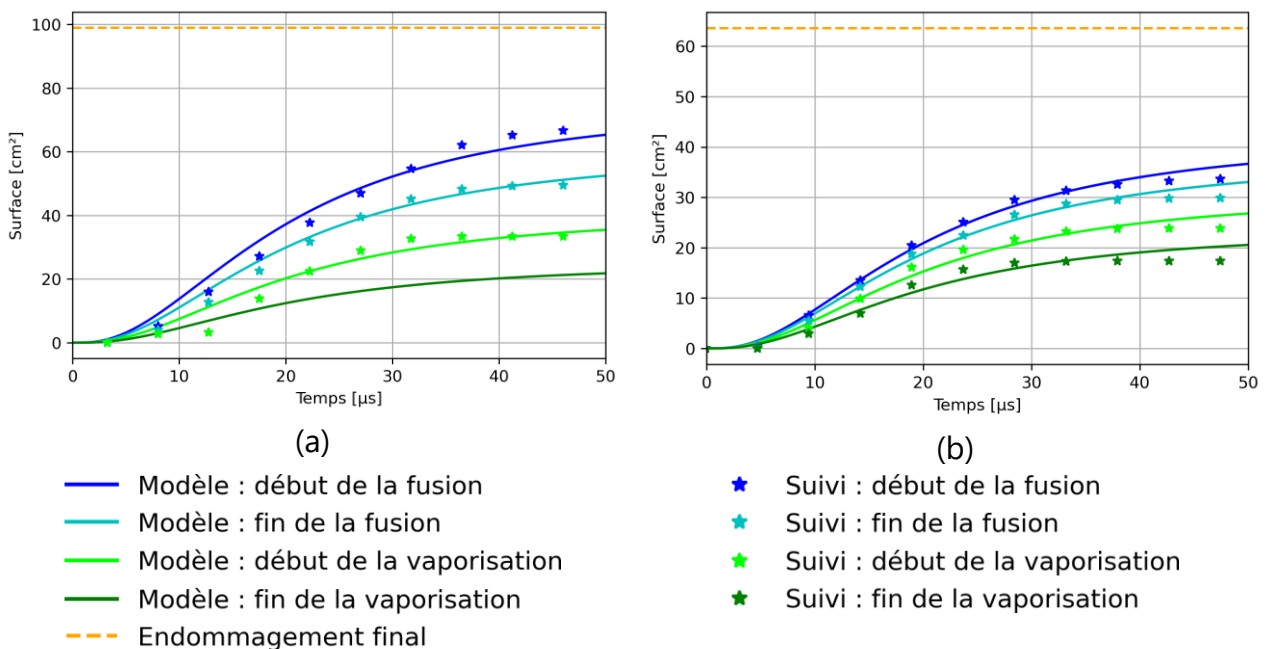


Figure 6.19 - Comparaison du modèle de changement de phase et du suivi de l'émission lumineuse de l'endommagement pour les protections (a) SAF 27 et (b) SCF 72.

6.1.4.3 Analyse comparative du modèle de changement de phase avec l'endommagement post-mortem

L'endommagement post-mortem des échantillons est comparé dans cette sous-section aux prévisions du modèle de changement de phase après le passage de l'ensemble de l'onde de courant. La comparaison entre les deux met en évidence le fait que l'endommagement final mesuré au chapitre III, qui correspond à la surface absente de la protection après essai foudre, est supérieur à la surface ayant atteint la température de fusion (figure 6.20).

Cette différence s'interprète par l'arrachement de la protection métallique par l'onde de choc et les mouvements hydrodynamiques de l'air. L'arrachement des protections est perceptible par la présence, en bordure de la surface absente, de déchirements, de

6.1 Étude de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques

nombreuses irrégularités et de plusieurs percements. L'absence de dépôt sur la fibre de verre, au niveau du pourtour de l'endommagement, atteste aussi de la suppression de protection métallique en l'absence de changement d'état (figure 6.20).

Les mouvements hydrodynamiques de l'air sont rendus visibles par le décollement des protections métalliques autour de la zone d'endommagement, ainsi que par les nombreux déchirements des protections (figure 6.20). Le décollement et les déchirements ne sont pas observés lors des premières dizaines de microsecondes correspondants aux instants au cours desquels se propagent les ondes de choc.

La confrontation du modèle de changement de phase avec l'endommagement final de la protection SAF 27 (figure 6.20.a) met en évidence la formation d'un dépôt gris entre le début de la phase de fusion et la fin de la phase de vaporisation, ainsi qu'un dépôt noir formant un disque dont la bordure est délimitée par la fin de la vaporisation.

Pour la protection SCF 72 (figure 6.20.b), une irisation du cuivre, provenant de l'échauffement de la protection pendant l'essai foudre, est visible sur le pourtour de l'endommagement. Au niveau de l'endommagement, seul un dépôt noir est présent dans lequel tous les changements d'état ont eu lieu.

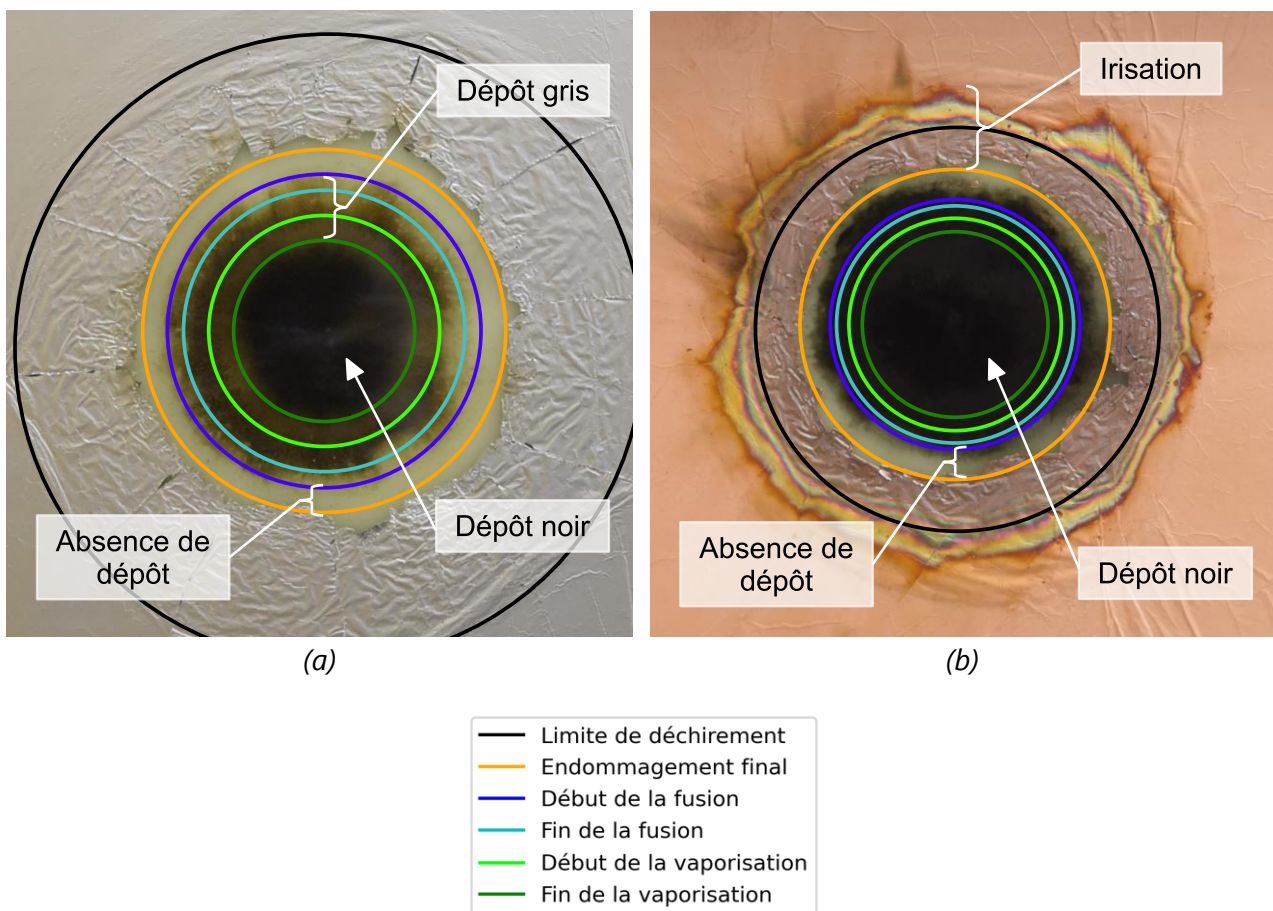


Figure 6.20 - Comparaison de l'endommagement final avec les prévisions du modèle de changement de phase pour les protections (a) SAF 27 et (b) SCF 72.

6.2 Étude de la contrainte mécanique

Pendant les essais foudre, une contrainte mécanique est appliquée aux panneaux. Cette contrainte est provoquée par différents phénomènes physiques se déroulant à la surface des échantillons et au niveau des échantillons (Haigh, 2007). À la surface des échantillons, la formation d'un arc électrique chauffe l'air ambiant, ce qui conduit à une expansion du volume d'air de l'arc et à la formation d'ondes de choc interagissant avec les panneaux. Au niveau des échantillons, des éjections de vapeurs métalliques et de peinture induisent une contrainte mécanique due à la conservation de la quantité de mouvement. Lorsque les vapeurs métalliques sont confinées par la couche de peinture, un phénomène d'explosion se produit à l'intérieur du panneau. À cela s'ajoute la force de Laplace induite par les charges électriques circulant dans l'échantillon en présence du champ magnétique engendré par l'arc.

La contrainte mécanique est évaluée à partir de mesures de la déflexion des panneaux réalisées dans le cadre de cette thèse ou du projet PHYLIGHT, un projet de recherche réalisé en parallèle entre la direction générale de l'Aviation civile (DGAC) et l'ONERA. Les méthodes de mesures utilisées dans ces deux projets de recherche étant semblables, les mesures présentées ci-après proviennent de ces deux projets complémentaires.

Plusieurs études de la contrainte mécanique par le suivi de la déflexion ont déjà été effectuées dans des travaux précédents (Bigand, 2020; Bigand et al., 2018, 2019; Sousa Martins, 2016). Une première approche, celle réalisée dans les travaux de Sousa Martins (Sousa Martins, 2016), est de ne considérer que le déplacement du point central. La pression appliquée en ce point se détermine alors en utilisant la théorie des plaques minces avec une méthode inverse.

Une autre approche consiste à mesurer l'ensemble de la déformation du panneau. Cela est réalisable avec un diagnostic de stéréo-corrélation, qui utilise deux caméras en simultané pour cartographier la déformation de l'ensemble du panneau. La déformation est alors comparée à des modèles de simulation par éléments finis, dont la mise en œuvre est plus complexe, comme cela est effectué dans les travaux de Bigand et al. (Bigand, 2020; Bigand et al., 2018, 2019). Ces mesures servent actuellement pour valider des modèles de simulation. La contrainte mécanique est ensuite déduite a posteriori à partir du modèle de simulation.

La seconde partie du chapitre est consacrée à l'étude de la contrainte mécanique appliquée à des panneaux isotropes. Pour cela, nous commencerons par la mise en œuvre du diagnostic de suivi de la déflexion des panneaux. Ensuite, nous rappellerons les équations de la théorie des plaques minces permettant de faire le lien entre la contrainte mécanique et la déformation d'un matériau. Enfin, nous analyserons les mesures de suivi de la déflexion du point central des panneaux pour remonter à la contrainte mécanique appliquée en leurs centres. Et pour finir, nous analyserons les

mesures de la déflexion radiale des panneaux. Une méthode de reconstruction du profil radial de la contrainte mécanique sera alors proposée.

6.2.1 Diagnostics de suivi de la déflexion

La mesure de la déflexion est réalisée en suivant le déplacement d'une mire fixée à l'arrière du panneau (figure 6.21). Celle-ci est constituée d'un trait représentant l'axe radial des échantillons. Le déplacement de la mire est suivi par deux caméras en incidence rasante (figures 6.21 et 6.22). La première mesure le déplacement point central à une cadence de 1,112 Mfps avec une résolution de 128x8 pixels et un champ objet de 11x0,7 mm et la seconde mesure la déflexion radiale à une cadence de 278 kfps avec une résolution de 400x40 pixels et un champ objet de 77x7,6 mm. Les deux caméras sont munies d'un objectif de focale fixe de 200 mm ouvert au maximum pour réduire le temps d'exposition. Pour permettre une utilisation croisée des mesures effectuées par les deux caméras, leurs instants d'acquisition sont synchronisés par un générateur d'impulsions. La fréquence d'acquisition de la caméra la plus rapide correspond exactement à quatre fois celle de la plus lente.

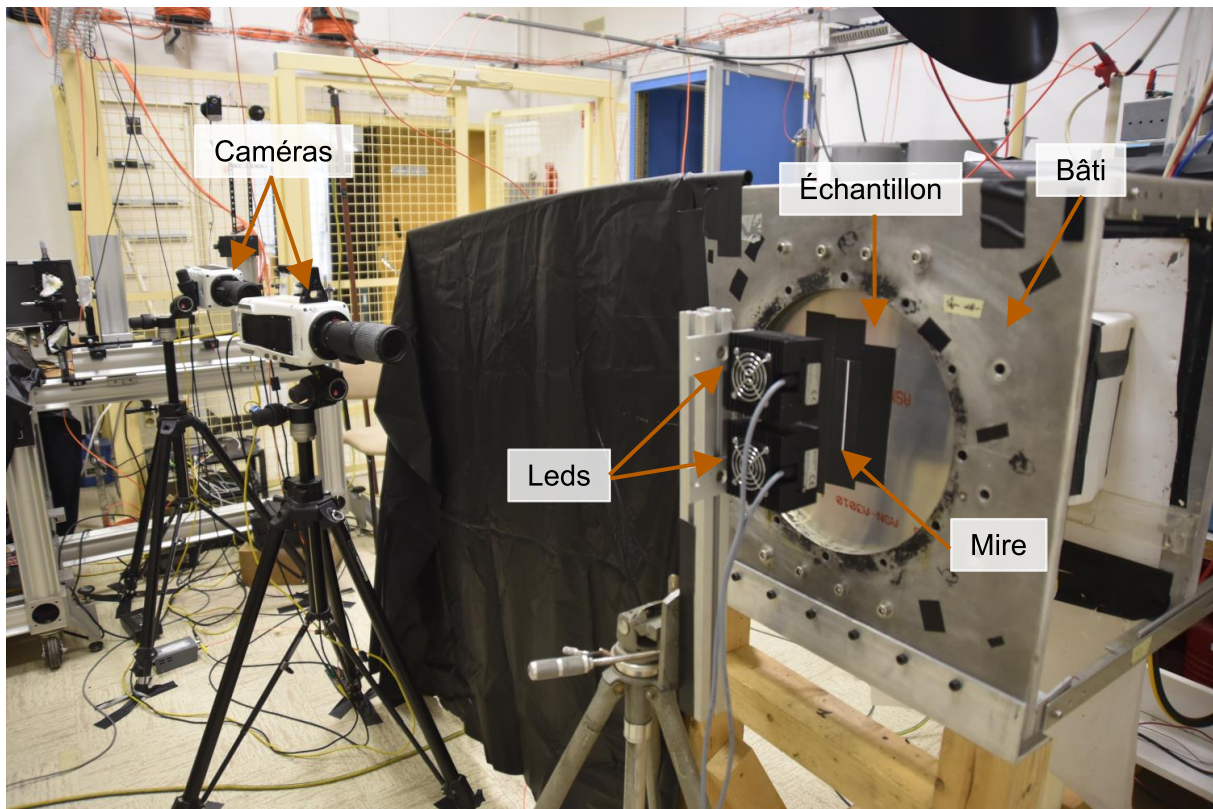


Figure 6.21 - Photographie du montage de mesure de déflexion en face arrière de l'échantillon.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

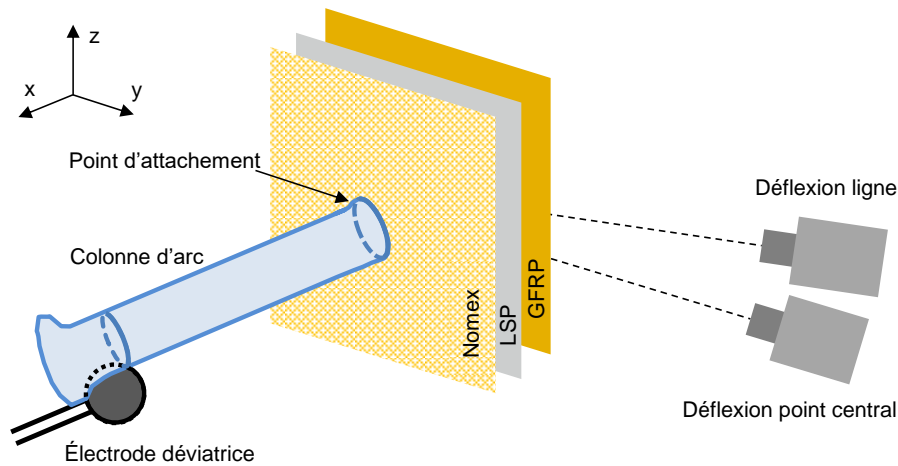
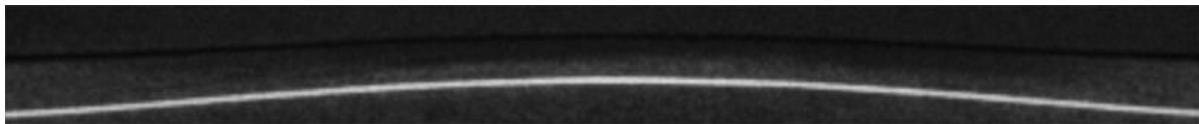


Figure 6.22 - Schéma de principe du montage d'acquisition.

La caméra de suivi du déplacement du centre du panneau observe le mouvement du panneau le long d'une bande de 8 pixels (figure 6.23.a). Afin d'accroître la robustesse de la localisation de la mire, celle-ci est détectée sur chacune des lignes de pixels. La localisation finale est déduite en moyennant les différentes positions. La caméra de suivi de la déflexion du profil radial observe une image centrée sur le centre du profil, permettant ainsi de contrôler la symétrie du profil (figure 6.23.b).



(a)



(b)

Figure 6.23 - Images de la mire vue par (a) la caméra de suivi du point central et (b) la caméra de suivi du profil radial pour lesquelles les déplacements de la mire s'effectuent respectivement dans le repère de la photo horizontalement et verticalement.

Deux types de mire ont été expérimentées pour le suivi de la déflexion. Tout d'abord une mire dont le trait est constitué d'une bande en aluminium. Pour la rendre visible malgré les faibles temps d'exposition, celle-ci est éclairée par des leds de puissance positionnées de manière symétrique par rapport aux caméras. Les caméras visualisent alors la mire grâce à une réflexion de la lumière sur l'aluminium. L'utilisation de la réflexion de la lumière des leds sur l'aluminium permet d'avoir un signal mesuré intense et donc un bon rapport signal sur bruit, ce qui évite lors de la détection de la mire d'être perturbée par la lumière de l'arc. Cependant, lors des essais foudre, la mire se déforme avec l'échantillon, ce qui modifie le reflet des leds au cours du temps (figure 6.24). Cette altération du reflet rend approximative la localisation spatiale de la mire, qui est alors localisée à quelques pixels près.



Figure 6.24 - Exemple de variation du reflet d'une mire en aluminium lors de la déflexion d'un panneau.

La seconde mire considérée est constituée d'un motif imprimé sur un matériau diffusant. La mire n'est alors plus éclairée en incidence rasante, mais selon l'axe normal de l'échantillon, transformant ainsi le signal mesuré par les caméras de l'observation d'une réflexion spéculaire en l'observation d'une réflexion diffuse. L'avantage de la réflexion diffuse est de varier lentement avec l'angle d'observation, ce qui permet d'assurer une qualité de mesure indépendante des déformations de l'échantillon. Cependant, l'utilisation de la réflexion diffuse diminue considérablement le signal mesuré, et donc le contraste des images. De ce fait, un important bruit de fond généré par la luminosité de l'arc apparaît sur les mesures. Ce signal parasite varie spatialement et au cours du temps (figures 6.25.a et b).

Sur l'image de la mire en fausse couleur présentée en figure 6.25.a, le trait en rouge correspond à la mire tandis que les autres variations de luminosité correspondent à des artéfacts provenant de diverses causes. Au niveau d'une coupe selon le sens de déplacement de la mire (figure 6.25.b), cela se traduit par plusieurs variations locales du signal ainsi qu'un fond non constant. Afin d'assurer une bonne localisation de la mire, c'est-à-dire inférieur à la taille du pixel, ce bruit de fond doit être retiré des images. Pour cela, deux méthodes différentes ont été envisagées. La première utilise un filtre de minimum de noyau de taille supérieure à la largeur en pixel de la mire. Ce filtre est sensible aux pixels aberrants de faible intensité, qui font apparaître des discontinuités au niveau de l'estimation du bruit de fond (figure 6.25.c), et par conséquent au niveau de l'image expérimentale après retrait du bruit de fond (figure 6.25.e).

Le second filtre envisagé est un filtre médian de noyau égal à trois fois la largeur de la mire. L'utilisation d'un noyau de cette taille permet de considérer le signal de la mire comme des valeurs aberrantes à l'estimation du bruit de fond. Le filtre médian étant insensible aux valeurs aberrantes lorsque moins de la moitié des valeurs le sont (Bolon et al., 1995), celui-ci permet donc bien de retirer intégralement le signal provenant de la mire. En comparaison avec l'utilisation du filtre de minimum, l'estimation du bruit de fond avec le filtre médian est plus lissée (figure 6.25.d) et moins d'artéfacts restent sur l'image expérimentale après le retrait du bruit de fond (figure 6.25.f). De plus, en utilisant un filtre médian, le signal de l'image expérimentale après le retrait du bruit de fond est bien centré autour de zéro pour les pixels ne comportant pas de signal de la mire.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

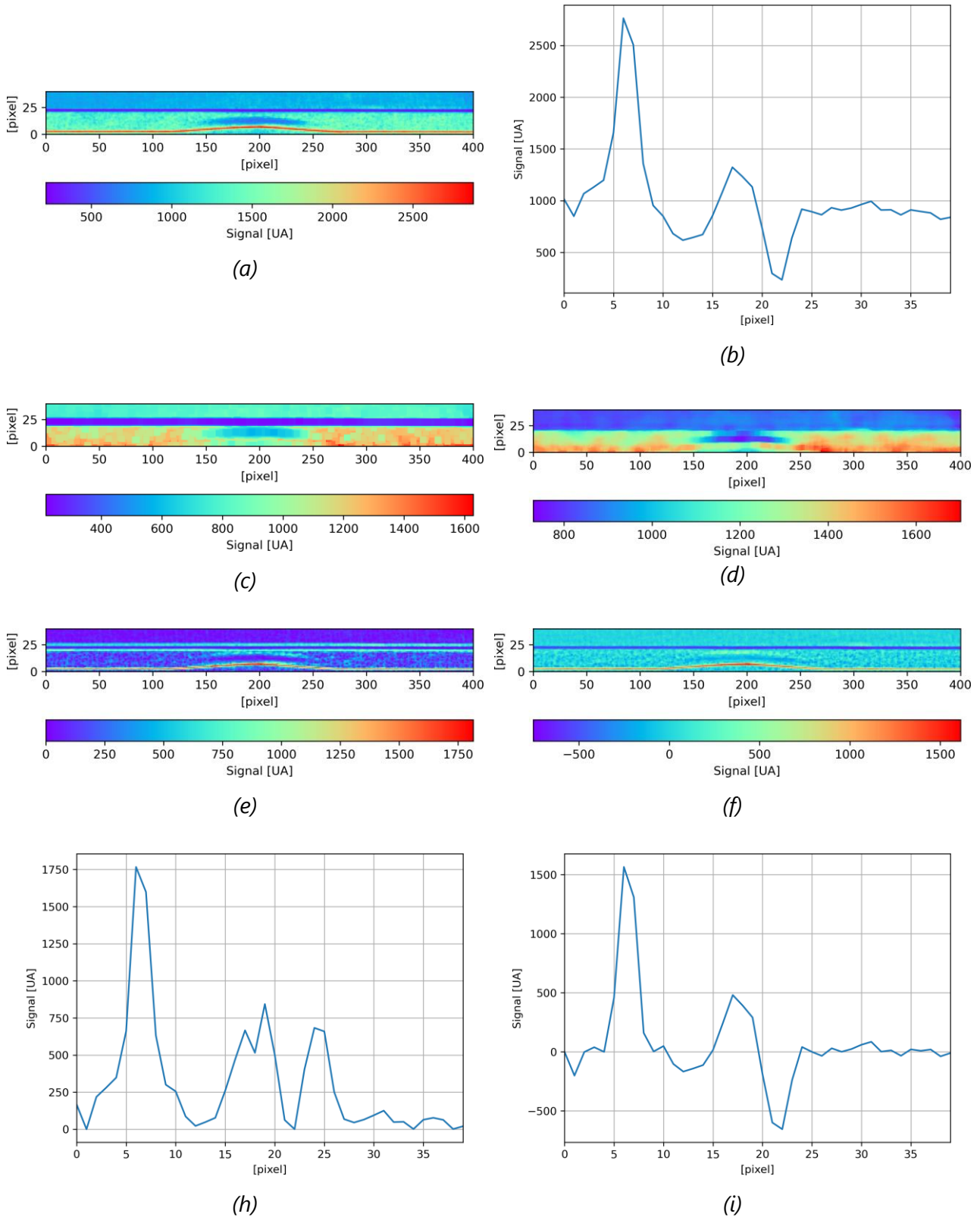


Figure 6.25 - Comparaison des méthodes de suppression du bruit de fond. (a) image expérimentale, (b) coupe verticale du centre l'image expérimentale, (c) et (d) estimations du signal de fond, (e) et (f) images de la mire après retrait du bruit de fond, (h) et (i) coupes verticales du centre des images après retrait du bruit de fond. Avec (c), (e) et (h) en utilisant un filtre de minimum et (d), (f) et (i) en utilisant un filtre médian.

Les deux filtres considérés permettent de réduire les variations spatiales du bruit de fond (figures 6.25.h et i). L'utilisation d'un filtre médian donnant globalement de meilleurs résultats, les mesures utilisées par la suite sont filtrées avec ce filtre avant d'effectuer une localisation de la mire.

La position de la mire est déterminée en maximisant la covariance entre la mesure expérimentale et une mire simulée. Une interpolation linéaire est effectuée entre les points de la mesure pour permettre une localisation de la mire avec une précision inférieure à la taille du pixel. Ce sur-échantillonnage de la mesure permet de considérer la proportion de signal provenant de la mire qui s'étale sur les pixels mesurant le bord de la mire afin d'améliorer la localisation de celle-ci.

La précision de détection de la mire est déduite a posteriori en comparant les positions avec une moyenne glissante des positions (figures 6.26.a et b). L'erreur de détection étant supposée stochastique de moyenne nulle, elle n'est donc pas préservée lors du calcul de la moyenne glissante. La différence entre la moyenne glissante et la mesure est bien semblable à du bruit pour la mesure du point central (figure 6.26.c). Cependant, pour la mesure effectuée avec la caméra de suivi du profil radial, des oscillations sont visibles sur le graphique montrant la différence entre la détection et la moyenne glissante (figure 6.26.d). Cela provient de la discrétisation temporelle de l'acquisition qui est plus faible. La différence entre le signal et la moyenne contient donc non seulement du bruit, mais aussi des variations dues au déplacement de la mire. En conséquence, l'erreur de détection pour cette mesure est surestimée. Les écart-types des mesures sont de 0,020 px pour le suivi du point central et de 0,046 px pour le suivi du profil radial. Ces valeurs sont supérieures à l'écart-type attendu pour une distribution uniforme qui est de la forme suivante :

$$\sigma = \frac{q}{\sqrt{12}}$$

Équation 6.22

avec q la largeur de la distribution.

Pour les mesures effectuées, q est de l'ordre de 1/1500 (figure 6.25.i). L'écart-type théorique minimum qui pourrait être atteint est de $\sigma = 1,9 \cdot 10^{-4}$ px, ce qui est inférieur aux écart-types de détection. La valeur de l'écart-type est aussi dépendante des dimensions de la mire simulée. En effet, si la taille de la mire est sur ou sous-évaluée, l'écart-type entre la mesure et la moyenne glissante augmente.

La mesure du déplacement de la mire est effectuée en relatif par rapport à la position initiale de la mire. Cela permet donc de s'affranchir du biais de mesure. L'erreur de mesure provient de la contribution de l'erreur de détection statistique, qui est de 2,1 μm pour le suivi du point central et de 12 μm pour le suivi du profil radial, et d'une erreur relative de calibration, qui est de 1,8 % pour le suivi du point central et de 1,5 % pour le suivi profil radial.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

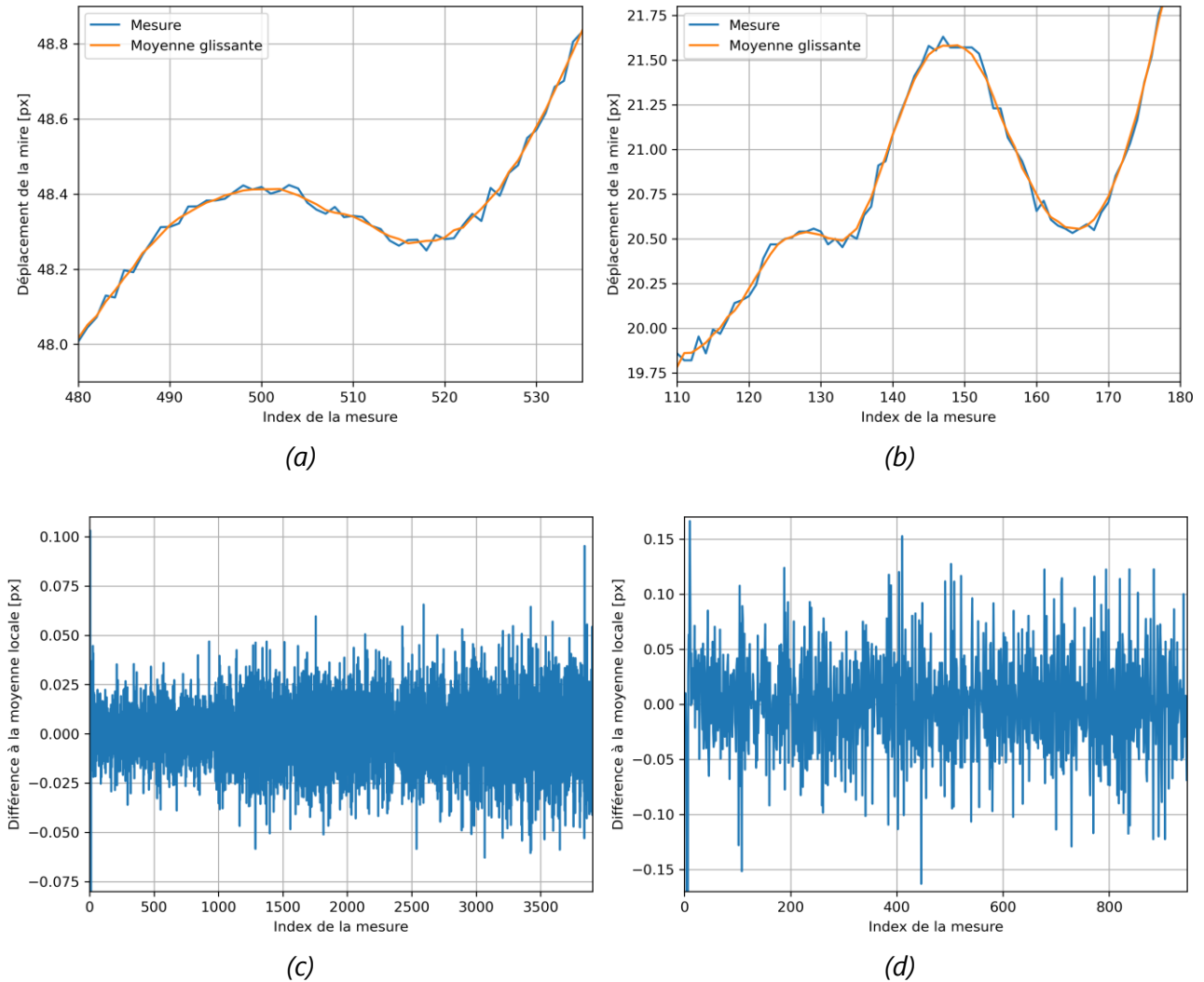


Figure 6.26 - (a) et (b) le suivi de la mire en pixel avec une comparaison à la moyenne glissante. (c) et (d) la différence entre la mesure et la moyenne glissante. Avec (a) et (c) les mesures effectuées par la caméra de suivi de la déflexion du point central, et (b) et (d) les mesures effectuées par la caméra de suivi de la déflexion radiale.

Pour valider la répétabilité du diagnostic, les mesures du déplacement du point central obtenues avec la caméra de suivi du point central (figure 6.27.a) et la caméra de suivi du profil radial (figure 6.27.b) sont comparées. Le maximum de déplacement mesuré sur l'exemple présenté en figure 6.27 pour les deux caméras sont de 6,398 mm et de 6,468 mm, ce qui correspond à une erreur relative de 1,1 %. Cette erreur est inférieure à l'incertitude de localisation de la mire.

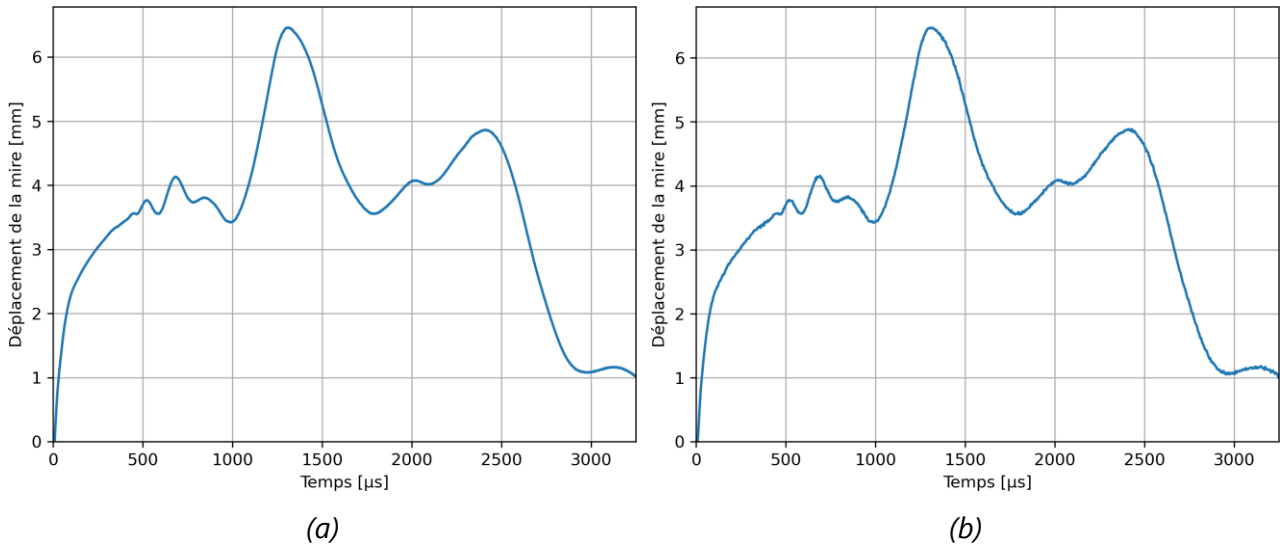


Figure 6.27 - Suivi du déplacement du point central avec (a) la caméra de suivi du point central et (b) la caméra de suivi du profil radial.

6.2.2 Théorie des plaques minces

La contrainte mécanique appliquée à un panneau lors d'un essai foudre peut se déduire dans le cadre de la *théorie des plaques minces*, aussi dite *théorie de Love-Kirchhoff*, à partir de la déflexion du panneau. Cette approche, utilisée dans les travaux de Sousa Martins (Sousa Martins, 2016), est rappelée dans cette section.

Dans le cadre de la théorie des plaques minces, la déformation est supposée faible et uniquement normale au panneau. L'épaisseur du panneau est supposée constante. Pour un panneau fixé dans le plan Oxy , la contrainte mécanique est appliquée selon l'axe Oz . Dans cette configuration, la déflexion du panneau suit la loi suivante (Ventsel & Krauthammer, 2001) :

$$D\nabla^2\nabla^2w(x,y,t) = p(x,y,t) - \rho\delta\frac{\partial^2}{\partial t^2}w(x,y,t)$$

Équation 6.23

avec D la rigidité flexionnelle (en N.m) ;
 $w(x,y,t)$ le déplacement selon l'axe Oz (en m) ;
 $p(x,y,t)$ la contrainte mécanique (en N.m⁻²) ;
 δ l'épaisseur du panneau (en m) ;
 ρ la densité du panneau (en kg.m⁻³).

Le terme de droite de l'équation 6.23 introduit une dépendance temporelle correspondant à un terme inertiel.

Pour des configurations à symétrie cylindrique, c'est-à-dire où l'ensemble des grandeurs du système ont une dépendance uniquement radiale avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$,

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

l'équation 6.23 s'écrit sous la forme suivante :

$$D \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ r \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} w(r, t) \right) \right] \right\} = p(r, t) - \rho \delta \frac{\partial^2}{\partial t^2} w(r, t)$$

Équation 6.24

Les dérivées première et seconde du déplacement w étant négligeable en $r = 0$ (Sousa Martins, 2016), dans le cas d'une étude du déplacement du point central l'équation 6.24 se simplifie sous la forme suivante :

$$p(0, t) = \rho \delta \frac{\partial^2}{\partial t^2} w(0, t)$$

Équation 6.25

Pour remonter à la contrainte mécanique la solution proposée par Sousa Martins (Sousa Martins, 2016) considérant une fonction bi-exponentielle a été utilisée (équation 6.26).

$$p(0, t) = P \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right)$$

Équation 6.26

Le déplacement du point central au cours du temps se déduit en intégrant deux fois l'équation 6.25 :

$$w(0, t) = \frac{P}{\rho \delta} \left[\tau_1^2 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \tau_2^2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} + (\tau_1 - \tau_2)t + (\tau_2^2 - \tau_1^2) \right]$$

Équation 6.27

avec P , τ_1 et τ_2 des paramètres caractérisant le déplacement du point central dans les premiers instants. Ces paramètres sont déterminés dans les paragraphes suivants en effectuant pour chaque mesure une minimisation de l'erreur quadratique entre le modèle (équation 6.27) et la mesure expérimentale.

6.2.3 Expériences

Les mesures expérimentales sont présentées successivement pour l'étude de la déflexion du point central et celle du profil radial des échantillons.

À partir du suivi de la déflexion du point central, une analyse comparative entre divers échantillons est effectuée et des reconstructions des profils de pression sont réalisées.

À partir du suivi de la déflexion du profil radial, le régime de déformation des matériaux est analysé pour les structures en aluminium et en fibre de verre. La déflexion radiale est ensuite comparée à un modèle de reconstruction de la déflexion dont le développement a été commencé lors de cette thèse.

6.2.3.1 Suivi de la déflexion

Les mesures de déflexion présentées en figure 6.28 font ressortir deux zones temporelles différentes. Dans les premiers instants, jusqu'à 100 μs pour les structures en GFRP et 400 μs pour la structure en aluminium, le déplacement du centre de l'échantillon dépend uniquement de l'impulsion induite par la contrainte mécanique. Au-delà de ces instants, sur des temps longs, d'autres modes vibratoires apparaissent et se superposent au déplacement initial du centre de la plaque.

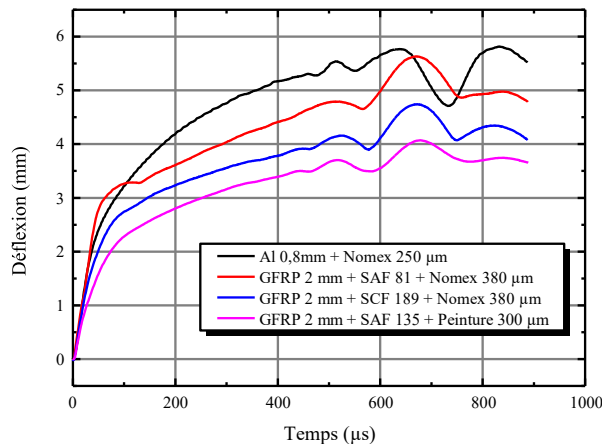


Figure 6.28 - Mesure de déflexion du point central pour des structures en aluminium et en fibre de verre recouvertes d'un diélectrique.

La méthode de détermination de la contrainte mécanique au centre des échantillons nécessite uniquement le suivi de l'impulsion initiale. Seuls les premiers instants de la déflexion sont considérés dans la suite.

6.2.3.2 Étude de la contrainte mécanique aux centres des panneaux pour des protections métalliques isotropes

L'influence du grammage des protections métalliques et de l'épaisseur de Nomex sur la contrainte mécanique est analysée dans cette section pour des structures en fibre de verre. Les structures en aluminium ne sont pas considérées. En effet, les observations effectuées dans la section suivante montrent que leurs déformations ne s'effectuent pas toujours en régime élastique. En conséquence, la théorie des plaques minces n'est pas applicable pour ce type de panneau.

L'impact du grammage est évalué en considérant des protections SAF de différentes épaisseurs. Les mesures présentées en figure 6.29 font apparaître des déplacements similaires des panneaux pour les différents grammages (figure 6.29.a) et des valeurs de pressions pics comprises entre 30 et 40 bar (figure 6.29.b). La pression tend à diminuer avec l'augmentation de la densité surfacique, ce qui est cohérent avec la vaporisation plus lente des protections métalliques qui induit un échange de quantité de mouvement plus faible.

Les maximums de pression apparaissent entre 2 et 5 μs après le début de l'arc (figure

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

6.29.b). C'est-à-dire entre l'onde de choc induite par l'initiation de l'arc et le pic de courant situé à 11 μs . Les pics de pression ont aussi été observés dans la même plage temporelle dans les travaux de Sousa Martins (Sousa Martins, 2016).

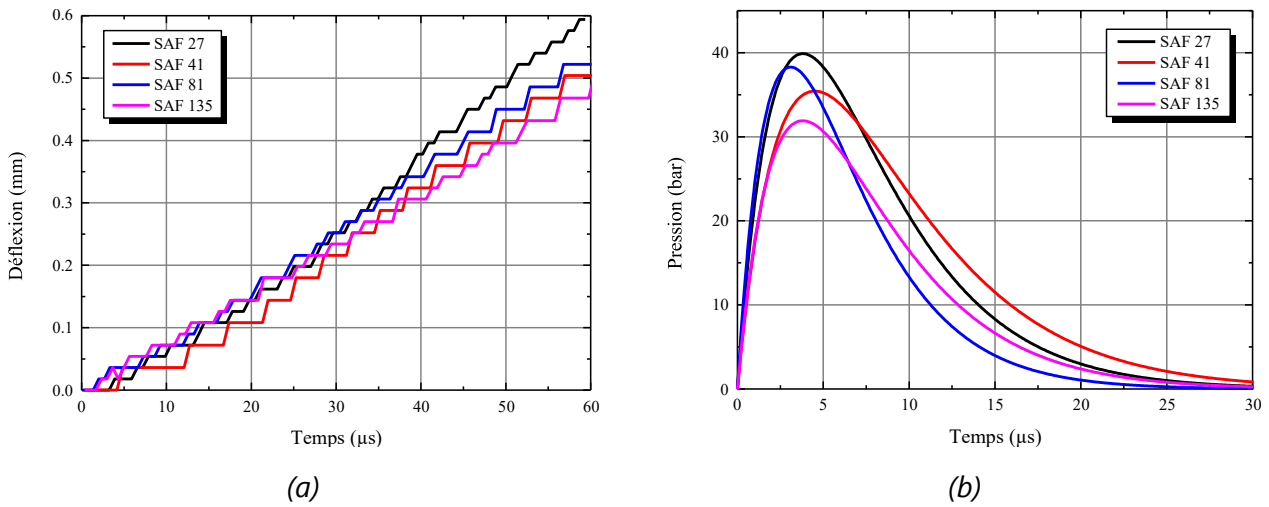


Figure 6.29 - Influence de la densité surfacique de protections SAF sur la contrainte mécanique. (a) mesure de la déflexion du point central avec une mire en aluminium et (b) les profils de pression déduits.

L'influence de l'épaisseur du diélectrique sur la contrainte mécanique est présentée en figure 6.30. L'augmentation de l'épaisseur du diélectrique induit une augmentation de la déflexion dans les premiers instants (figure 6.30.a) et des valeurs pics des profils de pression (figure 6.30.b). La présence d'un diélectrique augmente fortement la contrainte mécanique appliquée aux échantillons. Les pics de pression de l'ordre de 35 bar en l'absence de diélectrique atteignent jusqu'à 1200 bar lors de l'ajout d'une feuille de Nomex de 760 μm d'épaisseur.

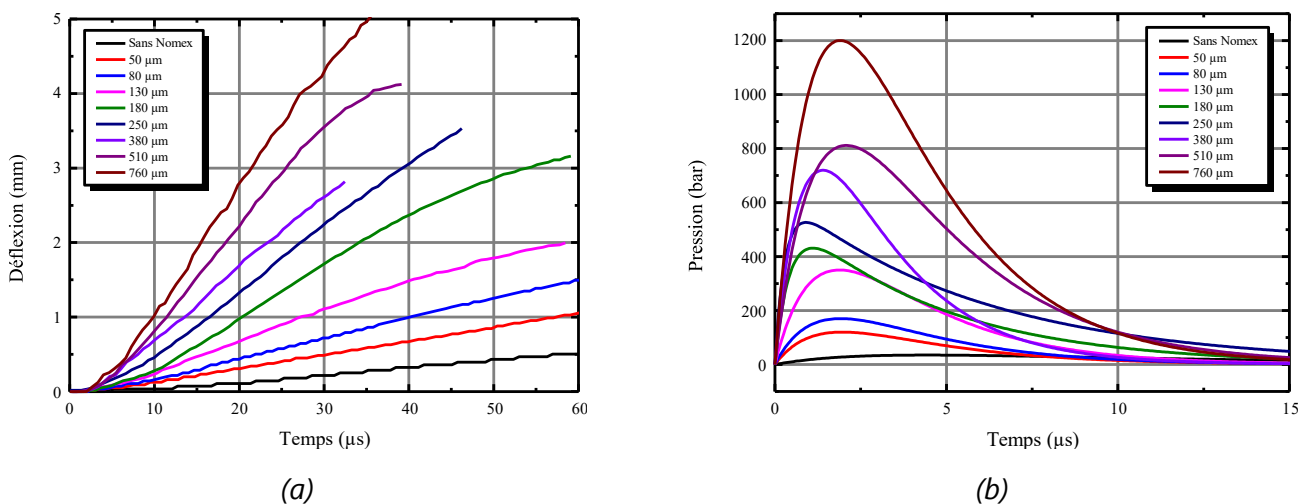


Figure 6.30 - Influence de l'épaisseur du diélectrique pour des panneaux avec une structure en fibre de verre recouvert d'une protection SAF 41 et d'une feuille de Nomex de différentes épaisseurs. (a) mesure de la déflexion du point central avec une mire en aluminium et (b) les profils de pression déduits.

6.2.3.3 Suivi de la déflexion radiale

Des mesures de la déflexion radiale au cours du temps pour des panneaux avec des structures en aluminium ou en fibre de verre sont présentées en figure 6.31. Pour l'ensemble des profils mesurés, la déflexion du panneau s'effectue à partir du centre de ce dernier. Les déflexions radiales sont relativement symétriques par rapport au point d'injection du courant.

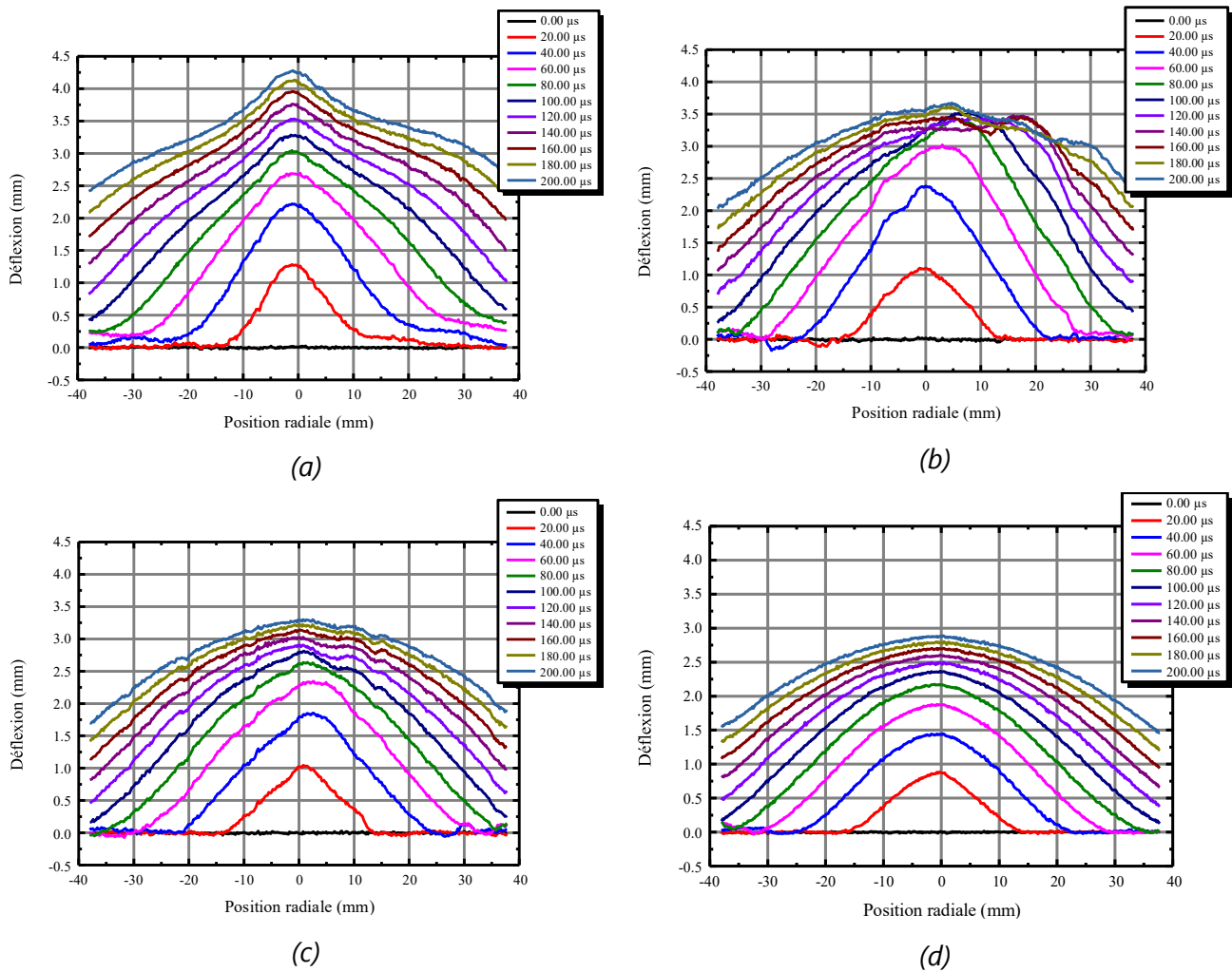


Figure 6.31 - Déflexion radiale à plusieurs instants pour divers panneaux : (a) structure aluminium 0,8 mm + Nomex 250 μm, (b) structure GFRP + SAF 81 + Nomex 380 μm, (c) structure GFRP + SCF 189 + Nomex 380 μm, (d) structure GFRP + SAF 135 + peinture 300 μm.

Pour une structure en aluminium recouverte d'un diélectrique suffisamment épais, la déflexion au centre du panneau est piquée (figure 6.31.a). La pression étant localement très importante, la déformation ne s'effectue plus en régime élastique, mais en régime plastique. Elle est donc permanente. Après essai foudre, pour un panneau d'aluminium aéronautique de 0,8 mm d'épaisseur et recouvert d'une feuille de Nomex de 250 μm, un emboutissement circulaire d'environ 2 cm de diamètre est formé en son centre. La méthode de détermination de la pression utilisant la théorie des plaques minces suppose d'être en régime élastique. Elle n'est donc pas applicable, car la pression est

localement trop importante pour ce type de panneau.

Pour les échantillons avec une structure en fibre de verre recouverte d'une protection métallique et d'un diélectrique, la déformation s'effectue en régime élastique (figures 6.31.b, c et d). Les déflexions radiales observées pour des échantillons recouverts d'une feuille de Nomex (figure 6.31.b et c) sont similaires à la déflexion observée pour un cas peint (figure 6.31.d).

6.2.3.4 Estimation du profil radial de pression

Afin de déterminer les profils radiaux de pression appliqués aux échantillons, une méthode de reconstruction de la pression radiale à partir de la déflexion radiale a été envisagée. Cependant, la méthode inverse, étant complexe à réaliser, elle n'a pas pu être finalisée lors de ce doctorat. Un premier résultat est présenté dans cette section.

La méthode de reconstruction proposée consiste à résoudre l'équation des plaques minces (équation 6.24) en injectant une solution analytique avec une dépendance temporelle qui suit une loi bi-exponentielle (équation 6.26) et une dépendance spatiale qui suit une loi gaussienne. La loi supposée pour le profil radial de pression au cours du temps est la suivante :

$$p(r, t) = P \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) e^{-\frac{r^2}{R^2}}$$

Équation 6.28

Avec P , τ_1 , τ_2 et R les paramètres caractérisant le profil de pression déterminés en minimisant l'écart quadratique entre la prédiction du modèle (équation 6.24) et la mesure de déflexion.

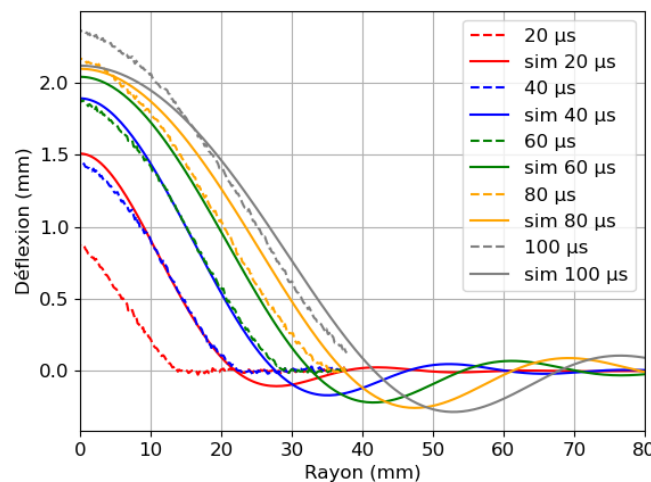


Figure 6.32 - Comparaison des déflexions expérimentale et simulée pour un panneau avec une structure en fibre de verre recouvert d'une protection SAF 135 et d'une feuille de Nomex de 380 µm ($P = 800$ bar, $\tau_1 = 12,32$ µs, $\tau_2 = 16$ µs et $R = 4$ mm).

Un exemple de profil simulé de la déflexion radiale est présenté en figure 6.32. Le

modèle coïncide avec les mesures aux temps élevés, cependant un écart est présent dès les premiers instants.

6.3 Conclusion

Le diagnostic développé pour le suivi de l'endommagement de protections métalliques a mis en évidence l'influence de la géométrie de la protection et la présence de diélectrique sur la taille et la forme de l'endommagement. Plusieurs lois comportementales ont été formulées pour expliquer l'effet des conditions expérimentales sur la géométrie de l'endommagement des protections.

Le modèle de changement de phase, développé dans ce chapitre, a été confronté avec succès aux mesures expérimentales. Une bonne concordance est observée entre le modèle et l'émission radiative de l'endommagement. Celui-ci permet d'interpréter l'émission lumineuse de l'endommagement pendant les essais foudre et aussi d'affiner la compréhension des causes de l'endommagement post-mortem des protections métalliques.

Pour étudier la contrainte mécanique, un diagnostic de suivi de la déflexion des panneaux a été développé pour l'observation du centre et du profil radial des échantillons. Il permet un suivi de la déflexion des panneaux avec une précision inférieure aux dimensions du pixel dans le plan objet, et donc de capturer des déplacements non observables jusqu'à présent avec le matériel d'acquisition disponible. La précision effective des mesures a été estimée expérimentalement.

Les mesures de la déflexion du point central pour des panneaux en fibre de verre recouvert de protection aluminium ont montré qu'en l'absence de diélectrique, la contrainte mécanique appliquée à l'échantillon reste relativement faible, de l'ordre de 35 bar, mais qu'elle augmente fortement lors de l'ajout d'un diélectrique, jusqu'à 1200 bar pour le diélectrique le plus épais considéré.

L'étude du profil de la déflexion radiale a mis en évidence les limites d'élasticité des panneaux d'aluminium pour des diélectriques épais. Pour les structures en fibre de verre, la déformation est bien élastique et les profils de déflexion observés pour des panneaux recouverts d'une feuille de Nomex sont similaires à ceux observés pour un panneau peint.

Pour remonter aux profils radiaux de la contrainte mécanique appliquée aux échantillons lors des essais foudre, une méthode de reconstruction a été initiée dans ces travaux. Cependant, en raison du temps limité disponible pour son développement, celle-ci n'a pu être finalisée. Les premiers résultats ont été présentés en fin de chapitre.

6 Étude des contraintes thermique et mécanique

Conclusions générales

Dans ces travaux nous avons cherché à développer une approche exhaustive des différents phénomènes physiques mis en jeu lors de l'interaction d'un arc électrique avec un matériau aéronautique dans le contexte du foudroiement des avions.

Le chapitre III présente les échantillons académiques qui ont été développés pour permettre de découpler les effets liés à la structure, à la protection métallique et à la peinture, tout en étant cohérents avec des échantillons aéronautiques.

Une étude de l'endommagement post-mortem a mis en évidence une loi reliant le grammage des protections métalliques avec leurs surfaces endommagées, ainsi que l'influence du diélectrique qui augmente l'endommagement final. La loi pilotant l'endommagement est valable pour les protections isotropes et anisotropes. Ce comportement observé expérimentalement se retrouve dans le modèle physique développé au chapitre VI pour le suivi de changement d'état des protections métalliques.

Dans le chapitre IV, une étude des propriétés hydrodynamiques de l'arc a été effectuée. Pour cela des diagnostics d'imagerie rapide, pour le suivi de l'expansion de l'arc, et de striescopia, pour le suivi des ondes de choc, ont été développés. Plusieurs types d'échantillons ont été considérés lors de cette étude.

Cette étude a montré que la hausse du niveau du courant entraîne une augmentation de la vitesse d'expansion de l'arc et de l'intensité du jet Maecker lorsqu'il est observable.

Une striction de l'arc imposée par la force de Laplace a été constatée en l'absence de diélectrique sur des panneaux aluminium et sur des panneaux de fibre de verre recouverts d'une protection métallique. Lorsque la vitesse de vaporisation radiale de la protection métallique est supérieure à la vitesse d'expansion de l'arc, la striction ne se forme plus au niveau de l'interface du plasma avec le matériau, mais à quelques centimètres de l'échantillon.

La présence d'un diélectrique à la surface d'un panneau impose à l'arc de former une constriction au niveau de l'échantillon, ce qui donne lieu à l'apparition d'un jet Maecker. Le jet est d'autant plus important que le trou dans le diélectrique est petit.

Les mesures de striescopia ont mis en évidence différentes ondes de choc qui se

propagent au niveau du point d'attache de l'arc. Ces ondes sont dues à la formation du canal d'arc, à une onde mécanique se propageant à la surface du diélectrique et à la vaporisation rapide des protections métalliques pour les protections de faible grammage.

Le chapitre V a été consacré à une étude des propriétés thermodynamiques de l'arc. Pour cela un montage d'acquisition de spectroscopie d'émission a été développé afin d'observer l'arc avec une importante résolution spatiale à des distances comprises entre 2 et 15 mm des échantillons.

Pour remonter aux propriétés de l'arc plusieurs étapes ont été effectuées. Tout d'abord une base de données de spectroscopie a été développée, par fusion des bases de NIST et de Kurucz. Ensuite, afin de déterminer la fenêtre spectrale à utiliser, un critère entropique a été développé pour évaluer la pertinence de différentes zones spectrales. Et enfin deux méthodes de reconstructions ont été considérées dans ces travaux. La première est une amélioration d'une méthode de reconstruction déjà utilisée dans des travaux précédents pour l'étude de la colonne d'arc libre. Cette méthode s'est cependant avérée instable pour reconstruire les propriétés de l'arc avec une haute résolution spatiale. De ce fait, une seconde méthode de reconstruction a été développée pour s'affranchir des limitations de la première. Celle-ci est conçue pour limiter les oscillations des profils et éviter l'identification de solutions non physiquement pertinentes.

Des reconstructions d'arcs ont été effectuées avec succès pour des mesures d'arcs sur des panneaux d'aluminium sans diélectrique, pour tous les niveaux de courant et sur des panneaux d'aluminium avec diélectrique, pour de faibles niveaux de courant. Des minimums locaux au centre des profils de température, de pression et de densité électronique ont été observés proche de l'échantillon. Ces minimums locaux n'avaient pas été observés dans les travaux précédents portant sur la colonne d'arc libre. Globalement, les propriétés locales de l'arc proche de l'échantillon en l'absence de diélectrique sont similaires à celles de la colonne d'arc libre.

Lorsque le panneau d'aluminium est recouvert d'un diélectrique, un jet Maecker se forme à sa surface. Celui-ci est quasiment optiquement épais en son centre. Son épaisseur optique augmente avec le niveau de courant et l'intensité du jet plasma. La méthode de reconstruction, n'étant pas prévue pour des plasmas quasiment optiquement épais, elle n'a pas permis de remonter aux propriétés locales de l'arc. Néanmoins, un suivi des ions Al^+ est resté possible. Les mesures du rayonnement de l'arc ont aussi montré des similitudes entre les panneaux d'aluminium recouverts d'une fibre de verre et les panneaux d'aluminium peints.

Dans le chapitre VI, la première partie présente une étude de la contrainte thermique pour plusieurs protections métalliques avec et sans diélectrique. Différentes formes d'endommagement ont été observées en fonction des protections. Pour les protections isotropes ou avec un important grammage, l'endommagement au cours du temps reste circulaire. Pour les protections anisotropes de plus faible grammage, correspondant aux protections où la base du pied d'arc s'étend plus rapidement que la colonne d'arc libre, l'évolution de l'endommagement dépend de la géométrie de la protection et de la présence de diélectrique. En effet, la présence d'un diélectrique empêche le couplage électrique entre la protection et le plasma et provoque un confinement de l'explosion due à la vaporisation. Un modèle physique analytique a été réalisé dans ce chapitre pour estimer les différents changements d'état des protections métalliques au cours du temps. Les prévisions de ce modèle, qui ont montré une bonne concordance avec l'émission lumineuse de l'endommagement, permettent d'améliorer la compréhension des mesures d'imagerie rapide et des mesures de l'endommagement final.

En seconde partie du chapitre VI, une étude de la contrainte mécanique a été effectuée pour des échantillons isotropes. Pour cela un diagnostic de suivi de la déflexion a été développé. Les mesures de déflexion du point central ont permis de remonter à la contrainte mécanique appliquée au centre des échantillons. Le suivi de la déflexion radiale a permis de détecter le passage du régime de déformation élastique au régime de déformation plastique pour des panneaux avec des structures en aluminium ou en fibre de verre. Pour finir, une méthode inverse permettant de remonter au profil radial de la contrainte mécanique a été proposée.

Pour des travaux futurs, plusieurs pistes d'amélioration et d'approfondissement pourraient être envisagées.

De nouveaux panneaux peuvent être étudiés, en particulier avec des structures en fibre de carbone. La fibre de carbone étant un matériau complexe entraînant des fuites de courant et pouvant se délaminer lors d'un essai foudre, il serait pertinent d'utiliser dans un premier temps des protections isotropes et des diélectriques d'épaisseur contrôlée pour limiter les couplages physiques entre ces différents éléments.

L'étude des propriétés thermodynamiques de l'arc pourrait être améliorée selon différents axes pour rendre les reconstructions plus robustes et pour considérer de nouvelles configurations expérimentales :

- La réduction du nombre de paramètres considérés par la fonction de minimisation permettrait de rendre le modèle plus parcimonieux et d'être moins

soumis à la malédiction de la dimension².

- L'amélioration physique du modèle par un calcul explicite du continuum ou par un calcul de l'émission parasite observée proche des échantillons.
- L'utilisation de méthodes de minimisation plus robustes permettant de sortir des minimums locaux, ce qui nécessite de diminuer le coût de calcul du modèle physique pour maintenir un temps de calcul acceptable. Actuellement le temps de calcul d'une reconstruction avec l'estimation de l'incertitude est de l'ordre de 70 heures.
- Le changement de la zone spectrale de l'acquisition pour travailler avec des pressions élevées ou avec d'importantes fractions d'aluminium.
- L'utilisation de plusieurs angles de vue pour effectuer de la tomographie 3D pour des configurations où l'arc est non axisymétrique.

Le suivi de la contrainte thermique appliquée à des protections métalliques peut aussi être complété en comparant les observations d'imagerie avec un modèle en éléments finis, ce qui permettrait d'étudier plus finement l'endommagement pour des protections anisotropes. Cette approche est mise en œuvre dans des travaux récents de la littérature pour étudier la contrainte thermique appliquée à des protections ECF (Bigand, 2020).

Le suivi de la contrainte mécanique radiale appliquée aux échantillons lors d'essai foudre peut être poursuivi en finalisant la méthode de reconstruction proposée pendant la thèse. L'ajout d'une dépendance temporelle de l'étalement spatial de la contrainte mécanique peut être envisagé pour tenir compte des effets induits par l'étalement du pied à la surface des échantillons.

Ces améliorations proposées devraient permettre d'affiner la compréhension des phénomènes physiques au niveau de l'interface entre l'arc électrique et le matériau, en permettant d'effectuer des mesures plus précises et pour des échantillons plus complexes, tels que des protections anisotropes ou des panneaux en fibres de carbone.

Les résultats présentés dans ce mémoire peuvent être utilisés comme base de données complémentaires pour le développement et la validation d'outils de simulation.

² *La malédiction de la dimension, ou le fléau de la dimension*, désigne divers phénomènes rencontrés en science des données où l'augmentation du nombre de dimensions rend les méthodes d'analyse ou d'apprentissage inefficaces.

7 Annexes

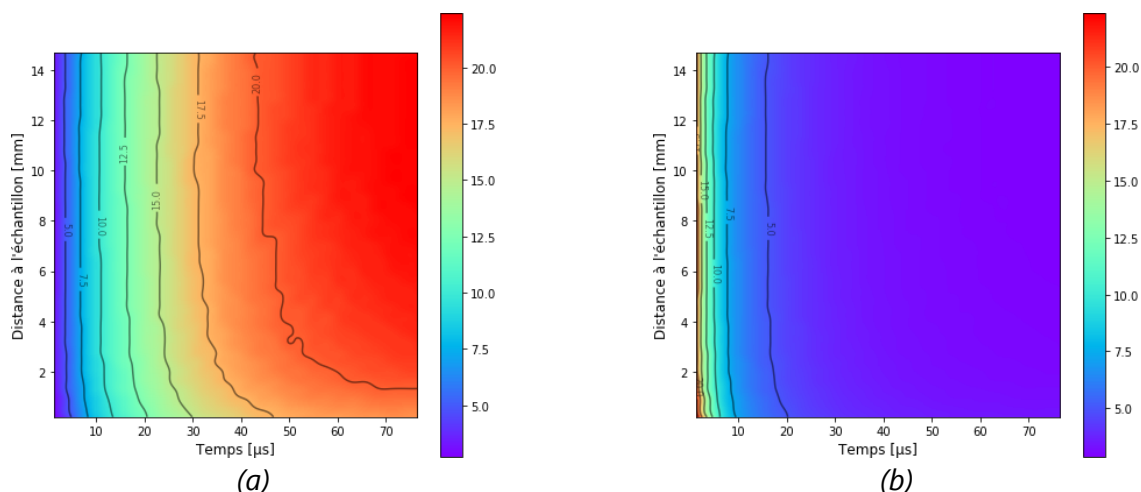
7.1 MESURES DE RAYON ET DE DEMI-LARGEUR DE L'ARC	237
7.1.1 PANNEAUX D'ALUMINIUM	237
7.1.2 PANNEAUX D'ALUMINIUM AVEC GFRP PERCEE	239
7.1.3 PANNEAUX D'ALUMINIUM PEINT	241
7.1.4 PANNEAUX DE GFRP AVEC PROTECTIONS METALLIQUES ISOTROPES	242
7.1.5 PANNEAUX DE GFRP AVEC PROTECTIONS METALLIQUES COMMERCIALES	245
7.2 BASES DE RAIES ATOMIQUES	246
7.2.1 RAIES SPECTRALES DE Al^+	247
7.2.2 RAIES SPECTRALES DE Al^{++}	249
7.2.3 RAIES SPECTRALES DE Ar^+	250
7.2.4 RAIES SPECTRALES DE N	251
7.2.5 RAIES SPECTRALES DE N^+	265
7.2.6 RAIES SPECTRALES DE O	268
7.2.7 RAIES SPECTRALES DE O^+	269

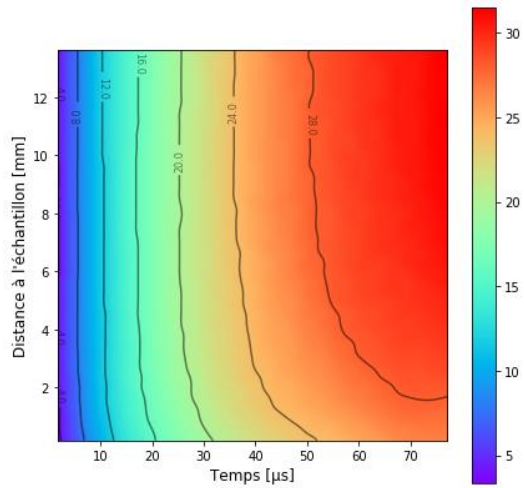
7.1 Mesures de rayon et de demi-largeur de l'arc

Les mesures de demi-largeur du pied d'arc ont pour certains échantillons été obtenues à partir d'une unique mesure ou d'un nombre réduit d'acquisition. Pour éviter une sous-estimation de l'incertitude globale, liée à une méconnaissance de la répétabilité des tirs, l'écart-type expérimental est majoré par une valeur de référence de 0,6 mm. Cette majoration est systématiquement utilisée lorsque les mesures sont moyennées sur moins de cinq acquisitions.

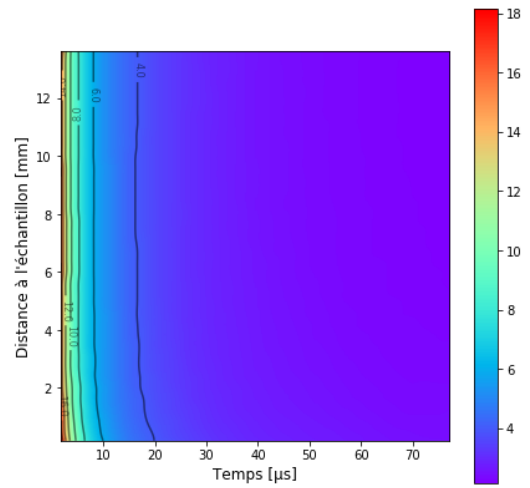
La valeur de référence correspond au maximum de l'écart-type expérimental obtenu lors du foudroiement avec une onde D d'un panneau d'aluminium. Cette configuration ayant été répétée sur 11 tirs, elle permet une bonne estimation de l'écart-type expérimental de la répétabilité.

7.1.1 Panneaux d'aluminium

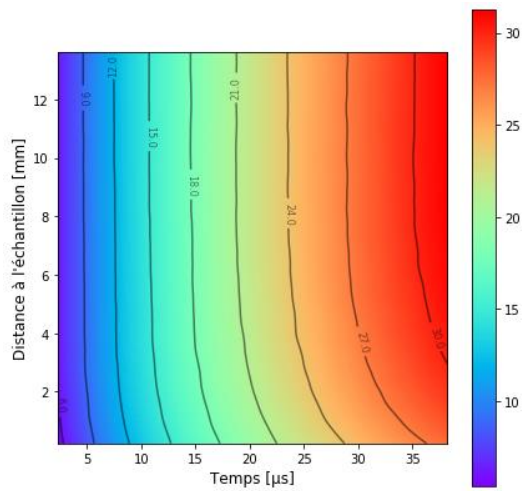




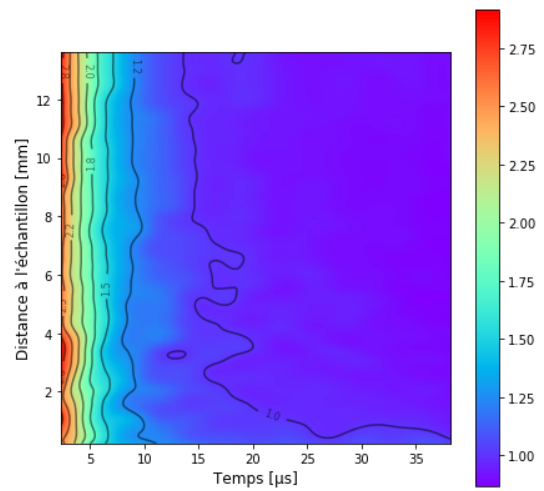
(c)



(d)



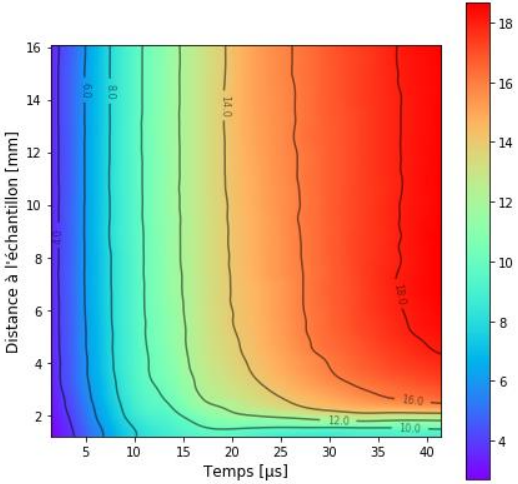
(e)



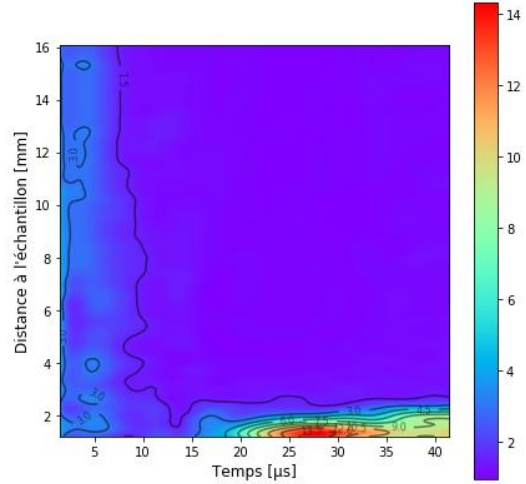
(f)

Figure 7.1 - (a), (c), (e) rayon de l'arc en mm et (b), (d), (f) l'incertitude en pourcent, pour les ondes respectives $D/4$, $D/2$ et D sur panneaux aluminium.

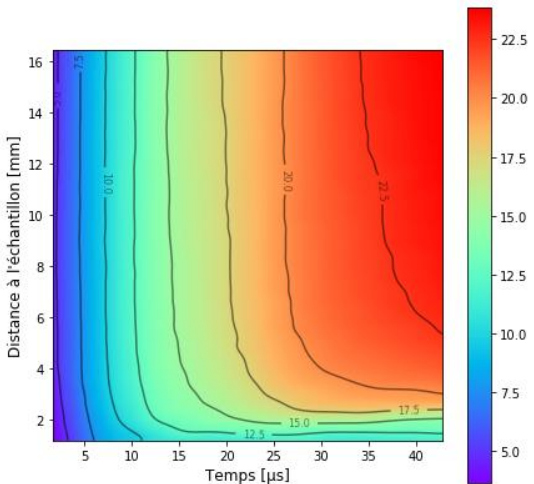
7.1.2 Panneaux d'aluminium avec GFRP percée



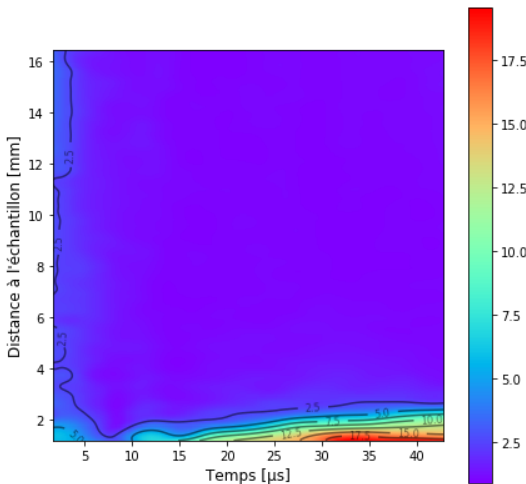
(a)



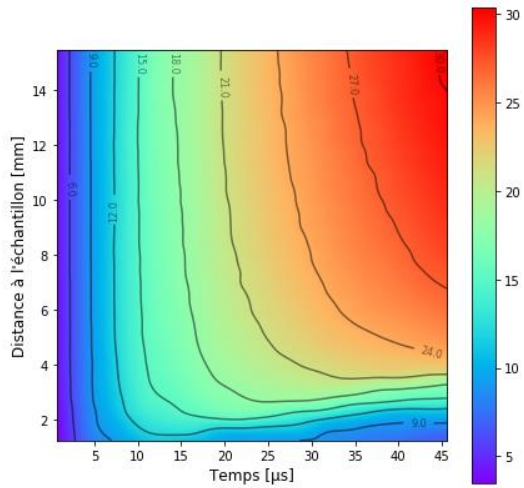
(b)



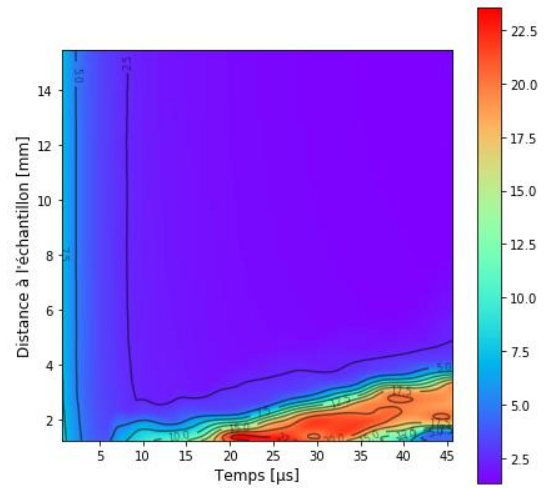
(c)



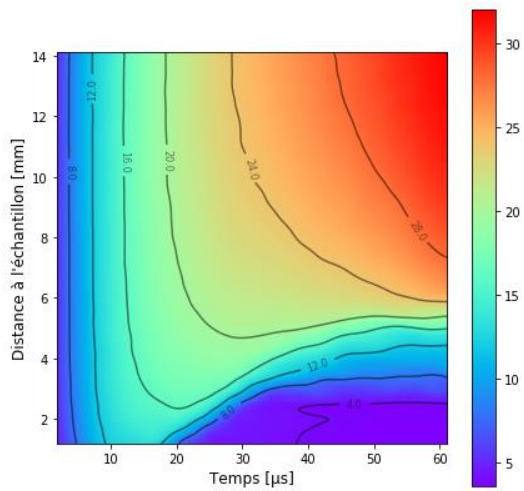
(d)



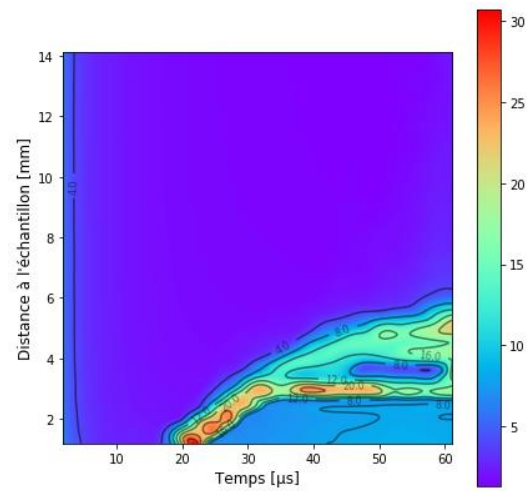
(e)



(f)



(g)



(h)

Figure 7.2 - (a), (c), (e), (g) le rayon l'arc en mm avec (b), (d), (f), (h) l'incertitude respective en pourcent. Les configurations associées sont : (a), (c), (e) une fibre de verre percée avec un trou $\varnothing 20,4$ mm pour les ondes respectives $D/4$, $D/2$ et D et (g) une fibre de verre percée avec un trou $\varnothing 9$ mm et une onde D .

7.1.3 Panneaux d'aluminium peint

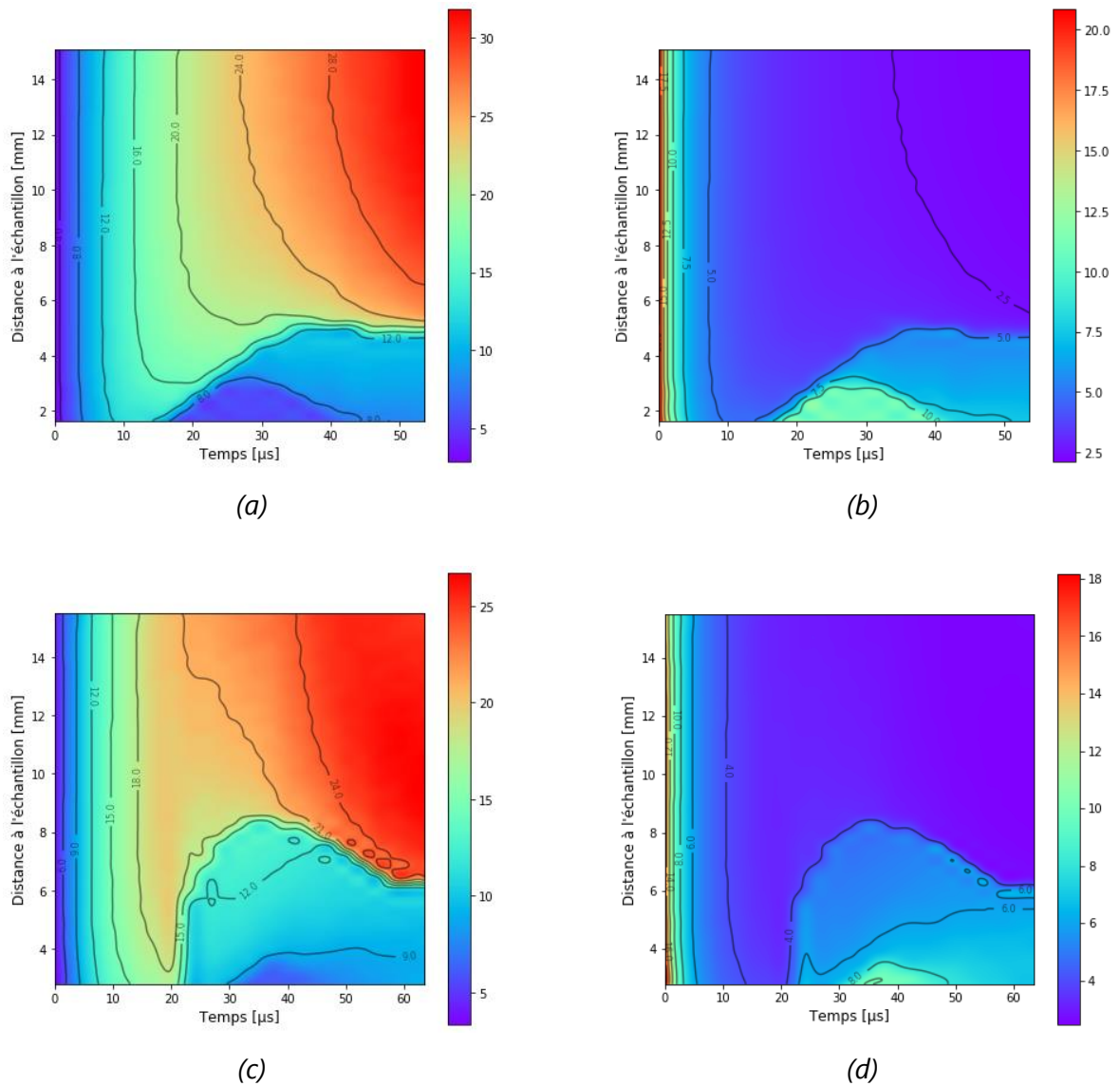
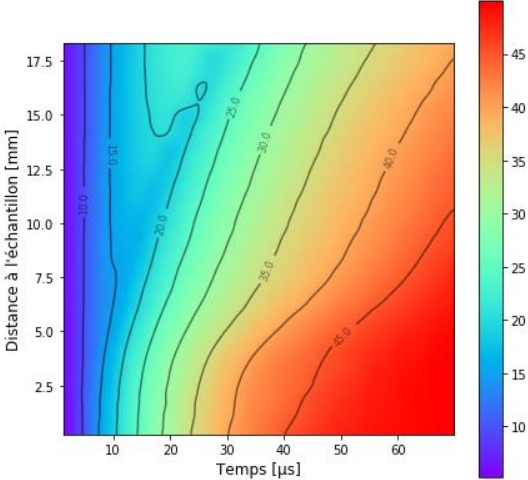
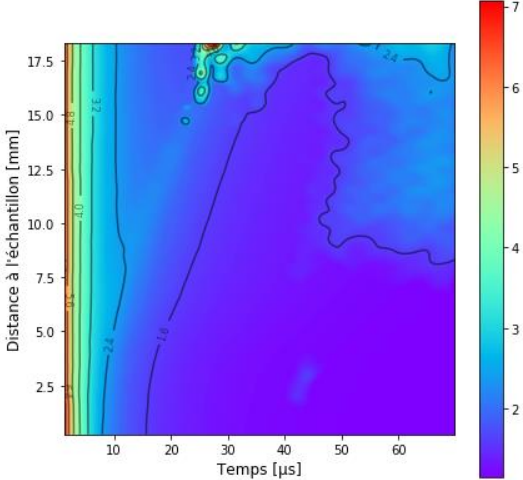


Figure 7.3 - (a), (c) rayon de l'arc d'une onde D en mm et (b), (d) l'incertitude en pourcent, pour des panneaux aluminium peint avec une épaisseur de peinture de 100 et 300 μm .

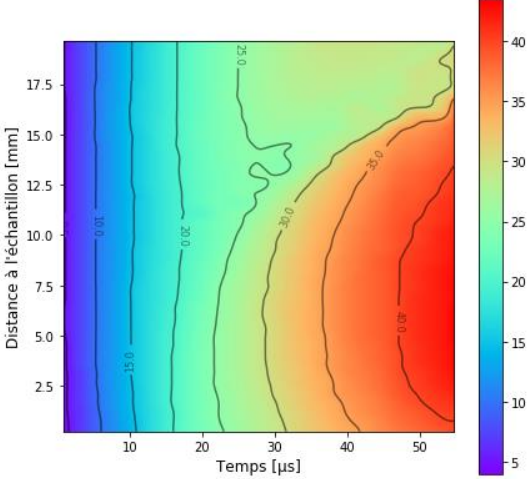
7.1.4 Panneaux de GFRP avec protections métalliques isotropes



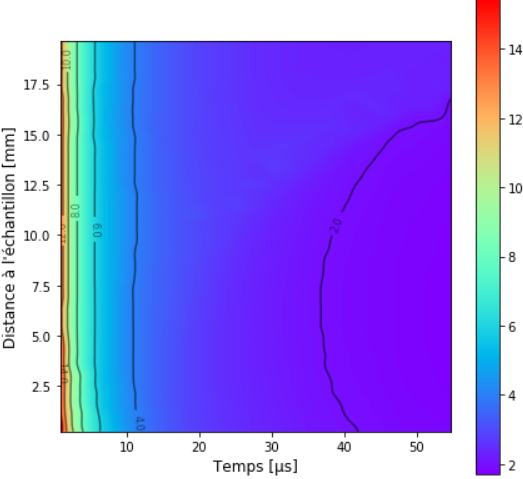
(a)



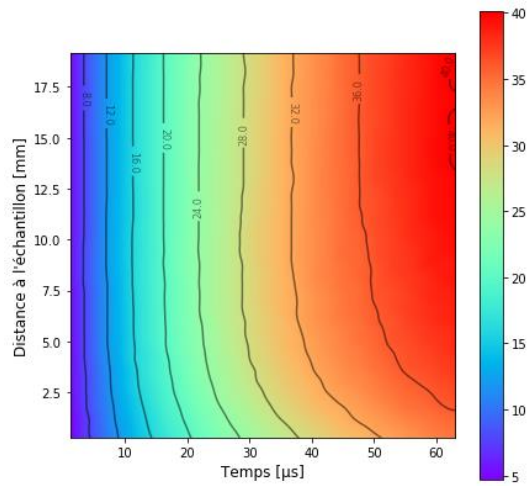
(b)



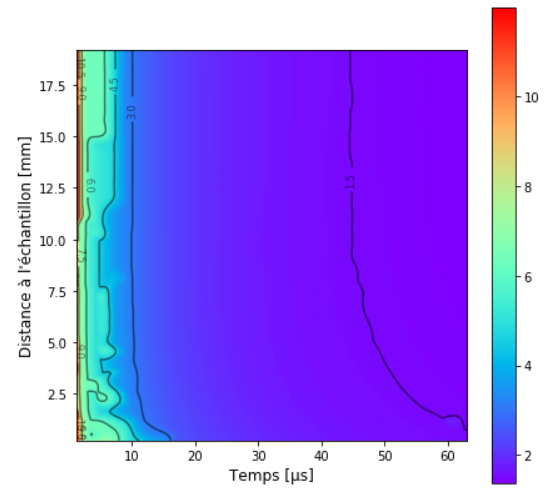
(c)



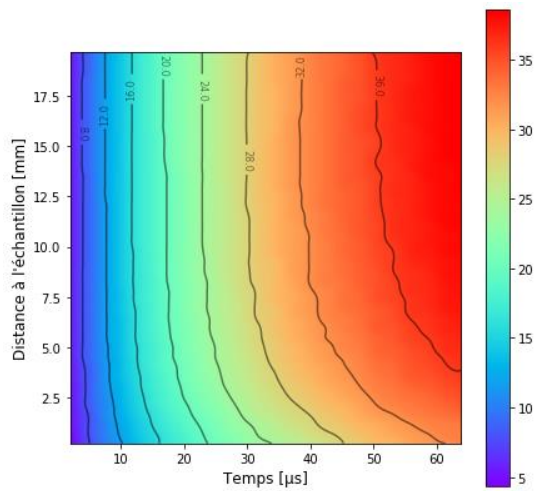
(d)



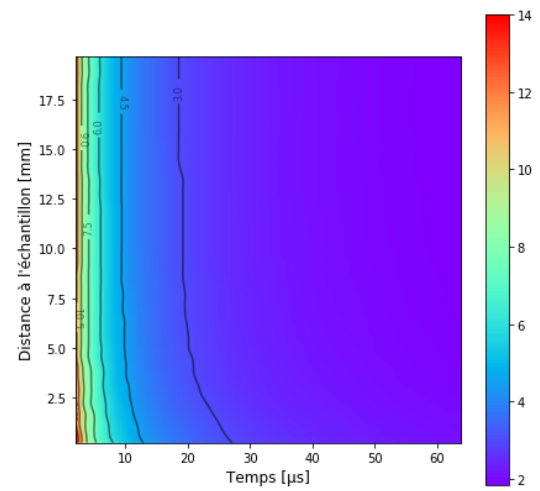
(e)



(f)

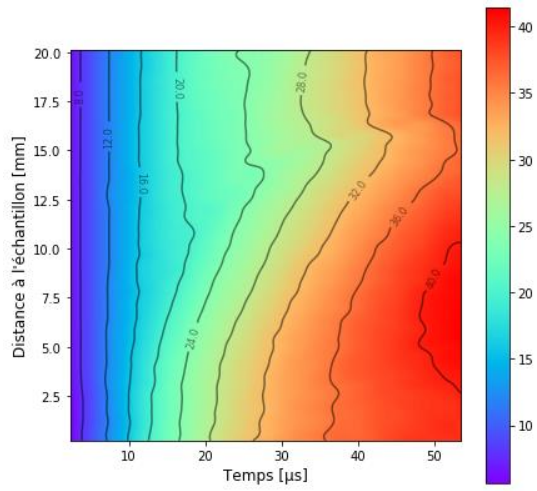


(g)

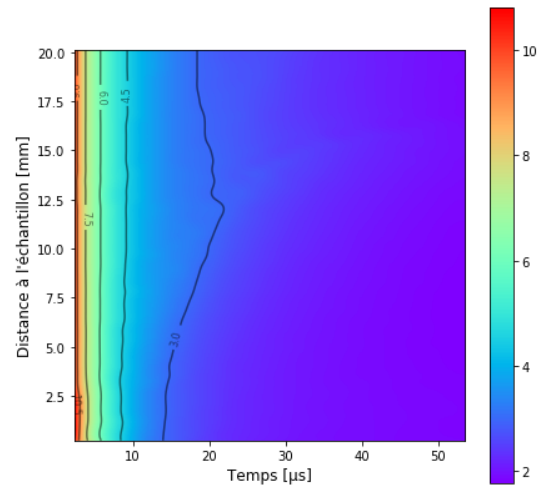


(h)

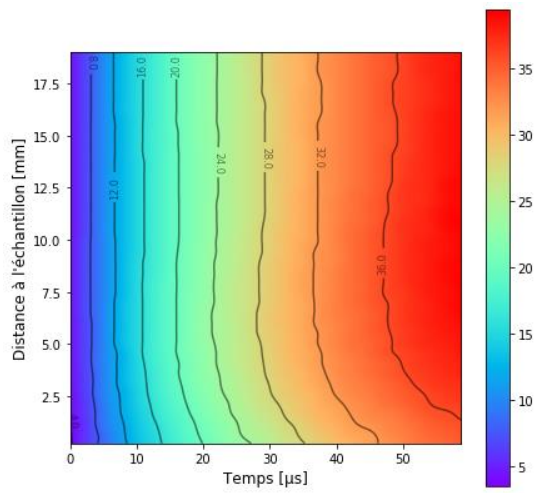
Figure 7.4 - (a), (c), (e), (g) le rayon de l'arc d'une onde D en mm et (b), (d), (f), (h) l'incertitude en pourcent, pour des panneaux en fibre de verre recouvert des protections respectives SAF 27, 41, 81 et 135.



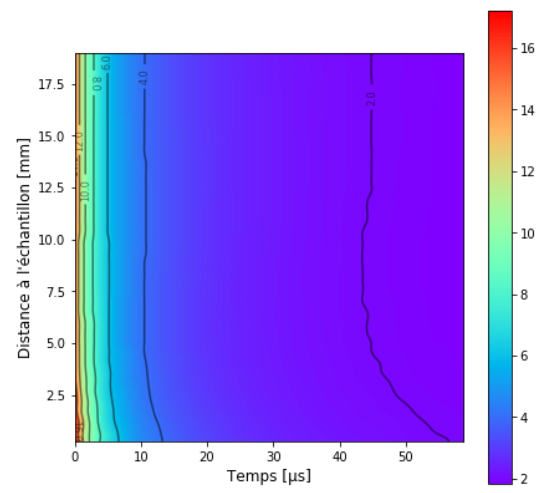
(a)



(b)



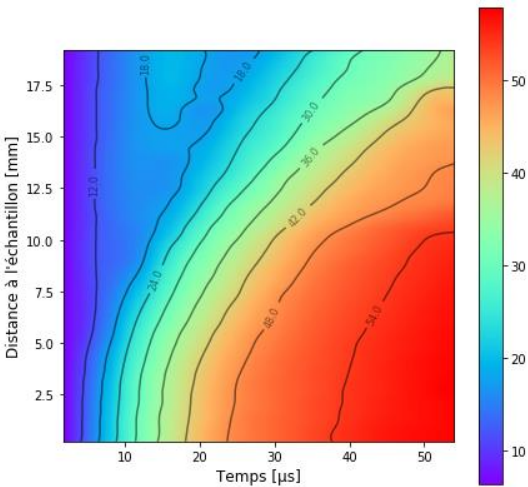
(c)



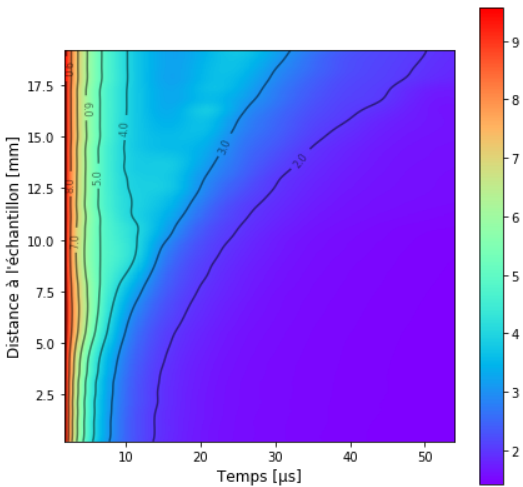
(d)

Figure 7.5 - (a), (c) le rayon de l'arc d'une onde D en mm et (b), (d) l'incertitude en pourcent, pour des panneaux en fibre de verre recouvert des protections respectives SCF 72 et 189.

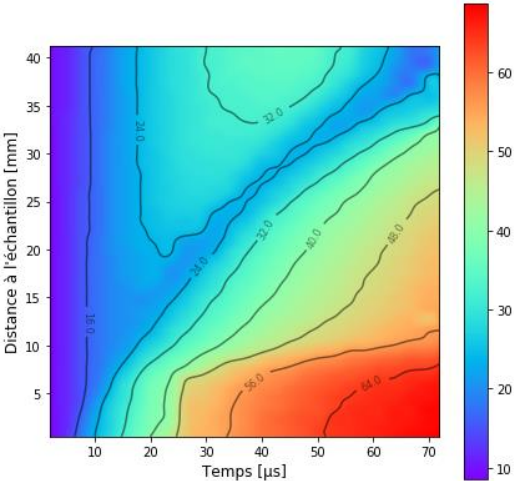
7.1.5 Panneaux de GFRP avec protections métalliques commerciales



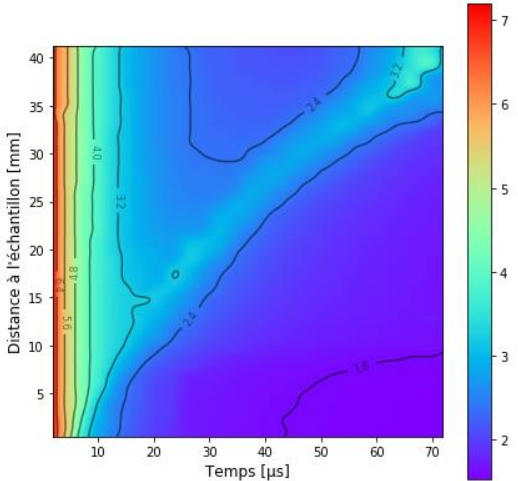
(a)



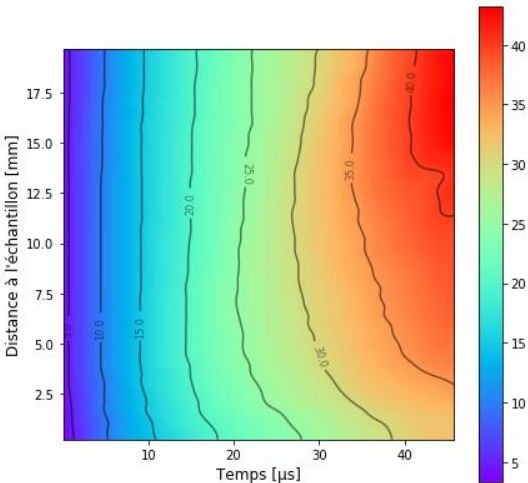
(b)



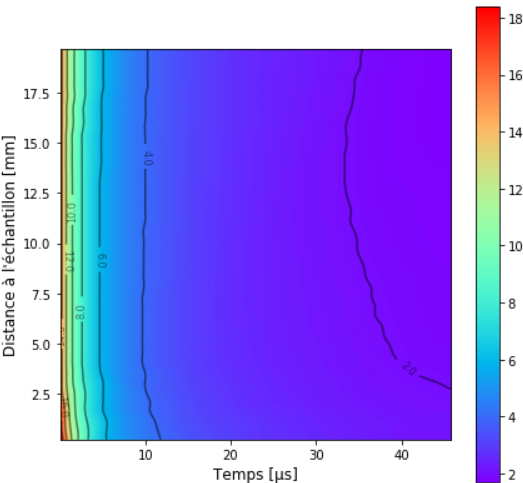
(c)



(d)



(e)



(f)

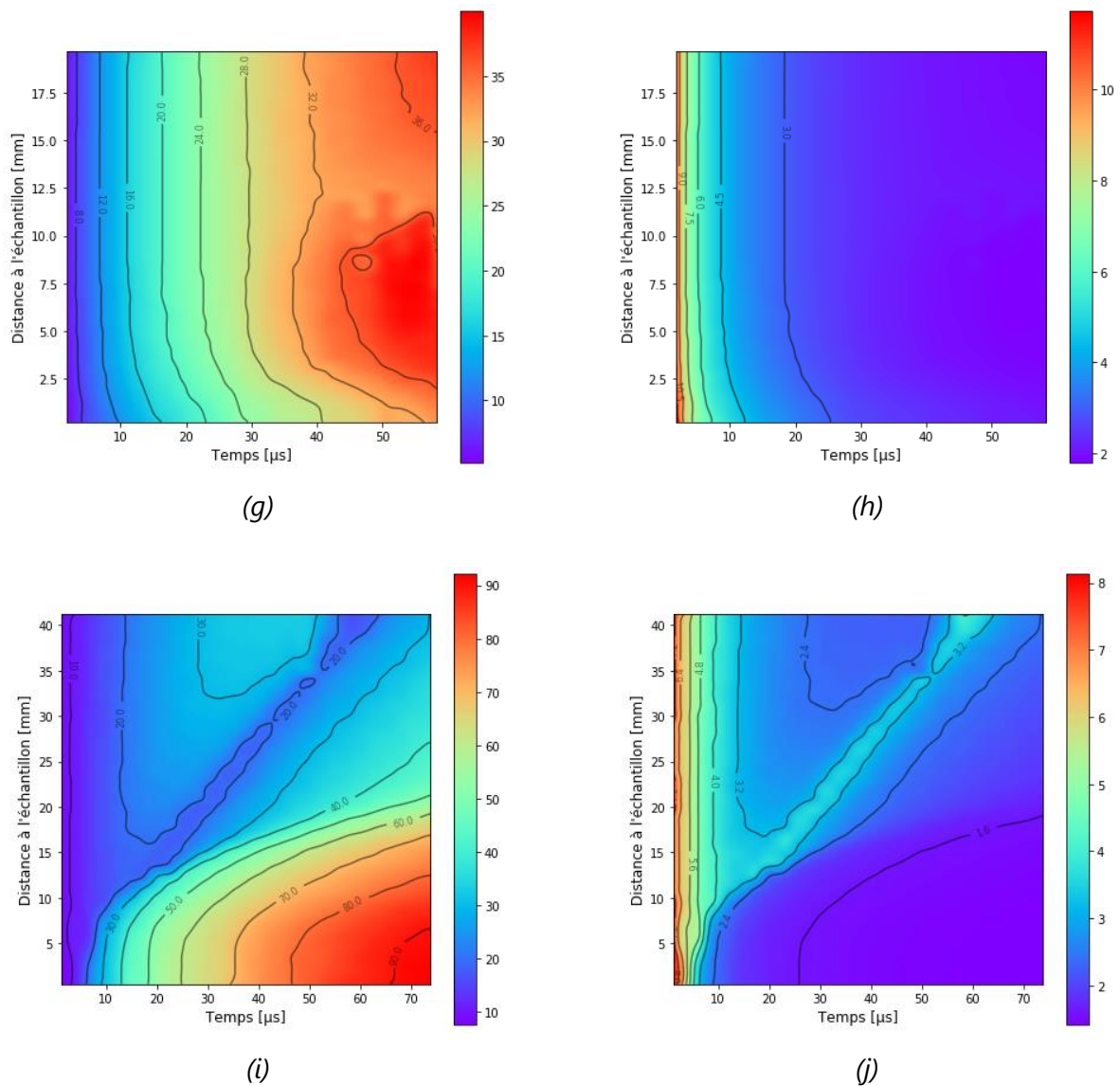


Figure 7.6 - (a), (c), (e), (g), (i) demi-largeur de l'arc d'une onde D en mm avec (b), (d), (f), (h), (j) les incertitudes associées en pourcent, pour des panneaux en fibre de verre recouverts des protections commerciales. Les protections utilisées sont (a), (c) de l'ECF 73 selon les directions SWD et LWD ; (e), (g) de l'ECF 195 selon les directions SWD et LWD ; (i) et du BZ 80.

7.2 Bases de raies atomiques

Les constantes de spectroscopie et d'élargissement Stark des 776 raies considérées dans le chapitre 5 pour le calcul du coefficient d'absorption sont détaillées dans cette section. Cette base spectrale est réalisée en fusionnant les bases de données spectrales atomiques de NIST (Kramida et al., 2018) et de Kurucz (Kurucz & Bell, 1995). Une lettre est ajoutée en exposant de la longueur d'onde centrale des raies pour indiquer la provenance de la raie :

- N pour NIST ;
- K pour Kurucz.

Les valeurs d'élargissement sont déduites pour les espèces Ar^+ , N , N^+ , O et O^+ des valeurs compilées par Konjević et al. (Konjević et al., 2002) et pour les espèces Al^+ et Al^{++} des mesures de Dojić et al. (Dojić et al., 2020). Une lettre est ajoutée en exposant de la valeur d'élargissement pour indiquer la méthode d'obtention de l'élargissement :

- a pour une moyenne des mesures expérimentales d'élargissement ;
- b pour une moyenne des élargissements des autres raies d'un même multiplet ;
- c pour une moyenne des élargissements des autres raies de la même espèce.

Les éléments présents dans cette base de données sont :

- λ_c la longueur d'onde centrale ;
- A_{ul} le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée ;
- E_u le niveau d'énergie de l'état haut ;
- g_u la dégénérescence du niveau haut ;
- w_s la valeur d'élargissement total à mi-hauteur pour une densité électronique de 10^{17} cm^{-3} .

7.2.1 Raies spectrales de Al^+

Tableau 7.1 - Base de raies spectrales de Al^+ .

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
Al II	1	422,8006 ^N	9,370e+06	17,9945	9	2,5178 ^c
Al II	2	422,8686 ^N	8,310e+06	17,9941	7	2,5178 ^c
Al II	3	422,9178 ^N	7,850e+06	17,9938	5	2,5178 ^c
Al II	4	423,8734 ^K	3,424e+06	16,5744	7	2,5178 ^c
Al II	5	429,1748 ^K	3,835e+06	17,9510	7	2,5178 ^c
Al II	6	434,8125 ^N	4,180e+06	18,1534	7	2,5178 ^c
Al II	7	434,8497 ^N	4,280e+06	18,1534	9	2,5178 ^c
Al II	8	434,9048 ^N	4,560e+06	18,1534	11	2,5178 ^c
Al II	9	435,6255 ^K	7,921e+06	18,4336	3	2,5178 ^c
Al II	10	435,7983 ^K	3,246e+06	18,1534	9	2,5178 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
Al II	11	435,7983 ^K	1,911e+06	18,1534	9	2,5178 ^c
Al II	12	436,7114 ^K	4,771e+06	18,1534	7	2,5178 ^c
Al II	13	437,8138 ^K	1,554e+07	18,4377	1	2,5178 ^c
Al II	14	449,1135 ^K	9,560e+05	18,3664	5	3,5906 ^b
Al II	15	458,7103 ^N	1,000e+07	17,7649	9	2,5178 ^c
Al II	16	458,9396 ^N	1,120e+06	17,7636	7	2,5178 ^c
Al II	17	458,9484 ^N	8,910e+06	17,7636	7	2,5178 ^c
Al II	18	459,0966 ^N	1,560e+06	17,7627	5	2,5178 ^c
Al II	19	459,1036 ^N	8,410e+06	17,7627	5	2,5178 ^c
Al II	20	460,6838 ^K	1,387e+06	18,1638	7	2,5178 ^c
Al II	21	463,0815 ^K	1,037e+06	17,7249	3	2,5178 ^c
Al II	22	463,4378 ^K	7,131e+05	18,2612	5	2,5178 ^c
Al II	23	463,7058 ^K	9,474e+05	18,2613	7	2,5178 ^c
Al II	24	464,0670 ^N	6,660e+06	17,9736	7	2,5178 ^c
Al II	25	464,1090 ^N	5,820e+05	17,9736	7	2,5178 ^c
Al II	26	464,1090 ^N	6,790e+06	17,9736	9	2,5178 ^c
Al II	27	464,1720 ^N	4,520e+05	17,9736	9	2,5178 ^c
Al II	28	464,1720 ^N	7,240e+06	17,9736	11	2,5178 ^c
Al II	29	464,5843 ^K	7,636e+05	18,2546	3	2,5178 ^c
Al II	30	464,8623 ^K	1,266e+06	18,2546	3	2,5178 ^c
Al II	31	464,9911 ^K	7,449e+05	18,1389	3	1,4450 ^b
Al II	32	465,1898 ^K	4,950e+06	17,9736	9	2,5178 ^c
Al II	33	465,1898 ^K	2,983e+06	17,9736	9	2,5178 ^c
Al II	34	465,4503 ^K	1,008e+06	18,1362	7	2,5178 ^c
Al II	35	465,6393 ^K	1,377e+06	18,2684	5	3,5906 ^b
Al II	36	466,2305 ^K	7,444e+06	17,9736	7	2,5178 ^c
Al II	37	466,4351 ^N	5,810e+07	13,2565	3	1,4450 ^a
Al II	38	466,8111 ^K	2,376e+06	18,2618	1	2,5178 ^c
Al II	39	471,2737 ^K	2,526e+05	17,9334	7	2,5178 ^c
Al II	40	473,4725 ^K	4,880e+05	17,6806	7	2,5178 ^c
Al II	41	473,4819 ^K	3,876e+06	17,6806	7	2,5178 ^c
Al II	42	488,1535 ^K	7,941e+05	18,1251	3	2,5178 ^c
Al II	43	488,2890 ^K	1,066e+06	18,1251	5	2,5178 ^c
Al II	44	488,5867 ^K	1,449e+06	18,1251	7	2,5178 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
Al II	45	490,0289 ^K	2,064e+06	18,1359	5	3,5906 ^b
Al II	46	490,1165 ^K	1,063e+06	18,1156	3	2,5178 ^c
Al II	47	490,4260 ^K	1,802e+06	18,1156	3	2,5178 ^c
Al II	48	491,6952 ^K	2,375e+06	17,9941	7	2,5178 ^c
Al II	49	492,0519 ^K	3,389e+06	18,1255	1	2,5178 ^c
Al II	50	496,3526 ^K	7,335e+05	17,9704	3	1,4450 ^b
Al II	51	500,2421 ^K	1,701e+06	17,9510	7	2,5178 ^c
Al II	52	514,5850 ^N	1,170e+07	17,7113	7	2,5178 ^c
Al II	53	514,6380 ^N	1,190e+07	17,7113	9	2,5178 ^c
Al II	54	514,6380 ^N	1,030e+06	17,7113	7	2,5178 ^c
Al II	55	514,7150 ^N	7,960e+05	17,7113	9	2,5178 ^c
Al II	56	514,7150 ^N	1,270e+07	17,7113	11	2,5178 ^c
Al II	57	515,9666 ^K	8,407e+06	17,7113	9	2,5178 ^c
Al II	58	515,9666 ^K	5,066e+06	17,7113	9	2,5178 ^c
Al II	59	515,9670 ^N	1,260e+07	17,7113	9	2,5178 ^c
Al II	60	517,2471 ^K	1,264e+07	17,7113	7	2,5178 ^c
Al II	61	528,5204 ^N	2,000e+06	17,9334	7	2,5178 ^c
Al II	62	528,7308 ^N	3,280e+06	17,9507	5	3,5906 ^b
Al II	63	559,4850 ^N	9,260e+07	15,4725	5	3,5906 ^a
Al II	64	570,6457 ^K	2,674e+07	18,6406	9	2,5178 ^c

7.2.2 Raies spectrales de Al⁺⁺

Tableau 7.2 - Base de raies spectrales de Al⁺⁺.

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
Al III	1	415,1083 ^N	2,050e+08	23,5417	8	1,1188 ^c
Al III	2	415,1343 ^N	1,910e+08	23,5416	6	1,1188 ^c
Al III	3	448,1142 ^K	3,298e+08	23,5481	8	1,1188 ^c
Al III	4	448,1266 ^K	1,225e+07	23,5481	8	1,1188 ^c
Al III	5	451,3830 ^N	2,090e+08	20,5550	4	1,2140 ^a
Al III	6	453,0210 ^N	4,150e+07	20,5550	4	1,2757 ^b
Al III	7	453,0460 ^N	2,490e+08	20,5549	6	1,3374 ^a
Al III	8	470,2460 ^N	7,670e+06	23,4179	4	1,1188 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
Al III	9	470,2600 ^N	3,650e+05	23,4178	6	1,1188 ^c
Al III	10	470,2740 ^N	7,310e+06	23,4178	6	1,1188 ^c
Al III	11	490,5400 ^N	2,340e+06	25,9453	6	1,1188 ^c
Al III	12	490,5400 ^N	3,510e+07	25,9453	8	1,1188 ^c
Al III	13	490,5560 ^N	3,270e+07	25,9453	6	1,1188 ^c
Al III	14	515,2400 ^K	4,335e+07	25,9480	8	1,1188 ^c
Al III	15	515,2485 ^K	4,468e+07	25,9480	10	1,1188 ^c
Al III	16	516,5297 ^K	4,054e+07	25,9485	10	1,1188 ^c
Al III	17	516,5348 ^K	4,157e+07	25,9485	12	1,1188 ^c
Al III	18	569,8180 ^N	8,770e+07	17,8182	4	0,9979 ^a
Al III	19	572,4320 ^N	8,650e+07	17,8083	2	0,9259 ^a

7.2.3 Raies spectrales de Ar⁺

Tableau 7.3 - Base de raies spectrales de Ar⁺.

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
Ar II	1	454,6326 ^N	4,710e+07	19,8672	4	0,3620 ^a
Ar II	2	458,0633 ^N	8,000e+07	19,9725	2	0,3425 ^a
Ar II	3	459,1184 ^N	6,640e+07	21,1270	6	0,3240 ^a
Ar II	4	461,0858 ^N	7,890e+07	21,1431	8	0,3210 ^a
Ar II	5	463,8531 ^N	7,100e+06	21,1270	6	0,3655 ^a
Ar II	6	465,9205 ^N	8,920e+07	19,8011	2	0,3490 ^a
Ar II	7	472,8190 ^N	5,880e+07	19,7623	4	0,3930 ^a
Ar II	8	473,7230 ^N	5,800e+07	19,2611	4	0,3246 ^b
Ar II	9	476,6197 ^N	6,400e+07	19,8672	4	0,3620 ^a
Ar II	10	480,7363 ^N	7,800e+07	19,2229	6	0,3055 ^a
Ar II	11	484,9164 ^N	8,490e+07	19,3053	2	0,3170 ^a
Ar II	12	488,1226 ^N	8,230e+07	19,6800	6	0,4283 ^b
Ar II	13	489,0407 ^N	1,900e+07	19,8011	2	0,3860 ^a
Ar II	14	493,4586 ^N	1,440e+07	19,2611	4	0,3235 ^a
Ar II	15	496,6465 ^N	3,940e+07	19,7623	4	0,3900 ^a
Ar II	16	497,3547 ^N	9,700e+06	19,3053	2	0,3220 ^a
Ar II	17	501,0731 ^N	1,510e+07	19,2229	6	0,3160 ^a

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
Ar II	18	501,8562 ^N	2,070e+07	21,1270	6	0,4370 ^a
Ar II	19	506,3448 ^N	2,230e+07	19,2611	4	0,3635 ^a

7.2.4 Raies spectrales de N

Tableau 7.4 - Base de raies spectrales de N.

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	1	402,5701 ^N	1,140e+06	13,7698	2	2,1618 ^b
N I	2	410,1100 ^N	3,475e+06	13,7029	4	7,4616 ^a
N I	3	410,9060 ^N	1,230e+06	15,0270	6	4,0976 ^c
N I	4	411,1108 ^N	3,900e+06	13,7058	6	7,6569 ^a
N I	5	411,5135 ^N	6,625e+05	13,7029	4	7,5593 ^b
N I	6	413,8807 ^K	3,875e+05	13,3216	4	1,6039 ^b
N I	7	414,4598 ^N	6,100e+05	13,3216	4	1,6318 ^a
N I	8	415,2651 ^N	1,010e+06	13,3216	4	1,5760 ^a
N I	9	421,5987 ^K	2,219e+06	13,2709	6	4,0976 ^c
N I	10	421,7281 ^K	3,034e+06	13,2658	4	4,0976 ^c
N I	11	422,0048 ^K	1,237e+06	13,2639	2	4,0976 ^c
N I	12	422,3293 ^K	9,567e+05	13,2658	4	4,0976 ^c
N I	13	422,4320 ^K	5,064e+06	13,2709	6	4,0976 ^c
N I	14	422,6069 ^K	6,043e+06	13,2639	2	4,0976 ^c
N I	15	423,1655 ^K	3,304e+06	13,2658	4	4,0976 ^c
N I	16	425,1060 ^N	2,590e+06	14,9167	2	4,0976 ^c
N I	17	425,4592 ^K	1,965e+06	13,2500	8	4,0976 ^c
N I	18	425,5930 ^K	1,374e+06	13,2433	6	4,0976 ^c
N I	19	425,6358 ^K	8,203e+05	13,2388	4	4,0976 ^c
N I	20	425,9913 ^K	1,638e+06	13,2364	2	4,0976 ^c
N I	21	426,2482 ^K	1,054e+06	13,2388	4	4,0976 ^c
N I	22	426,4422 ^K	5,838e+05	13,2433	6	4,0976 ^c
N I	23	426,5200 ^N	2,260e+06	14,9165	4	4,0976 ^c
N I	24	426,6047 ^K	3,335e+05	13,2364	2	4,0976 ^c
N I	25	427,1001 ^K	9,795e+04	13,2388	4	4,0976 ^c
N I	26	427,4480 ^N	8,283e+05	15,0270	6	7,5593 ^b

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	27	427,9330 ^N	5,000e+06	14,8974	4	4,0976 ^c
N I	28	429,3370 ^N	5,575e+05	14,8974	4	4,0976 ^c
N I	29	429,4420 ^N	5,217e+06	14,8967	6	4,0976 ^c
N I	30	433,9628 ^K	1,436e+06	14,4597	4	4,0976 ^c
N I	31	434,7930 ^K	1,139e+06	14,4542	2	4,0976 ^c
N I	32	435,7520 ^N	5,100e+06	14,8549	8	4,0976 ^c
N I	33	436,2916 ^K	1,673e+06	14,4444	2	4,0976 ^c
N I	34	436,2916 ^K	1,357e+06	14,4444	4	4,0976 ^c
N I	35	436,9589 ^K	2,351e+05	14,4401	4	4,0976 ^c
N I	36	436,9589 ^K	2,356e+05	14,4401	2	4,0976 ^c
N I	37	437,4559 ^K	1,867e+05	14,4368	2	4,0976 ^c
N I	38	437,5515 ^K	1,096e+05	14,4362	4	4,0976 ^c
N I	39	438,6770 ^N	8,850e+05	14,9483	2	2,1618 ^b
N I	40	438,8766 ^K	1,540e+05	14,4277	4	4,0976 ^c
N I	41	439,3640 ^N	1,760e+06	14,9483	2	2,1618 ^b
N I	42	440,9667 ^K	1,924e+05	14,4143	2	4,0976 ^c
N I	43	441,3364 ^K	1,522e+05	14,4119	4	4,0976 ^c
N I	44	443,6360 ^N	2,990e+06	14,9167	2	4,0976 ^c
N I	45	443,6670 ^N	7,500e+05	14,9165	4	4,0976 ^c
N I	46	444,3390 ^N	1,410e+06	14,9167	2	4,0976 ^c
N I	47	444,3700 ^N	3,800e+06	14,9165	4	4,0976 ^c
N I	48	446,2602 ^K	2,157e+05	14,3809	2	4,0976 ^c
N I	49	446,5990 ^K	1,237e+05	14,3788	4	4,0976 ^c
N I	50	448,2807 ^K	1,694e+05	14,3684	4	4,0976 ^c
N I	51	453,6104 ^K	9,305e+04	14,3359	4	4,0976 ^c
N I	52	454,2264 ^K	2,126e+05	14,3322	4	4,0976 ^c
N I	53	455,6131 ^K	4,425e+05	14,3239	2	4,0976 ^c
N I	54	458,0535 ^K	1,623e+05	14,4597	4	4,0976 ^c
N I	55	458,0535 ^K	2,422e+05	14,4597	6	4,0976 ^c
N I	56	458,8395 ^K	1,748e+05	14,4597	6	4,0976 ^c
N I	57	458,9786 ^K	1,376e+05	14,4542	4	4,0976 ^c
N I	58	458,9786 ^K	1,916e+05	14,4542	6	4,0976 ^c
N I	59	459,7678 ^K	4,082e+05	14,4542	6	4,0976 ^c
N I	60	459,7678 ^K	3,288e+05	14,4542	4	4,0976 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	61	460,1696 ^K	9,914e+05	14,4444	4	4,0976 ^c
N I	62	460,6488 ^K	2,602e+05	14,4444	4	4,0976 ^c
N I	63	460,6488 ^K	1,979e+05	14,4444	2	4,0976 ^c
N I	64	461,9469 ^K	5,331e+04	14,4368	6	4,0976 ^c
N I	65	462,0536 ^K	9,609e+04	14,4362	4	4,0976 ^c
N I	66	462,0536 ^K	2,610e+05	14,4362	6	4,0976 ^c
N I	67	462,7464 ^K	1,012e+05	14,4368	6	4,0976 ^c
N I	68	462,7464 ^K	1,234e+05	14,4368	4	4,0976 ^c
N I	69	462,8535 ^K	1,841e+05	14,4362	6	4,0976 ^c
N I	70	463,0461 ^K	7,427e+05	14,4277	4	4,0976 ^c
N I	71	463,3894 ^K	9,776e+04	14,4257	4	4,0976 ^c
N I	72	463,5315 ^K	6,079e+05	14,4277	6	4,0976 ^c
N I	73	463,5315 ^K	2,344e+05	14,4277	4	4,0976 ^c
N I	74	463,7034 ^K	6,074e+05	14,4267	6	4,0976 ^c
N I	75	463,8396 ^K	1,525e+05	14,4368	6	4,0976 ^c
N I	76	463,8755 ^K	3,709e+05	14,4257	4	4,0976 ^c
N I	77	464,3364 ^K	7,283e+04	14,4277	6	4,0976 ^c
N I	78	464,3364 ^K	9,940e+05	14,4277	8	4,0976 ^c
N I	79	464,5089 ^K	4,385e+05	14,4267	6	4,0976 ^c
N I	80	464,7175 ^K	2,386e+05	14,2706	4	4,0976 ^c
N I	81	465,3125 ^K	3,602e+05	13,3442	4	4,0976 ^c
N I	82	465,4371 ^K	3,761e+05	14,4277	8	4,0976 ^c
N I	83	465,5253 ^K	8,834e+04	14,4209	4	4,0976 ^c
N I	84	465,6105 ^K	1,012e+05	14,4267	8	4,0976 ^c
N I	85	465,8636 ^K	5,364e+04	14,4143	6	4,0976 ^c
N I	86	466,1761 ^N	6,700e+05	13,3393	2	4,0976 ^c
N I	87	466,4220 ^N	1,510e+06	14,7802	4	7,5593 ^b
N I	88	466,6316 ^K	7,379e+04	14,4209	6	4,0976 ^c
N I	89	466,6715 ^K	2,986e+05	14,2594	2	4,0976 ^c
N I	90	466,6767 ^K	1,018e+05	14,4143	6	4,0976 ^c
N I	91	467,0442 ^K	3,576e+05	14,2573	4	4,0976 ^c
N I	92	467,1201 ^N	7,500e+05	13,3442	4	4,0976 ^c
N I	93	467,1990 ^N	1,800e+06	14,7802	6	7,5593 ^b
N I	94	467,6368 ^K	3,179e+05	14,4014	4	4,0976 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	95	467,9345 ^K	1,643e+05	14,4025	6	4,0976 ^C
N I	96	467,9905 ^K	6,062e+05	13,3393	2	4,0976 ^C
N I	97	468,0441 ^K	1,533e+05	14,4019	6	4,0976 ^C
N I	98	468,7550 ^K	1,214e+05	14,4025	6	4,0976 ^C
N I	99	468,7550 ^K	6,594e+04	14,4025	8	4,0976 ^C
N I	100	468,8648 ^K	1,409e+05	14,4019	8	4,0976 ^C
N I	101	469,6355 ^K	1,144e+05	14,3975	4	4,0976 ^C
N I	102	469,8767 ^K	1,982e+05	14,4025	8	4,0976 ^C
N I	103	470,7615 ^K	9,128e+04	14,3975	6	4,0976 ^C
N I	104	471,7536 ^K	5,231e+04	14,3811	6	4,0976 ^C
N I	105	472,6097 ^K	7,362e+04	14,3809	6	4,0976 ^C
N I	106	472,8201 ^K	2,102e+05	14,4597	4	4,0976 ^C
N I	107	473,2314 ^K	8,626e+04	14,4597	6	4,0976 ^C
N I	108	473,5270 ^K	1,912e+05	14,3684	4	4,0976 ^C
N I	109	473,7500 ^K	5,557e+04	14,3809	6	4,0976 ^C
N I	110	473,8059 ^K	1,828e+05	14,4542	2	4,0976 ^C
N I	111	474,0795 ^K	1,231e+05	14,3682	4	4,0976 ^C
N I	112	474,0795 ^K	1,838e+05	14,3682	6	4,0976 ^C
N I	113	474,2189 ^K	9,144e+05	14,4542	2	4,0976 ^C
N I	114	474,2189 ^K	1,122e+06	14,4542	4	4,0976 ^C
N I	115	474,2189 ^K	7,312e+05	14,4542	6	4,0976 ^C
N I	116	474,3155 ^K	8,316e+04	14,3669	4	4,0976 ^C
N I	117	474,5323 ^K	1,269e+05	14,3766	6	4,0976 ^C
N I	118	474,5834 ^K	1,508e+05	14,3700	8	4,0976 ^C
N I	119	474,5834 ^K	5,412e+04	14,3700	6	4,0976 ^C
N I	120	474,9215 ^K	7,903e+04	14,3682	8	4,0976 ^C
N I	121	475,0853 ^K	7,916e+05	14,4542	4	4,0976 ^C
N I	122	475,0853 ^K	2,200e+05	14,4542	6	4,0976 ^C
N I	123	475,1585 ^K	1,653e+05	14,3669	4	4,0976 ^C
N I	124	475,1624 ^K	1,772e+05	13,2890	4	7,5593 ^B
N I	125	475,4525 ^K	3,481e+05	13,2977	6	7,5593 ^B
N I	126	475,5861 ^K	2,035e+05	14,4444	2	4,0976 ^C
N I	127	476,0021 ^K	8,089e+05	14,4444	2	4,0976 ^C
N I	128	476,0731 ^K	1,681e+05	14,3682	8	4,0976 ^C

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	129	476,9697 ^K	4,955e+05	14,4368	4	4,0976 ^C
N I	130	477,3882 ^K	4,308e+05	14,4368	4	4,0976 ^C
N I	131	477,3882 ^K	8,229e+05	14,4368	2	4,0976 ^C
N I	132	477,5023 ^K	1,714e+05	14,4362	4	4,0976 ^C
N I	133	477,5023 ^K	5,728e+04	14,4362	6	4,0976 ^C
N I	134	478,2664 ^K	8,969e+05	14,4368	4	4,0976 ^C
N I	135	478,2664 ^K	1,193e+06	14,4368	6	4,0976 ^C
N I	136	478,3808 ^K	1,237e+05	14,4362	4	4,0976 ^C
N I	137	478,6592 ^K	5,534e+05	14,4277	2	4,0976 ^C
N I	138	479,0261 ^K	7,436e+05	14,4257	4	4,0976 ^C
N I	139	479,0261 ^K	3,107e+05	14,4257	2	4,0976 ^C
N I	140	479,0807 ^K	1,135e+05	14,4277	6	4,0976 ^C
N I	141	479,2643 ^K	5,068e+05	14,4267	6	4,0976 ^C
N I	142	479,4482 ^K	1,555e+06	14,4257	2	4,0976 ^C
N I	143	479,4779 ^K	3,315e+05	14,3359	4	4,0976 ^C
N I	144	479,9650 ^K	1,044e+05	14,4277	8	4,0976 ^C
N I	145	479,9982 ^K	1,966e+05	14,3359	6	4,0976 ^C
N I	146	480,1494 ^K	7,468e+05	14,4267	6	4,0976 ^C
N I	147	480,1494 ^K	1,942e+05	14,4267	8	4,0976 ^C
N I	148	480,2034 ^K	5,796e+04	14,3348	6	4,0976 ^C
N I	149	480,3339 ^K	2,624e+05	14,4257	4	4,0976 ^C
N I	150	480,8430 ^K	2,028e+05	14,3360	8	4,0976 ^C
N I	151	481,0673 ^K	1,075e+05	14,3348	6	4,0976 ^C
N I	152	481,5724 ^K	1,651e+05	14,4143	2	4,0976 ^C
N I	153	481,5724 ^K	4,793e+04	14,4143	6	4,0976 ^C
N I	154	481,5724 ^K	1,725e+05	14,4143	4	4,0976 ^C
N I	155	482,0234 ^K	1,927e+05	14,3360	8	4,0976 ^C
N I	156	482,0274 ^K	6,164e+04	14,3297	6	4,0976 ^C
N I	157	482,4660 ^K	1,679e+05	14,4143	4	4,0976 ^C
N I	158	482,9087 ^K	2,502e+05	14,4119	6	4,0976 ^C
N I	159	483,0448 ^K	1,214e+05	14,3196	4	4,0976 ^C
N I	160	483,2137 ^K	2,740e+05	14,3297	6	4,0976 ^C
N I	161	483,3559 ^K	3,270e+05	14,4025	2	4,0976 ^C
N I	162	483,3559 ^K	1,793e+05	14,4025	4	4,0976 ^C

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	163	483,7856 ^K	9,261e+04	14,4025	6	4,0976 ^c
N I	164	483,9028 ^K	6,116e+04	14,4019	6	4,0976 ^c
N I	165	483,9192 ^K	2,358e+05	14,3196	4	4,0976 ^c
N I	166	483,9964 ^K	2,058e+05	14,4014	2	4,0976 ^c
N I	167	484,6875 ^K	2,455e+05	14,4025	8	4,0976 ^c
N I	168	484,6875 ^K	8,036e+04	14,4025	6	4,0976 ^c
N I	169	484,8590 ^K	1,383e+05	14,1598	4	4,0976 ^c
N I	170	485,0026 ^K	2,695e+05	14,1590	4	4,0976 ^c
N I	171	485,3910 ^K	6,179e+05	14,1570	2	4,0976 ^c
N I	172	485,6290 ^K	4,936e+04	14,3975	6	4,0976 ^c
N I	173	485,6997 ^K	5,121e+05	14,1553	4	4,0976 ^c
N I	174	486,7921 ^K	1,768e+05	14,1496	4	4,0976 ^c
N I	175	487,4556 ^K	7,181e+04	14,3809	4	4,0976 ^c
N I	176	487,8927 ^K	1,979e+05	14,3809	2	4,0976 ^c
N I	177	487,8927 ^K	1,217e+05	14,3809	4	4,0976 ^c
N I	178	488,2977 ^K	6,994e+04	14,3788	4	4,0976 ^c
N I	179	488,8099 ^K	3,146e+05	14,3809	6	4,0976 ^c
N I	180	488,8099 ^K	1,922e+05	14,3809	4	4,0976 ^c
N I	181	489,6428 ^K	6,550e+04	14,3766	6	4,0976 ^c
N I	182	489,9154 ^K	2,415e+05	14,3682	2	4,0976 ^c
N I	183	489,9154 ^K	2,147e+05	14,3682	4	4,0976 ^c
N I	184	489,9965 ^K	1,605e+05	14,3700	6	4,0976 ^c
N I	185	490,3088 ^K	3,106e+05	14,3684	2	4,0976 ^c
N I	186	490,3569 ^K	1,567e+05	14,3682	6	4,0976 ^c
N I	187	490,9216 ^K	9,203e+04	14,3700	6	4,0976 ^c
N I	188	491,2834 ^K	1,653e+05	14,3682	8	4,0976 ^c
N I	189	491,5370 ^K	6,902e+04	14,3669	4	4,0976 ^c
N I	190	491,6312 ^N	8,100e+05	13,2016	2	2,1618 ^b
N I	191	492,5839 ^K	1,416e+05	14,2699	6	4,0976 ^c
N I	192	492,5864 ^K	1,403e+05	14,2699	4	4,0976 ^c
N I	193	493,4979 ^K	1,460e+05	14,2699	8	4,0976 ^c
N I	194	493,6494 ^N	1,760e+06	13,2016	2	2,1618 ^a
N I	195	494,5129 ^K	2,012e+05	14,2573	4	4,0976 ^c
N I	196	494,7413 ^K	1,388e+05	14,2699	8	4,0976 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	197	495,2847 ^K	7,350e+04	14,2608	6	4,0976 ^C
N I	198	495,5375 ^K	7,688e+04	14,2595	6	4,0976 ^C
N I	199	495,7340 ^K	8,231e+04	14,2586	6	4,0976 ^C
N I	200	496,2979 ^K	2,829e+05	14,3356	2	4,0976 ^C
N I	201	496,3861 ^K	1,821e+05	14,2506	4	4,0976 ^C
N I	202	496,5371 ^K	3,266e+05	14,2608	6	4,0976 ^C
N I	203	496,6918 ^K	1,794e+05	14,3359	6	4,0976 ^C
N I	204	496,7912 ^K	5,292e+04	14,2595	6	4,0976 ^C
N I	205	496,9114 ^K	1,860e+05	14,3348	4	4,0976 ^C
N I	206	496,9114 ^K	5,255e+05	14,3348	2	4,0976 ^C
N I	207	496,9408 ^K	1,350e+05	14,2450	2	4,0976 ^C
N I	208	497,3093 ^K	3,621e+05	14,2506	4	4,0976 ^C
N I	209	497,4791 ^K	2,770e+05	14,3367	6	4,0976 ^C
N I	210	497,4998 ^K	1,347e+05	14,2450	2	4,0976 ^C
N I	211	497,6226 ^K	1,195e+05	14,3360	8	4,0976 ^C
N I	212	497,7985 ^K	6,411e+04	14,3351	8	4,0976 ^C
N I	213	497,8630 ^K	2,280e+05	14,3348	4	4,0976 ^C
N I	214	497,8630 ^K	6,050e+04	14,3348	6	4,0976 ^C
N I	215	497,9358 ^K	6,048e+04	14,3297	6	4,0976 ^C
N I	216	498,5022 ^K	2,222e+05	14,3246	4	4,0976 ^C
N I	217	498,8847 ^K	1,549e+05	14,3249	6	4,0976 ^C
N I	218	498,8912 ^K	1,412e+05	14,3297	6	4,0976 ^C
N I	219	499,4958 ^K	9,226e+04	14,3196	4	4,0976 ^C
N I	220	499,8438 ^K	5,228e+04	14,3249	6	4,0976 ^C
N I	221	500,3425 ^K	1,363e+05	14,3177	2	4,0976 ^C
N I	222	500,9179 ^K	1,006e+05	14,3196	4	4,0976 ^C
N I	223	503,1659 ^K	1,773e+05	14,4597	4	4,0976 ^C
N I	224	503,1659 ^K	1,296e+05	14,4597	6	4,0976 ^C
N I	225	504,1003 ^K	3,243e+05	14,4597	6	4,0976 ^C
N I	226	504,1003 ^K	7,195e+04	14,4597	4	4,0976 ^C
N I	227	504,2824 ^K	1,610e+06	14,4542	4	4,0976 ^C
N I	228	504,2824 ^K	1,729e+06	14,4542	2	4,0976 ^C
N I	229	504,2824 ^K	1,177e+06	14,4542	6	4,0976 ^C
N I	230	505,2209 ^K	8,492e+05	14,4542	6	4,0976 ^C

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	231	506,0486 ^K	9,412e+04	14,4597	4	4,0976 ^C
N I	232	506,0486 ^K	3,695e+05	14,4597	6	4,0976 ^C
N I	233	506,2994 ^K	6,521e+05	14,4444	2	4,0976 ^C
N I	234	507,1779 ^K	7,864e+04	14,4542	6	4,0976 ^C
N I	235	507,2455 ^K	9,809e+04	14,4444	4	4,0976 ^C
N I	236	507,8679 ^K	1,363e+06	14,4368	6	4,0976 ^C
N I	237	507,8679 ^K	2,515e+06	14,4368	4	4,0976 ^C
N I	238	507,8679 ^K	1,004e+06	14,4368	2	4,0976 ^C
N I	239	507,9969 ^K	2,346e+05	14,4362	4	4,0976 ^C
N I	240	508,1476 ^K	1,449e+06	14,4401	2	4,0976 ^C
N I	241	508,1476 ^K	1,479e+05	14,4401	4	4,0976 ^C
N I	242	508,8199 ^K	1,990e+05	14,4368	4	4,0976 ^C
N I	243	508,9493 ^K	4,664e+05	14,4362	4	4,0976 ^C
N I	244	509,7050 ^K	1,809e+05	14,2699	4	4,0976 ^C
N I	245	509,7362 ^K	2,873e+05	14,2698	2	4,0976 ^C
N I	246	509,7837 ^K	3,454e+05	14,4277	2	4,0976 ^C
N I	247	509,7837 ^K	1,050e+05	14,4277	6	4,0976 ^C
N I	248	509,9918 ^K	1,782e+06	14,4267	6	4,0976 ^C
N I	249	510,1273 ^K	1,308e+06	14,4401	4	4,0976 ^C
N I	250	510,1803 ^K	1,447e+05	14,2699	6	4,0976 ^C
N I	251	510,2000 ^K	2,677e+06	14,4257	2	4,0976 ^C
N I	252	510,2000 ^K	1,166e+06	14,4257	4	4,0976 ^C
N I	253	510,7430 ^K	4,422e+05	14,4277	4	4,0976 ^C
N I	254	510,7430 ^K	3,087e+05	14,4277	6	4,0976 ^C
N I	255	510,8048 ^K	1,173e+05	14,4368	6	4,0976 ^C
N I	256	510,9353 ^K	1,173e+06	14,4362	6	4,0976 ^C
N I	257	510,9353 ^K	7,858e+04	14,4362	4	4,0976 ^C
N I	258	511,1607 ^K	2,985e+05	14,4257	4	4,0976 ^C
N I	259	511,1886 ^K	7,832e+04	14,2699	8	4,0976 ^C
N I	260	511,3847 ^K	7,474e+04	14,2690	8	4,0976 ^C
N I	261	512,0955 ^K	7,199e+04	14,2608	6	4,0976 ^C
N I	262	512,5758 ^K	2,121e+05	14,2586	6	4,0976 ^C
N I	263	512,6060 ^K	3,408e+05	14,4143	4	4,0976 ^C
N I	264	512,7429 ^K	1,003e+05	14,4277	8	4,0976 ^C

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	265	512,7429 ^K	2,668e+05	14,4277	6	4,0976 ^C
N I	266	512,9534 ^K	1,570e+05	14,4267	6	4,0976 ^C
N I	267	512,9534 ^K	1,999e+05	14,4267	8	4,0976 ^C
N I	268	513,1057 ^K	1,681e+05	14,4119	6	4,0976 ^C
N I	269	513,1060 ^K	1,681e+05	14,2608	6	4,0976 ^C
N I	270	513,3336 ^K	4,317e+05	14,1682	6	4,0976 ^C
N I	271	513,3773 ^K	2,601e+05	14,2595	6	4,0976 ^C
N I	272	513,5883 ^K	1,273e+05	14,2586	6	4,0976 ^C
N I	273	513,7745 ^K	1,320e+05	14,2506	4	4,0976 ^C
N I	274	514,0775 ^K	7,245e+04	14,4119	4	4,0976 ^C
N I	275	514,3184 ^K	1,544e+05	14,1682	8	4,0976 ^C
N I	276	514,3211 ^K	5,936e+04	14,1682	6	4,0976 ^C
N I	277	514,6360 ^K	3,148e+04	14,1667	8	4,0976 ^C
N I	278	515,1145 ^K	2,149e+05	14,4025	6	4,0976 ^C
N I	279	515,1145 ^K	1,019e+05	14,4025	4	4,0976 ^C
N I	280	515,2793 ^K	1,406e+05	14,2506	4	4,0976 ^C
N I	281	515,3534 ^K	3,303e+05	14,4014	2	4,0976 ^C
N I	282	515,4767 ^K	2,935e+05	14,1553	4	4,0976 ^C
N I	283	515,5981 ^K	1,179e+05	14,4143	6	4,0976 ^C
N I	284	515,6691 ^K	2,794e+05	14,1682	8	4,0976 ^C
N I	285	515,7507 ^K	5,025e+04	14,1569	6	4,0976 ^C
N I	286	515,9884 ^K	4,034e+04	14,1667	8	4,0976 ^C
N I	287	516,0781 ^K	7,356e+04	14,1553	4	4,0976 ^C
N I	288	516,0939 ^K	8,642e+04	14,4025	4	4,0976 ^C
N I	289	516,1037 ^K	6,173e+04	14,4119	6	4,0976 ^C
N I	290	516,1234 ^K	1,039e+05	14,1598	4	4,0976 ^C
N I	291	516,2271 ^K	1,515e+05	14,4019	6	4,0976 ^C
N I	292	516,4358 ^K	1,067e+06	14,1646	10	4,0976 ^C
N I	293	516,5100 ^K	1,258e+05	14,1580	6	4,0976 ^C
N I	294	516,7072 ^K	4,126e+05	14,1496	4	4,0976 ^C
N I	295	516,7475 ^K	1,444e+05	14,1569	6	4,0976 ^C
N I	296	516,9159 ^K	5,312e+05	14,0012	4	4,0976 ^C
N I	297	516,9335 ^K	7,659e+05	14,1560	8	4,0976 ^C
N I	298	517,0305 ^K	1,888e+05	14,1481	2	4,0976 ^C

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	299	517,0842 ^K	2,623e+05	14,1507	6	4,0976 ^c
N I	300	517,1069 ^K	2,089e+05	13,3216	4	1,6039 ^b
N I	301	517,1615 ^K	1,247e+05	14,3975	2	4,0976 ^c
N I	302	517,3968 ^K	8,211e+05	13,9989	4	4,0976 ^c
N I	303	517,5193 ^K	3,509e+05	13,9984	2	4,0976 ^c
N I	304	517,6356 ^K	1,884e+05	14,1481	2	4,0976 ^c
N I	305	517,7154 ^K	1,651e+05	14,1524	6	4,0976 ^c
N I	306	518,2703 ^K	1,746e+05	14,4019	8	4,0976 ^c
N I	307	518,2837 ^K	1,422e+05	13,3216	4	1,6039 ^b
N I	308	518,7351 ^K	3,035e+05	14,1430	4	4,0976 ^c
N I	309	518,8053 ^K	7,279e+04	13,3216	4	1,6039 ^b
N I	310	519,0840 ^K	7,337e+05	14,1524	6	4,0976 ^c
N I	311	519,3060 ^K	2,462e+05	13,9901	4	4,0976 ^c
N I	312	519,3248 ^K	3,566e+05	14,1375	2	4,0976 ^c
N I	313	519,6709 ^K	7,255e+04	14,3954	4	4,0976 ^c
N I	314	519,7434 ^K	5,895e+05	14,1430	4	4,0976 ^c
N I	315	519,7732 ^K	2,062e+05	14,3809	6	4,0976 ^c
N I	316	519,7732 ^K	3,985e+05	14,3809	4	4,0976 ^c
N I	317	519,7732 ^K	1,590e+05	14,3809	2	4,0976 ^c
N I	318	519,9352 ^K	3,558e+05	14,1375	2	4,0976 ^c
N I	319	520,1285 ^N	1,870e+06	13,9864	2	4,0976 ^c
N I	320	520,3054 ^N	1,870e+06	13,9855	4	4,0976 ^c
N I	321	521,2319 ^K	6,138e+04	14,3788	4	4,0976 ^c
N I	322	521,4195 ^K	3,219e+05	13,9805	4	4,0976 ^c
N I	323	522,0457 ^K	2,929e+05	13,9776	4	4,0976 ^c
N I	324	522,1615 ^K	2,573e+05	14,3700	6	4,0976 ^c
N I	325	522,5162 ^K	4,235e+05	14,3684	2	4,0976 ^c
N I	326	522,5708 ^K	1,802e+05	14,3682	4	4,0976 ^c
N I	327	522,5708 ^K	1,258e+05	14,3682	6	4,0976 ^c
N I	328	522,8225 ^K	2,184e+05	14,3811	6	4,0976 ^c
N I	329	523,1680 ^K	1,093e+05	14,3700	6	4,0976 ^c
N I	330	523,2750 ^K	2,604e+05	13,9720	2	4,0976 ^c
N I	331	523,5788 ^K	8,280e+04	14,3682	6	4,0976 ^c
N I	332	525,1654 ^K	1,748e+05	14,3610	2	4,0976 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	333	525,2667 ^K	1,821e+05	14,3700	8	4,0976 ^C
N I	334	525,5396 ^K	6,178e+04	13,9618	4	4,0976 ^C
N I	335	526,9273 ^K	9,740e+04	14,3626	4	4,0976 ^C
N I	336	528,2674 ^K	2,820e+05	13,2709	6	4,0976 ^C
N I	337	529,4151 ^K	1,677e+05	13,2658	4	4,0976 ^C
N I	338	529,4956 ^K	1,118e+05	13,2709	6	4,0976 ^C
N I	339	529,5864 ^K	1,854e+05	14,3367	6	4,0976 ^C
N I	340	529,7716 ^K	1,169e+05	14,3359	6	4,0976 ^C
N I	341	530,0214 ^K	3,832e+05	14,3348	4	4,0976 ^C
N I	342	530,0214 ^K	5,064e+05	14,3348	2	4,0976 ^C
N I	343	530,3683 ^K	1,267e+05	14,4597	4	7,5593 ^B
N I	344	530,8075 ^K	6,856e+04	14,3359	6	4,0976 ^C
N I	345	531,0869 ^K	2,709e+05	13,2639	2	4,0976 ^C
N I	346	531,1870 ^K	5,963e+04	14,3297	6	4,0976 ^C
N I	347	531,1954 ^K	1,354e+05	13,2658	4	4,0976 ^C
N I	348	531,3734 ^K	7,677e+05	14,4597	6	7,5593 ^B
N I	349	531,3734 ^K	8,152e+05	14,4597	4	7,5593 ^B
N I	350	531,6090 ^K	2,466e+05	14,4542	2	4,0976 ^C
N I	351	531,6514 ^K	6,177e+04	14,3322	4	4,0976 ^C
N I	352	532,2671 ^K	1,599e+05	14,3249	6	4,0976 ^C
N I	353	532,3521 ^K	1,444e+05	14,3246	4	4,0976 ^C
N I	354	532,3876 ^K	1,777e+05	14,1685	4	4,0976 ^C
N I	355	532,6186 ^K	1,231e+05	14,4542	2	4,0976 ^C
N I	356	532,7807 ^K	8,182e+04	14,3367	6	4,0976 ^C
N I	357	533,0099 ^K	2,544e+05	13,2500	8	4,0976 ^C
N I	358	533,0107 ^K	1,708e+05	14,1706	6	4,0976 ^C
N I	359	533,1471 ^K	1,404e+05	14,3351	8	4,0976 ^C
N I	360	533,2210 ^K	1,102e+05	14,3348	6	4,0976 ^C
N I	361	533,3128 ^K	1,294e+05	14,3249	6	4,0976 ^C
N I	362	533,3982 ^K	6,280e+04	14,3246	4	4,0976 ^C
N I	363	533,4799 ^K	1,690e+05	14,1685	4	4,0976 ^C
N I	364	533,4853 ^K	6,574e+04	14,3196	4	4,0976 ^C
N I	365	533,5624 ^K	2,733e+05	14,1682	8	4,0976 ^C
N I	366	533,8510 ^K	5,588e+05	14,4444	4	4,0976 ^C

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	367	533,8510 ^K	3,700e+05	14,4444	2	4,0976 ^c
N I	368	533,9043 ^K	1,466e+05	14,1667	8	4,0976 ^c
N I	369	534,5535 ^K	6,166e+04	13,2433	6	4,0976 ^c
N I	370	534,8191 ^K	5,243e+04	14,1580	6	4,0976 ^c
N I	371	534,8503 ^K	1,366e+05	14,4401	4	4,0976 ^c
N I	372	534,8503 ^K	5,453e+05	14,4401	2	4,0976 ^c
N I	373	534,8692 ^K	1,533e+05	14,4444	4	4,0976 ^c
N I	374	534,8692 ^K	1,806e+05	14,4444	2	4,0976 ^c
N I	375	535,0738 ^K	2,686e+05	14,1569	6	4,0976 ^c
N I	376	535,5951 ^K	5,301e+05	14,4368	4	4,0976 ^c
N I	377	535,7386 ^K	1,242e+06	14,4362	4	7,5593 ^b
N I	378	535,8113 ^K	1,888e+05	13,2433	6	4,0976 ^c
N I	379	535,8534 ^K	2,600e+05	14,3139	2	4,0976 ^c
N I	380	535,8724 ^K	6,822e+05	14,4401	4	4,0976 ^c
N I	381	535,8724 ^K	2,723e+05	14,4401	2	4,0976 ^c
N I	382	535,9215 ^K	1,342e+05	14,1580	6	4,0976 ^c
N I	383	536,1116 ^K	1,688e+05	14,1524	6	4,0976 ^c
N I	384	536,1772 ^K	1,310e+05	14,1569	6	4,0976 ^c
N I	385	536,2250 ^K	8,578e+04	14,1496	4	4,0976 ^c
N I	386	536,3775 ^K	3,820e+05	14,1560	8	4,0976 ^c
N I	387	536,5092 ^K	2,611e+05	14,1507	6	4,0976 ^c
N I	388	536,6200 ^K	1,831e+05	14,4368	4	4,0976 ^c
N I	389	536,6200 ^K	3,362e+05	14,4368	6	4,0976 ^c
N I	390	536,7640 ^K	4,290e+05	14,4362	4	7,5593 ^b
N I	391	536,7640 ^K	3,361e+06	14,4362	6	7,5593 ^b
N I	392	536,8503 ^K	1,181e+05	13,2388	4	4,0976 ^c
N I	393	537,1028 ^K	1,750e+05	14,1481	2	4,0976 ^c
N I	394	537,1737 ^K	2,197e+05	14,3177	4	4,0976 ^c
N I	395	537,2193 ^K	3,942e+05	14,1524	6	4,0976 ^c
N I	396	537,4100 ^K	1,075e+05	13,2388	4	4,0976 ^c
N I	397	537,7264 ^K	1,321e+06	14,4277	4	4,0976 ^c
N I	398	537,7546 ^K	2,243e+05	14,1430	4	4,0976 ^c
N I	399	537,9769 ^K	2,097e+05	13,2364	2	4,0976 ^c
N I	400	538,1894 ^K	8,321e+05	14,4257	4	4,0976 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	401	538,7595 ^K	1,070e+05	14,4277	4	4,0976 ^c
N I	402	538,7595 ^K	1,239e+06	14,4277	6	4,0976 ^c
N I	403	538,9917 ^K	3,739e+05	14,4267	6	4,0976 ^c
N I	404	539,2243 ^K	2,035e+05	14,4257	4	4,0976 ^c
N I	405	539,4033 ^K	2,445e+05	14,1430	4	4,0976 ^c
N I	406	539,5791 ^K	3,304e+05	14,1375	2	4,0976 ^c
N I	407	541,3389 ^K	7,467e+05	14,4167	2	2,1618 ^b
N I	408	541,4238 ^K	1,567e+05	14,4119	4	7,5593 ^b
N I	409	541,9126 ^K	2,619e+05	14,4143	6	4,0976 ^c
N I	410	542,4712 ^K	1,008e+05	14,4119	4	7,5593 ^b
N I	411	542,4712 ^K	1,372e+05	14,4119	6	7,5593 ^b
N I	412	543,6609 ^K	2,246e+05	14,4025	4	4,0976 ^c
N I	413	544,8653 ^K	1,269e+05	14,4019	6	4,0976 ^c
N I	414	545,1445 ^K	8,769e+04	14,2699	6	4,0976 ^c
N I	415	547,6403 ^K	1,227e+05	14,2595	6	4,0976 ^c
N I	416	547,8804 ^K	2,683e+05	14,2586	6	4,0976 ^c
N I	417	548,1810 ^K	1,406e+05	14,2714	6	4,0976 ^c
N I	418	548,7616 ^K	9,381e+04	14,2690	8	4,0976 ^c
N I	419	549,3654 ^K	1,237e+05	14,3788	4	7,5593 ^b
N I	420	549,8989 ^K	4,523e+05	14,3811	6	7,5593 ^b
N I	421	550,1936 ^K	4,000e+05	14,2536	2	4,0976 ^c
N I	422	550,3775 ^K	2,696e+05	14,2623	4	4,0976 ^c
N I	423	551,3227 ^K	5,239e+05	13,9989	4	4,0976 ^c
N I	424	551,4619 ^K	3,982e+05	13,9984	2	4,0976 ^c
N I	425	551,4636 ^K	1,946e+05	14,0012	4	4,0976 ^c
N I	426	553,0916 ^K	1,398e+05	13,9992	8	4,0976 ^c
N I	427	553,1053 ^K	4,575e+05	13,9991	6	4,0976 ^c
N I	428	553,6992 ^K	4,116e+05	13,9967	8	4,0976 ^c
N I	429	554,6014 ^K	5,598e+05	13,9885	6	4,0976 ^c
N I	430	554,6540 ^K	8,375e+05	13,9992	8	4,0976 ^c
N I	431	555,3229 ^K	4,819e+05	13,9855	4	4,0976 ^c
N I	432	555,8926 ^N	9,950e+05	13,9805	4	4,0976 ^c
N I	433	556,1881 ^N	1,420e+06	13,9930	10	4,0976 ^c
N I	434	556,5811 ^N	1,060e+06	13,9805	6	4,0976 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N I	435	556,5811 ^N	1,210e+06	13,9851	8	4,0976 ^c
N I	436	557,7420 ^K	2,774e+05	13,9805	6	4,0976 ^c
N I	437	560,2084 ^K	3,383e+05	13,9707	6	4,0976 ^c
N I	438	560,9261 ^K	1,507e+05	14,3367	6	7,5593 ^b
N I	439	561,2894 ^K	5,416e+05	13,9618	4	4,0976 ^c
N I	440	561,4142 ^K	2,030e+05	14,3348	6	4,0976 ^c
N I	441	561,8113 ^K	1,502e+06	13,9707	6	4,0976 ^c
N I	442	561,9686 ^K	5,172e+05	13,9563	2	4,0976 ^c
N I	443	562,4701 ^K	1,052e+06	13,9618	4	4,0976 ^c
N I	444	562,6836 ^K	5,159e+05	13,9563	2	4,0976 ^c
N I	445	573,6128 ^K	3,757e+05	14,0012	4	4,0976 ^c
N I	446	573,7500 ^N	8,950e+05	13,9984	2	4,0976 ^c
N I	447	574,1537 ^N	7,483e+05	13,9991	6	4,0976 ^c
N I	448	574,2049 ^N	5,700e+05	13,9989	4	4,0976 ^c
N I	449	574,2618 ^K	4,986e+05	14,0035	6	4,0976 ^c
N I	450	574,7771 ^K	4,000e+05	14,1667	8	4,0976 ^c
N I	451	575,4095 ^N	1,060e+06	13,9992	8	4,0976 ^c
N I	452	575,4244 ^K	3,516e+05	13,9991	6	4,0976 ^c
N I	453	575,4873 ^K	9,184e+05	13,9941	2	4,0976 ^c
N I	454	576,6331 ^K	6,611e+05	14,1598	4	4,0976 ^c
N I	455	577,0085 ^K	6,217e+05	13,9885	6	4,0976 ^c
N I	456	577,1765 ^K	7,576e+05	13,9855	4	4,0976 ^c
N I	457	577,4063 ^K	4,295e+05	13,9870	6	4,0976 ^c
N I	458	578,0227 ^K	2,198e+05	14,2714	6	7,5593 ^b
N I	459	579,1872 ^K	6,243e+05	13,9851	8	4,0976 ^c
N I	460	583,1162 ^K	6,375e+05	13,9707	6	4,0976 ^c
N I	461	594,7455 ^K	9,406e+05	13,6873	4	4,0976 ^c
N I	462	597,3298 ^K	1,201e+06	13,6783	4	4,0976 ^c
N I	463	600,1093 ^K	1,647e+06	13,6687	2	4,0976 ^c

7.2.5 Raies spectrales de N⁺

Tableau 7.5 - Base de raies spectrales de N⁺.

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N II	1	404,4674 ^K	2,507e+08	26,1972	9	1,6500 ^a
N II	2	417,7336 ^K	2,174e+08	26,1644	7	1,6000 ^a
N II	3	423,8120 ^K	1,794e+08	26,1647	5	1,9500 ^b
N II	4	423,8240 ^K	1,895e+08	26,1676	7	1,0043 ^b
N II	5	424,2949 ^K	8,584e+07	26,1644	7	1,9500 ^b
N II	6	424,2980 ^K	2,126e+08	26,1681	9	1,0043 ^a
N II	7	442,8476 ^K	6,647e+07	26,2215	5	0,6373 ^c
N II	8	443,3058 ^K	4,589e+07	26,2121	5	2,5330 ^b
N II	9	443,3981 ^K	1,843e+08	26,2116	7	2,5330 ^b
N II	10	443,4720 ^K	1,031e+08	26,2210	3	0,6373 ^c
N II	11	444,3262 ^K	1,380e+08	26,2121	5	2,5330 ^a
N II	12	444,8278 ^N	1,120e+08	23,1964	5	0,3952 ^a
N II	13	450,8824 ^N	7,390e+06	23,4153	5	0,5690 ^a
N II	14	451,0051 ^K	3,167e+06	26,1644	7	2,5330 ^b
N II	15	455,5379 ^K	2,051e+06	26,1963	7	0,6373 ^c
N II	16	456,6039 ^N	1,650e+06	23,1245	5	0,4920 ^a
N II	17	460,2767 ^N	2,220e+07	21,1599	5	0,3540 ^a
N II	18	460,2975 ^K	6,820e+06	26,1681	9	0,6373 ^c
N II	19	460,3818 ^K	7,995e+06	26,1676	7	0,6373 ^c
N II	20	460,8444 ^N	3,150e+07	21,1527	3	0,3570 ^a
N II	21	460,9376 ^K	1,027e+07	26,1644	7	0,6373 ^c
N II	22	461,5160 ^N	2,120e+07	21,1527	3	0,2668 ^a
N II	23	462,2687 ^N	9,040e+07	21,1483	1	0,3140 ^a
N II	24	463,1836 ^N	7,480e+07	21,1599	5	0,2512 ^a
N II	25	464,4386 ^N	4,390e+07	21,1527	3	0,3290 ^a
N II	26	465,5834 ^K	9,509e+06	21,1599	1	0,3430 ^a
N II	27	465,5834 ^N	1,920e+06	21,1599	5	0,3430 ^a
N II	28	466,8514 ^N	2,310e+06	21,1527	3	0,3430 ^b
N II	29	467,6216 ^N	8,540e+06	21,1483	1	0,3430 ^b
N II	30	467,6217 ^K	1,568e+06	21,1483	5	0,3430 ^b
N II	31	469,5587 ^N	1,230e+07	30,3687	3	0,6373 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N II	32	469,5956 ^K	7,616e+07	26,2121	5	2,6330 ^a
N II	33	469,7213 ^N	1,290e+07	30,3697	5	0,6373 ^c
N II	34	469,8952 ^N	3,060e+06	30,3687	3	0,6373 ^c
N II	35	469,9869 ^N	3,670e+07	30,3682	1	0,6373 ^c
N II	36	470,1347 ^N	1,050e+07	30,3710	7	0,6373 ^c
N II	37	470,3819 ^N	9,150e+06	30,3697	5	0,6373 ^c
N II	38	470,5563 ^N	2,130e+07	30,3687	3	0,6373 ^c
N II	39	470,7717 ^N	6,090e+06	30,3728	9	0,6373 ^c
N II	40	471,0901 ^N	1,820e+07	30,3710	7	0,6373 ^c
N II	41	471,3384 ^N	1,460e+07	30,3697	5	0,6373 ^c
N II	42	471,9697 ^N	3,020e+07	30,3728	9	0,6373 ^c
N II	43	472,2898 ^N	7,750e+06	30,3710	7	0,6373 ^c
N II	44	477,5579 ^N	3,070e+06	23,2423	5	0,3770 ^a
N II	45	477,7559 ^N	1,030e+07	27,6611	3	0,6373 ^c
N II	46	478,1059 ^N	2,490e+07	23,2393	3	0,4270 ^a
N II	47	478,2527 ^N	1,920e+06	23,2460	7	0,4380 ^a
N II	48	478,9476 ^N	2,500e+07	23,2423	5	0,4080 ^a
N II	49	479,4988 ^N	7,730e+06	23,2393	3	0,4020 ^a
N II	50	480,4629 ^N	3,170e+07	23,2460	7	0,2873 ^a
N II	51	481,1643 ^N	4,750e+06	23,2423	5	0,3940 ^a
N II	52	486,0614 ^K	4,014e+06	27,6168	3	0,3430 ^b
N II	53	486,1524 ^N	1,870e+06	23,1964	5	0,3060 ^a
N II	54	487,5927 ^K	1,256e+06	23,1964	5	0,3060 ^b
N II	55	489,6483 ^N	3,040e+06	20,4091	3	0,2912 ^a
N II	56	490,4918 ^K	1,887e+06	27,6611	3	0,6373 ^c
N II	57	491,7252 ^K	3,339e+06	27,6611	3	0,6373 ^c
N II	58	494,9238 ^K	6,037e+06	28,5093	9	0,7976 ^b
N II	59	495,7973 ^K	2,814e+06	28,5049	9	1,3771 ^b
N II	60	497,1615 ^K	1,445e+07	28,5087	11	0,7976 ^b
N II	61	497,1877 ^K	1,127e+06	27,6334	5	0,5690 ^b
N II	62	497,9190 ^K	1,843e+06	28,5049	9	1,3771 ^b
N II	63	498,1258 ^K	4,211e+06	28,4852	7	1,3771 ^b
N II	64	498,8768 ^N	6,980e+07	23,4252	1	0,4980 ^a
N II	65	499,2636 ^N	3,540e+07	27,9742	5	0,2440 ^a

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N II	66	499,5746 ^K	1,117e+07	27,6334	5	0,5690 ^b
N II	67	499,5754 ^N	2,620e+07	27,9797	7	0,3978 ^b
N II	68	499,5764 ^N	7,110e+07	23,4218	3	0,4410 ^a
N II	69	499,7070 ^K	5,040e+06	28,4853	9	1,3771 ^b
N II	70	499,8618 ^N	1,960e+07	27,9713	3	0,3978 ^b
N II	71	500,2529 ^N	9,650e+07	23,1245	5	0,2697 ^a
N II	72	500,2869 ^N	1,040e+08	23,1319	7	0,2774 ^a
N II	73	500,4098 ^N	8,330e+06	20,9400	3	0,2924 ^b
N II	74	500,5281 ^K	8,673e+06	27,6168	3	0,5690 ^b
N II	75	500,6546 ^N	1,140e+08	23,1420	9	0,3623 ^a
N II	76	500,6696 ^N	6,510e+06	27,9742	5	0,3978 ^b
N II	77	500,8725 ^N	7,430e+07	23,4153	5	0,4630 ^a
N II	78	501,2019 ^N	2,100e+07	20,9400	3	0,2924 ^b
N II	79	501,2712 ^N	5,840e+07	27,9713	3	0,3978 ^b
N II	80	501,3433 ^N	5,190e+07	27,9797	7	0,3978 ^b
N II	81	501,7781 ^N	1,590e+07	23,1245	5	0,4240 ^a
N II	82	502,1898 ^K	2,266e+06	27,6611	3	0,6373 ^c
N II	83	502,3475 ^N	1,090e+06	27,6570	3	0,2924 ^b
N II	84	502,4454 ^N	3,610e+07	27,9742	5	0,3690 ^a
N II	85	502,7061 ^N	1,040e+07	23,1319	7	0,4390 ^a
N II	86	503,0184 ^N	3,270e+06	27,6570	3	0,2924 ^b
N II	87	504,2117 ^N	3,650e+05	23,1245	5	0,3545 ^b
N II	88	504,6506 ^N	3,370e+07	20,9400	3	0,2924 ^a
N II	89	504,7945 ^N	5,390e+06	27,6570	3	0,2924 ^b
N II	90	507,5006 ^N	2,430e+06	20,9400	3	0,3000 ^a
N II	91	509,6993 ^K	6,927e+06	27,6334	5	0,4204 ^b
N II	92	510,0526 ^K	6,091e+06	28,5049	9	1,0043 ^b
N II	93	510,5868 ^N	1,010e+07	24,5314	3	0,6373 ^c
N II	94	510,6814 ^K	1,953e+06	27,6168	3	0,4204 ^b
N II	95	511,3748 ^K	2,568e+06	27,6168	3	0,4204 ^b
N II	96	513,2717 ^K	5,602e+06	28,4852	7	1,0043 ^b
N II	97	514,1911 ^K	5,593e+06	28,4853	9	1,0043 ^b
N II	98	517,2910 ^N	5,810e+07	30,3710	7	0,4210 ^b
N II	99	517,4826 ^N	7,360e+07	30,1297	7	0,4380 ^b

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
N II	100	517,7331 ^N	8,930e+07	30,1339	9	0,4380 ^b
N II	101	518,0786 ^N	8,670e+07	30,3728	9	0,4210 ^b
N II	102	518,0963 ^N	1,070e+08	30,1389	11	0,4380 ^b

7.2.6 Raies spectrales de O

Tableau 7.6 - Base de raies spectrales de O.

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
O I	1	436,9420 ^N	7,560e+05	12,3589	1	2,1418 ^b
O I	2	436,9470 ^N	7,600e+05	12,3589	5	2,1418 ^a
O I	3	436,9485 ^N	7,567e+05	12,3589	3	2,1418 ^b
O I	4	453,2549 ^K	7,807e+04	13,4756	5	2,1418 ^c
O I	5	453,2964 ^K	1,326e+05	13,4756	5	2,1418 ^c
O I	6	453,3719 ^K	1,829e+05	13,4756	5	2,1418 ^c
O I	7	459,0053 ^K	1,100e+05	13,4414	5	2,1418 ^c
O I	8	459,0478 ^K	1,826e+05	13,4414	5	2,1418 ^c
O I	9	459,1253 ^K	2,578e+05	13,4414	5	2,1418 ^c
O I	10	467,3849 ^K	1,570e+05	13,3929	5	2,1418 ^c
O I	11	467,4290 ^K	2,665e+05	13,3929	5	2,1418 ^c
O I	12	467,5093 ^K	3,678e+05	13,3929	5	2,1418 ^c
O I	13	477,3782 ^N	7,000e+05	13,3374	1	2,1418 ^c
O I	14	477,3783 ^N	5,267e+05	13,3374	3	2,1418 ^c
O I	15	477,5088 ^N	7,000e+05	13,3374	9	2,1418 ^c
O I	16	480,3009 ^K	2,411e+05	13,3216	5	2,1418 ^c
O I	17	480,3476 ^K	4,000e+05	13,3216	5	2,1418 ^c
O I	18	480,4324 ^N	6,120e+05	13,3216	5	2,1418 ^c
O I	19	496,8762 ^N	1,270e+06	13,2355	1	2,1418 ^c
O I	20	496,8764 ^N	9,500e+05	13,2355	3	2,1418 ^c
O I	21	496,9266 ^N	7,380e+05	13,2355	5	2,1418 ^c
O I	22	496,9270 ^N	8,443e+05	13,2355	7	2,1418 ^c
O I	23	497,0181 ^N	1,267e+06	13,2355	9	2,1418 ^c
O I	24	498,1341 ^K	1,154e+05	13,4778	3	2,1418 ^c
O I	25	498,1481 ^K	1,916e+05	13,4778	3	2,1418 ^c

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
O I	26	502,0182 ^K	3,924e+05	13,2099	5	2,1418 ^c
O I	27	502,0691 ^N	7,120e+05	13,2099	5	2,1418 ^c
O I	28	502,1618 ^N	9,980e+05	13,2099	5	2,1418 ^c
O I	29	504,9048 ^K	1,587e+05	13,4444	3	2,1418 ^c
O I	30	504,9191 ^K	2,634e+05	13,4444	3	2,1418 ^c
O I	31	514,7737 ^K	2,258e+05	13,3973	3	2,1418 ^c
O I	32	514,7885 ^K	3,835e+05	13,3973	3	2,1418 ^c
O I	33	530,0361 ^K	3,455e+05	13,3280	3	2,1418 ^c
O I	34	530,0519 ^N	5,967e+05	13,3280	3	2,1418 ^c
O I	35	533,0578 ^N	2,710e+06	13,0661	1	2,1418 ^c
O I	36	533,0582 ^N	2,030e+06	13,0661	3	2,1418 ^c
O I	37	533,0589 ^N	9,480e+05	13,0661	5	2,1418 ^c
O I	38	533,1156 ^N	6,767e+05	13,0661	3	2,1418 ^c
O I	39	533,1164 ^N	1,580e+06	13,0661	5	2,1418 ^c
O I	40	533,1173 ^N	1,814e+06	13,0661	7	2,1418 ^c
O I	41	533,2218 ^N	9,014e+05	13,0661	7	2,1418 ^c
O I	42	533,2224 ^N	2,711e+06	13,0661	9	2,1418 ^c
O I	43	543,6688 ^N	7,740e+05	13,0207	5	2,1418 ^c
O I	44	543,7286 ^N	1,290e+06	13,0207	5	2,1418 ^c
O I	45	543,8373 ^N	1,800e+06	13,0207	5	2,1418 ^c

7.2.7 Raies spectrales de O⁺

Tableau 7.7 - Base de raies spectrales de O⁺.

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
O II	1	451,5588 ^K	8,842e+07	31,7015	6	0,2847 ^b
O II	2	455,9010 ^N	2,540e+07	34,0867	6	0,2847 ^b
O II	3	456,0220 ^N	2,120e+07	34,0852	4	0,2847 ^b
O II	4	456,1500 ^N	4,230e+06	34,0852	4	0,2847 ^b
O II	5	456,4457 ^N	7,180e+05	28,9417	4	0,3339 ^c
O II	6	456,4518 ^K	4,181e+06	28,9416	2	0,3339 ^c
O II	7	458,0552 ^K	3,778e+06	28,9558	4	0,3339 ^c
O II	8	459,2260 ^N	8,850e+07	28,3611	8	0,2230 ^a

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
O II	9	459,7245 ^N	4,870e+06	28,3581	6	0,3014 ^b
O II	10	459,7464 ^N	8,340e+07	28,3581	6	0,2720 ^a
O II	11	460,3348 ^K	1,698e+08	31,7556	6	0,3014 ^b
O II	12	461,0664 ^K	1,834e+08	31,7577	8	0,3014 ^b
O II	13	461,1457 ^K	3,534e+07	31,7508	6	0,3339 ^c
O II	14	461,2329 ^K	2,159e+06	31,7503	4	0,3339 ^c
O II	15	461,4387 ^K	1,224e+07	31,7556	6	0,3014 ^b
O II	16	461,4962 ^K	3,570e+06	31,7552	8	0,3339 ^c
O II	17	462,2535 ^K	3,683e+06	31,7508	6	0,3339 ^c
O II	18	464,0155 ^N	3,610e+07	25,6382	4	0,2200 ^a
O II	19	464,3110 ^N	5,850e+07	25,6496	6	0,2230 ^a
O II	20	464,8888 ^K	1,768e+07	31,7292	4	0,3339 ^c
O II	21	465,0437 ^N	7,840e+07	25,6650	8	0,2090 ^a
O II	22	465,2141 ^N	6,700e+07	25,6313	2	0,2250 ^a
O II	23	466,0147 ^K	1,719e+06	31,7292	4	0,3339 ^c
O II	24	466,2938 ^N	4,040e+07	25,6382	4	0,4271 ^b
O II	25	467,0579 ^K	4,756e+06	31,7168	6	0,3339 ^c
O II	26	467,0776 ^K	1,876e+07	31,7167	4	0,3060 ^b
O II	27	467,5041 ^N	1,240e+07	25,6313	2	0,4271 ^b
O II	28	467,7544 ^N	2,050e+07	25,6496	6	0,4271 ^b
O II	29	467,8374 ^K	5,900e+06	31,7188	8	0,3339 ^c
O II	30	468,1944 ^K	3,509e+06	31,7168	6	0,3339 ^c
O II	31	468,2141 ^K	1,743e+06	31,7167	4	0,3060 ^b
O II	32	469,2201 ^N	1,860e+07	31,4662	4	0,4469 ^b
O II	33	469,2732 ^N	7,430e+07	31,4659	2	0,4469 ^b
O II	34	469,4538 ^K	6,206e+06	31,7097	6	0,3339 ^c
O II	35	469,7667 ^N	3,150e+06	25,6382	4	0,4271 ^b
O II	36	469,7676 ^K	5,275e+06	31,7015	6	0,3060 ^b
O II	37	469,9752 ^N	6,590e+06	31,1479	6	0,3014 ^b
O II	38	470,0326 ^N	9,880e+07	31,1476	8	0,3014 ^b
O II	39	470,0533 ^N	9,360e+07	28,8631	6	0,3014 ^b
O II	40	470,2494 ^N	9,230e+07	31,4662	4	0,4469 ^b
O II	41	470,3027 ^N	3,690e+07	31,4659	2	0,4469 ^b
O II	42	470,4477 ^N	9,200e+07	31,1479	6	0,3014 ^b

Espèce	N°	λ_c [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	E_u [eV]	g_u	w_s [Å]
O II	43	470,6662 ^N	1,130e+08	28,8833	8	0,4091 ^a
O II	44	470,8774 ^K	1,217e+06	31,7017	8	0,3339 ^c
O II	45	470,9173 ^K	1,203e+07	31,7015	6	0,3060 ^b
O II	46	471,1326 ^N	2,980e+07	28,8570	6	0,3339 ^c
O II	47	474,3031 ^N	5,070e+06	28,8631	6	0,3014 ^b
O II	48	475,2607 ^N	6,390e+06	28,8578	8	0,3339 ^c
O II	49	475,4020 ^N	1,450e+06	28,8570	6	0,3339 ^c
O II	50	484,4609 ^K	9,807e+07	34,2524	4	0,3339 ^c
O II	51	484,4609 ^K	9,831e+07	34,2524	2	0,3339 ^c
O II	52	484,6272 ^N	1,020e+06	28,8631	6	0,3339 ^c
O II	53	485,7746 ^N	5,580e+06	28,8570	6	0,3339 ^c
O II	54	485,8119 ^N	1,000e+07	28,8568	4	0,3339 ^c
O II	55	486,2323 ^N	4,700e+07	31,3738	4	0,2847 ^b
O II	56	486,6237 ^N	8,070e+06	28,8526	2	0,3339 ^c
O II	57	487,2884 ^N	5,600e+07	31,3741	6	0,2847 ^b
O II	58	487,3377 ^N	9,340e+06	31,3738	4	0,2847 ^b
O II	59	489,2222 ^N	5,100e+07	28,8390	2	0,3339 ^c
O II	60	490,8200 ^N	4,780e+07	28,8308	4	0,3339 ^c
O II	61	492,5904 ^N	5,430e+07	28,8217	6	0,3339 ^c
O II	62	494,2451 ^N	6,040e+07	29,0622	4	0,2847 ^b
O II	63	494,4385 ^N	7,880e+07	29,0687	6	0,2847 ^b
O II	64	495,7090 ^N	1,810e+07	29,0622	4	0,2847 ^b

Bibliographie

- Abdelal, G., & Murphy, A. (2014). Nonlinear numerical modelling of lightning strike effect on composite panels with temperature dependent material properties. *Composite Structures*, *109*, 268-278. <https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2013.11.007>
- Abel, N. H. (1826). *Auflösung einer mechanischen Aufgabe*. *1826(1)*, 153-157. <https://doi.org/10.1515/crll.1826.1.153>
- AE-2 Lightning Committee. (1999). *Aircraft Lightning Zoning ARP5414* (p. 31). SAE International. <https://doi.org/10.4271/ARP5414>
- AE-2 Lightning Committee. (2005a). *Aircraft Lightning Environment and Related Test Waveforms ARP5412* (p. 56). SAE International. <https://doi.org/10.4271/ARP5412>
- AE-2 Lightning Committee. (2005b). *Aircraft Lightning Test Methods ARP5416* (p. 145). SAE International. <https://doi.org/10.4271/ARP5416>
- Aleksandrov, N. L., Bazelyan, É. M., & Shneider, M. N. (2000). Effect of continuous current during pauses between successive strokes on the decay of the lightning channel. *Plasma Physics Reports*, *26(10)*, 893-901. <https://doi.org/10.1134/1.1316830>
- Alemour, B., Badran, O., & Hassan, M. R. (2019). A Review of Using Conductive Composite Materials in Solving Lightning Strike and Ice Accumulation Problems in Aviation. *Journal of Aerospace Technology and Management*, *11*, 23. <https://doi.org/10.5028/jatm.v11.1022>
- ASM Aerospace Specification Metals Inc. (2020). *Aluminum 2024-T3*. <http://asm.matweb.com/search/SpecificMaterial.asp?bassnum=MA2024T3>
- Baker, L. (1987). Return-Stroke Transmission Line Model. *Electromagnetics*, *7(3-4)*, 229-240. <https://doi.org/10.1080/02726348708908183>
- Barysevich, A. E., & Cherkas, S. L. (2011). Testing the equation of state and electrical conductivity of copper by the electrical wire explosion in air: Experiment and magnetohydrodynamic simulation. *Physics of Plasmas*, *18(5)*, 052703. <https://doi.org/10.1063/1.3587114>
- Bazelyan, E. M., & Raizer, Y. P. (2000). *Lightning Physics and Lightning Protection*. Taylor & Francis.
- Bigand, A. (2020). *Damage assessment on aircraft composite structure due to lightning constraints* [Thesis, Université Fédérale Toulouse Midi-Pyrénées]. <https://www.theses.fr/2020ESAE0027/document>
- Bigand, A., & Duval, Y. (2017). Quantification of the mechanical impact of lightning

strike protection explosion confined by thick paint. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2017)*.

Bigand, A., Espinosa, C., & Bauchire, J.-M. (2019). Lightning surface explosion impact study on damage generation into composite. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2019)*.

Bigand, A., Espinosa, C., Bauchire, J.-M., Flourens, F., & Lachaud, F. (2018). Estimation of the load produced by the electro-thermal behaviour of lightning strike protection layers on a composite panel. *18th European Conference on Composite Materials (ECCM18)*. <http://oatao.univ-toulouse.fr/23471/>

Bolon, P., Chassery, J.-M., Cocquerez, J.-P., Demigny, D., Graffigne, C., Montanvert, A., Philipp, S., Zéboudj, R., Zerubia, J., & Maître, H. (1995). *Analyse d'images: Filtrage et segmentation* (J.-P. Cocquerez & S. Philipp, Éds.). MASSON. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00706168>

Cai, W., & Kaminski, C. F. (2017). Tomographic absorption spectroscopy for the study of gas dynamics and reactive flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 59, 1-31. <https://doi.org/10.1016/j.pecs.2016.11.002>

Cai, W. (蔡伟伟), & Kaminski, C. F. (2014). A tomographic technique for the simultaneous imaging of temperature, chemical species, and pressure in reactive flows using absorption spectroscopy with frequency-agile lasers. *Applied Physics Letters*, 104(3), 034101. <https://doi.org/10.1063/1.4862754>

Campbell, F. C. (2010). *Structural Composite Materials*. ASM International. <https://books.google.fr/books?id=D3Wta8e07t0C>

Canny, J. (1986). A Computational Approach to Edge Detection. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, PAMI-8(6), 679-698. <https://doi.org/10.1109/TPAMI.1986.4767851>

Cen, J., Hou, Q., Yuan, P., Zhang, J., Sun, M., Pan, J., & Cao, Z. (2018). Electron density measurement of a lightning stepped leader by oxygen spectral lines. *AIP Advances*, 8(8), 085019. <https://doi.org/10.1063/1.5042509>

Chase, M. W. (1998). *NIST-JANAF Thermochemical Tables 2 Volume-Set* (Fourth Edition). Journal of Physical and Chemical Reference Data. <https://srdata.nist.gov/JPCRD/jpcrdM9.pdf>

Chauveau, S. (2001). *Constitution de bases de données spectroscopiques relatives à un plasma d'air: Application au calcul de transferts radiatifs* [Thesis, École Centrale Paris]. <http://www.theses.fr/2001ECAP0697>

Chauveau, S., Deron, C., Perrin, M.-Y., Rivière, P., & Soufiani, A. (2003). Radiative transfer

in LTE air plasmas for temperatures up to 15,000K. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 77(2), 113-130. [https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(02\)00080-8](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(02)00080-8)

Chemartin, L. (2008). *Modélisation des arcs électriques dans le contexte du foudroiement des aéronefs* [Thesis]. Université de Rouen.

Chemartin, L., Lalande, P., Delalondre, C., Cheron, B., & Lago, F. (2011). Modelling and simulation of unsteady dc electric arcs and their interactions with electrodes. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(19), 194003. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/19/194003>

Chemartin, L., Lalande, P., Montreuil, E., Delalondre, C., Chéron, B. G., & Lago, F. (2009). Three dimensional simulation of a DC free burning arc. Application to lightning physics. *Atmospheric Research*, 91(2), 371-380. <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2008.07.009>

Chemartin, L., Lalande, P., Peyrou, B., Chazottes, A., Elias, P. Q., Delalondre, C., Cheron, B. G., & Lago, F. (2012, décembre). Direct Effects of Lightning on Aircraft Structure: Analysis of the Thermal, Electrical and Mechanical Constraints. *AerospaceLab*, 1-15.

Comité commun des guides en métrologie, Bureau international des poids et mesures, IFCC, CEI, ILAC, ISO, UICPA, & OIML. (2008). *Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure (GUM 1995 avec des corrections mineures): Évaluation des données de mesure*. JCGM.

Cooray, V. (2015). *An Introduction to Lightning*. Springer Netherlands. <https://doi.org/10.1007/978-94-017-8938-7>

Cooray, V., & Rakov, V. (2012). On the upper and lower limits of peak current of first return strokes in negative lightning flashes. *Atmospheric Research*, 117, 12-17. <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2011.06.002>

Corbas, V. (2019). *Cartographie d'espèces chimiques en combustion par tomographie et spectroscopie d'absorption multifaisceaux* [Thesis, Université Paris-Saclay]. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02413238>

Cover, T. M., & Thomas, J. A. (2006). *Elements of Information Theory second edition*. Wiley-Interscience.

Cressault, Y., Hannachi, R., Teulet, P., Gleizes, A., Gonnet, J.-P., & Battandier, J.-Y. (2008). Influence of metallic vapours on the properties of air thermal plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 17(3), 035016. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/17/3/035016>

Deron, C. (2003). *Rayonnement thermique des plasmas d'air et d'argon: Modélisation des propriétés radiatives et étude expérimentale* [Thesis, École Centrale Paris].

<http://www.theses.fr/2003ECAP0942>

Desbiens, R. (2004). *La fonction d'appareil en spectrométrie par transformation de Fourier: De la modélisation à l'algorithmique* [Thesis, Université Laval]. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00201169>

Dexmet Corporation. (2020). *Lightning Strike Protection*. <http://www.dexmet.fr/docs/lightning-strike-brochure.pdf>

Dimitrijevic, M. S., Djuric, Z., & Mihajlov, A. A. (1994). Stark broadening of Al III and Cu IV lines for diagnostic of the rail gun arc plasma. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 27(2), 247-252. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/27/2/011>

Dojić, D., Skočić, M., Bukvić, S., & Djeniže, S. (2020). Stark broadening measurements of Al II, Al III and He I 388.86 nm spectral lines at high electron densities. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 166, 105816. <https://doi.org/10.1016/j.sab.2020.105816>

Dong, Q., Guo, Y., Sun, X., & Jia, Y. (2015). Coupled electrical-thermal-pyrolytic analysis of carbon fiber/epoxy composites subjected to lightning strike. *Polymer*, 56, 385-394. <https://doi.org/10.1016/j.polymer.2014.11.029>

Certification Specifications and Acceptable Means of Compliance for Large Aeroplanes CS-25 Amendment 24, (2020) (testimony of EASA). <https://www.easa.europa.eu/document-library/certification-specifications/cs-25-amendment-24>

Eichhoff, D., Kurz, A., Kozakov, R., Gött, G., Uhrlandt, D., & Schnettler, A. (2012). Study of an ablation-dominated arc in a model circuit breaker. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45(30), 305204. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/30/305204>

Espinosa, C., Bhoosnurmath, H., López, A. C., & Lachaud, F. (2017). Numerical Modelling of a Lightning Strike on a Protected Composite Panel. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2017)*.

EUROCAE. (2013a). *Aircraft Lightning Environment And Related Test Waveforms* (EUROCAE-ED-84; p. 79). European Organization for Civil Aviation Equipment (EUROCAE). https://global.ihs.com/doc_detail.cfm?&item_s_key=00552645&item_key_date=860531&input_doc_number=EUROCAE%20ED%2084

EUROCAE. (2013b). *Aircraft Lightning Test Methods* (EUROCAE-ED-105; p. 121). https://global.ihs.com/doc_detail.cfm?document_name=EUROCAE%20ED%20105&item_s_key=00537260

EUROCAE. (2019). *Aircraft Lightning Zoning* (EUROCAE-ED-91; p. 45).

https://global.ihs.com/doc_detail.cfm?&item_s_key=00548363&item_key_date=801131&input_doc_number=EUROCAE%20ED%2091

FAA. (2018). *The Aviation Maintenance Technician Handbook—Airframe (FAA-H-8083-31A)* (Vol. 1). United States Department of Transportation, Federal Aviation Administration, Airman Testing Standards Branch. https://www.faa.gov/regulations_policies/handbooks_manuals/aircraft/media/FAA-H-8083-32-AMT-Powerplant-Vol-1.pdf

Fay, A. J., & Bigand, A. (2015). Airbus Lightning in Service Experience vs Lightning Zoning. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2015)*. <https://doi.org/10.1049/ic.2015.0185>

Fisher, F. A., Plumer, J. A., & Perala, R. A. (1989). *Aircraft Lightning Protection: Handbook*. Federal Aviation Administration Technical Center. <https://books.google.fr/books?id=J-xQnQEACAAJ>

Fustin, F., Even, A., Tristant, F., Lalande, P., Roussel, M., & Chazottes, A. (2015). In-Service Falcon Lightning Strike Events. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2015)*. <https://doi.org/10.1049/ic.2015.0202>

Gagné, M., & Therriault, D. (2014). Lightning strike protection of composites. *Progress in Aerospace Sciences*, 64, 1-16. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2013.07.002>

Gallagher, N., & Wise, G. (1981). A theoretical analysis of the properties of median filters. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, 29(6), 1136-1141. <https://doi.org/10.1109/TASSP.1981.1163708>

Gilmore, F. R. (1955). *Equilibrium Composition and Thermodynamic Properties of Air to 24,000°K*. RAND Corporation. https://www.rand.org/pubs/research_memoranda/RM1543.html

Griem, H. R. (1974). *Spectral line broadening by plasmas*. Academic Press.

Griem, H. R. (1997). *Principles of Plasma Spectroscopy*. Cambridge University Press; Cambridge Core. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511524578>

Guo, Y., Xu, Y., Wang, Q., Dong, Q., Yi, X., & Jia, Y. (2019). Enhanced lightning strike protection of carbon fiber composites using expanded foils with anisotropic electrical conductivity. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, 117, 211-218. <https://doi.org/10.1016/j.compositesa.2018.11.022>

Gurevich, A. V., Zybin, K. P., & Roussel-Dupre, R. A. (1999). Lightning initiation by simultaneous effect of runaway breakdown and cosmic ray showers. *Physics Letters A*, 254(1), 79-87. [https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(99\)00091-2](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(99)00091-2)

Haigh, S. J. (2007). Impulse Effects during Simulated Lightning Attachments to Lightweight. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2007)*.

Hieu, H. K., & Ha, N. N. (2013). High pressure melting curves of silver, gold and copper. *AIP Advances*, 3(11), 112125. <https://doi.org/10.1063/1.4834437>

Hirano, Y., Katsumata, S., Iwahori, Y., & Todoroki, A. (2010). Artificial lightning testing on graphite/epoxy composite laminate. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, 41(10), 1461-1470. <https://doi.org/10.1016/j.compositesa.2010.06.008>

Hotelling, H. (1933). Analysis of a complex of statistical variables into principal components. *Journal of Educational Psychology*, 24(6), 417-441. <https://doi.org/10.1037/h0071325>

Hsu, K. C., Etemadi, K., & Pfender, E. (1983). Study of the free-burning high-intensity argon arc. *Journal of Applied Physics*, 54(3), 1293-1301. <https://doi.org/10.1063/1.332195>

Jaynes, E. T. (1957). Information Theory and Statistical Mechanics. *Physical Review*, 106(4), 620-630. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.620>

Jolliffe, I. T. (2002). *Principal Component Analysis* (2^e éd.). Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/b98835>

K. Paul, R., Andrews, J., Bose, K., & Barhai, P. K. (2005). Reconstruction errors in Abel inversion. *Plasma Devices and Operations*, 13, 281-289. <https://doi.org/10.1080/10519990500280867>

Kahhali, N., Rivière, P., Perrin, M.-Y., Gonnet, J.-P., & Soufiani, A. (2010). Effects of radiative transfer modelling on the dynamics of a propagating electrical discharge. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(42), 425204. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/42/425204>

Köhler, A. (1893). Ein neues Beleuchtungsverfahren für microphotographische Zwecke. *Z. Wiss. Mikr.*, 67H4. http://www.archive.org/download/cbarchive_38379_1018934page433440einneuesbel eu1893/1018934page433440einneuesbelev1893.pdf

Konjević, N., Lesage, A., Fuhr, J. R., & Wiese, W. L. (2002). Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (A Critical Review of Selected Data for the Period 1989 Through 2000). *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31(3), 819-927. <https://doi.org/10.1063/1.1486456>

Konjevic, N., & Wiese, W. L. (1976). Experimental Stark widths and shifts for non-hydrogenic spectral lines of ionized atoms. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 5(2), 259. <https://doi.org/10.1063/1.555533>

Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., & NIST ASD Team. (2018). *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.6.1)*. National Institute of Standards and Technology. <https://physics.nist.gov/asd>

Krider, E. P. (1973). Lightning spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods*, 110, 411-419. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(73\)90720-9](https://doi.org/10.1016/0029-554X(73)90720-9)

Kurucz, R. L., & Bell, B. (1995). *Atomic spectral line database from CD-ROM 23 of R. L. Kurucz*. Smithsonian Astrophysical Observatory. <https://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html>

Lago, F. (2004). *Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une surface: Application au foudroiement d'un aéronef* [Thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier]. <http://www.theses.fr/2004TOU30033>

Lalande, P., Bondiou-Clergerie, A., & Laroche, P. (1999). *Analysis of Available In-Flight Measurements of Lightning Strikes to Aircraft* (SAE Technical Paper N° 1999-01-2397). SAE International. <https://doi.org/10.4271/1999-01-2397>

Laroche, P., Blanchet, P., Delannoy, A., & Issac, F. (2012). Experimental Studies of Lightning Strikes to Aircraft. *Aerospace Lab*, 5, 1.

Larsson, A. (2002). The interaction between a lightning flash and an aircraft in flight. *Comptes Rendus Physique*, 3(10), 1423-1444. [https://doi.org/10.1016/S1631-0705\(02\)01410-X](https://doi.org/10.1016/S1631-0705(02)01410-X)

Lavallou, F., & Lagrange, J. M. (2005). *Opérateurs tomographiques pour la reconstruction d'objets à symétrie de révolution*. <http://hdl.handle.net/2042/13914>

Layly, J.-B. (2019). *Electric contacts subject to high current: Fundamental processes and application to the interaction between lightning and aeronautic structures* [Thesis, Université Paris-Saclay]. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02434636>

Leitner, M., Leitner, T., Schmon, A., Aziz, K., & Pottlacher, G. (2017). Thermophysical Properties of Liquid Aluminum. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 48(6), 3036-3045. <https://doi.org/10.1007/s11661-017-4053-6>

Lepetit, B., Soulas, F., Guinard, S., Revel, I., Peres, I., & Duval, Y. (2013). Analysis of composite panel damages due to a lightning strike: Mechanical effects. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2013)*. http://bruno.lepetit.pagesperso-orange.fr/LEPETIT_SEA13-25.pdf

Lide, D. R., Baysinger, G., Chemistry, S., Berger, L. I., Goldberg, R. N., & Kehiaian, H. V. (2005). *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (Internet Version 2005). CRC Press. <http://www.hbcpnetbase.com>

- Little, P. F. (1978). Transmission line representation of a lightning return stroke. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 11(13), 1893-1910. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/11/13/012>
- Ma, S., Gao, H., Zheng, S., & Wu, L. (2011). Spectroscopic measurement of temperatures in pulsed TIG welding arcs. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(40), 405202. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/40/405202>
- Maecker, H. (1955). Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression. *Zeitschrift für Physik*, 141(1-2), 198-216. <https://doi.org/10.1007/BF01327300>
- Mallat, S. G. (2009). *A wavelet tour of signal processing: The sparse way* (3rd ed). Elsevier/Academic Press.
- Marshall, T. C., McCarthy, M. P., & Rust, W. D. (1995). Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 100(D4), 7097-7103. <https://doi.org/10.1029/95JD00020>
- Matula, R. A. (1979). Electrical resistivity of copper, gold, palladium, and silver. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8(4), 1147-1298. <https://doi.org/10.1063/1.555614>
- Mazur, V. (1989). Triggered lightning strikes to aircraft and natural intracloud discharges. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 94(D3), 3311-3325. <https://doi.org/10.1029/JD094iD03p03311>
- Mazur, V. (2002). Physical processes during development of lightning flashes. *Comptes Rendus Physique*, 3(10), 1393-1409. [https://doi.org/10.1016/S1631-0705\(02\)01412-3](https://doi.org/10.1016/S1631-0705(02)01412-3)
- Mazur, V., & Ruhnke, L. H. (1998). Model of electric charges in thunderstorms and associated lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D18), 23299-23308. <https://doi.org/10.1029/98JD02120>
- Milosavljević, V., & Djeniže, S. (1998). Measured Stark widths and shifts of NII, NIII and NIV spectral lines. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 128(1), 197-201. <https://doi.org/10.1051/aas:1998135>
- Mirwald, P. W., & Kennedy, G. C. (1979). The melting curve of gold, silver, and copper to 60-Kbar pressure: A reinvestigation. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 84(B12), 6750-6756. <https://doi.org/10.1029/JB084iB12p06750>
- Mordvintsev, A., & Abid, K. (2013). *Canny Edge Detection—OpenCV-Python Tutorials 1 documentation*. https://opencv-python-tutroals.readthedocs.io/en/latest/py_tutorials/py_imgproc/py_canny/py_canny.html

Moreau, J.-P., Alliot, J.-C., & Mazur, V. (1992). Aircraft lightning initiation and interception from in situ electric measurements and fast video observations. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 97(D14), 15903-15912. <https://doi.org/10.1029/92JD01077>

Morgan, D., Hardwick, C. J., Haigh, S. J., & Meakins, A. J. (2012). The Interaction of Lightning with Aircraft and the Challenges of Lightning Testing. *Aerospace Lab*, 5, 1-10.

Mu, Y., Yuan, P., Wang, X., & Dong, C. (2016). Temperature distribution and evolution characteristic in lightning return stroke channel. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 145, 98-105. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.04.013>

Ogasawara, T., Hirano, Y., & Yoshimura, A. (2010). Coupled thermal–electrical analysis for carbon fiber/epoxy composites exposed to simulated lightning current. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, 41(8), 973-981. <https://doi.org/10.1016/j.compositesa.2010.04.001>

Orville, R. E. (1968a). A High-Speed Time-Resolved Spectroscopic Study of the Lightning Return Stroke: Part I. A Qualitative Analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25(5), 827-838. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1968\)025<0827:AHSTRS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1968)025<0827:AHSTRS>2.0.CO;2)

Orville, R. E. (1968b). A High-Speed Time-Resolved Spectroscopic Study of the Lightning Return Stroke: Part II. A Quantitative Analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25(5), 839-851. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1968\)025<0839:AHSTRS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1968)025<0839:AHSTRS>2.0.CO;2)

Paillous, F., Zaepffel, C., Sousa Martins, R., Lalande, P., & Soufiani, A. (2019, septembre). Vaporization of metallic protections during lightning strikes: Experimental study and model. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2019)*.

Parigger, C. G., & Hornkohl, J. O. (2011). Computation of AIO B $2\Sigma^+$ →X $2\Sigma^+$ emission spectra. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 81(1), 404-411. <https://doi.org/10.1016/j.saa.2011.06.029>

Parmantier, J. P., Issac, F., & Gobin, V. (2012). Indirect Effects of Lightning on Aircraft and Rotorcraft. *Aerospace Lab*, 5, 1-27.

Paxton, A. H., Gardner, R. L., & Baker, L. (1986). Lightning return stroke. A numerical calculation of the optical radiation. *The Physics of Fluids*, 29(8), 2736-2741. <https://doi.org/10.1063/1.865514>

Pearson, K. (1901). LIII. On lines and planes of closest fit to systems of points in space. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 2(11), 559-572. <https://doi.org/10.1080/14786440109462720>

Pechereau, F., Tholin, F., Zaepffel, C., Sousa Martins, R., & Lalande. (2019). MHD simulation of a lightning column during the pulsed arc phase. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2019)*.

Petersen, D., Bailey, M., Beasley, W. H., & Hallett, J. (2008). A brief review of the problem of lightning initiation and a hypothesis of initial lightning leader formation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 113(D17). <https://doi.org/10.1029/2007JD009036>

Peyrou, B. (2012). *Modélisation MHD d'un arc de foudroiement d'aéronef* [Thesis]. Université de Rouen.

Peyrou, B., Chemartin, L., Lalande, P., Chéron, B. G., Rivière, P., Perrin, M.-Y., & Soufiani, A. (2012). Radiative properties and radiative transfer in high pressure thermal air plasmas. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45(45), 455203. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/45/455203>

Plooster, M. N. (1970). Shock Waves from Line Sources. Numerical Solutions and Experimental Measurements. *The Physics of Fluids*, 13(11), 2665-2675. <https://doi.org/10.1063/1.1692848>

Plooster, M. N. (1971). Numerical Model of the Return Stroke of the Lightning Discharge. *The Physics of Fluids*, 14(10), 2124-2133. <https://doi.org/10.1063/1.1693303>

Price, G. H., & Pierce, E. T. (1977). The modeling of channel current in the lightning return stroke. *Radio Science*, 12(3), 381-388. <https://doi.org/10.1029/RS012i003p00381>

Proakis, J. G., & Salehi, M. (2008). *Digital communications* (5th ed). McGraw-Hill.

Prueitt, M. L. (1963). The excitation temperature of lightning. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 68(3), 803-811. <https://doi.org/10.1029/JZ068i003p00803>

Punekar, G. S., & Kandasamy, C. (2011). Indirect effects of lightning discharges. *Serbian journal of electrical engineering*, 8(3), 245-262.

Rakov, V. A., & Uman, M. A. (1998). Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40(4), 403-426. <https://doi.org/10.1109/15.736202>

Rakov, V. A., & Uman, M. A. (2003). *Lightning: Physics and Effects* (1^{re} éd.). Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9781107340886>

Rannou, J., Huchette, C., Hurmane, A., & Tholin, F. (2017). An analysis of lightning direct effects on CFRP panels. Part II, the electro-thermo-mechanical simulation strategy. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2017)*.

Ratovoson, P., Valensi, F., Razafinimanana, M., & Tmenova, T. (2014). Spectroscopic study and high speed imaging of a transient arc. *Journal of Physics: Conference Series*,

550, 012012. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/550/1/012012>

Ripoll, J.-F., Zinn, J., Jeffery, C. A., & Colestock, P. L. (2014). On the dynamics of hot air plasmas related to lightning discharges: 1. Gas dynamics. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 119(15), 9196-9217. <https://doi.org/10.1002/2013JD020067>

Roche, J.-M., Passilly, F., Beauchêne, P., Zaepffel, C., Sousa Martins, R., & Balageas, D. (2018). IR thermography for lightning-strike damage monitoring in composite materials. *International Conference on Quantitative InfraRed Thermography (QIRT 2015)*. <https://doi.org/10.21611/qirt.2018.092>

Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P., & Cho, Y. I. (Éds.). (1998). *Handbook of heat transfer* (3rd ed). McGraw-Hill.

Schuster, T. (2007). *The Method of Approximate Inverse: Theory and Applications* (Vol. 1906). Springer Berlin Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-71227-5>

Settles, G. S. (2001). *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer-Verlag. [//www.springer.com/la/book/9783540661559](http://www.springer.com/la/book/9783540661559)

Shannon, C. E. (1948). A mathematical theory of communication. *Bell Syst. Tech. J.*, 27(3), 379-423.

Solomon, R., Schroeder, V., & Baker, M. B. (2001). Lightning initiation—conventional and runaway-breakdown hypotheses. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(578), 2683-2704. <https://doi.org/10.1002/qj.49712757809>

Soufiani, A., Riviere, P., & Perrin, M.-Y. (2013). High Temperature Gas Radiation (HTGR) Database and Models. *Von Karman Institute Lecture Series*.

Sousa Martins, R. (2016). *Experimental and theoretical studies of lightning arcs and their interaction with aeronautical materials* [Thesis, Université Paris-Saclay]. <http://www.theses.fr/2016SACL080/document>

Sousa Martins, R., Chemartin, L., Zaepffel, C., & Lalande, P. (2017). Experimental analysis of lightning arc root behaviour applied to different lightning strike protections. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2017)*.

Sousa Martins, R., Rivière, Ph., Zaepffel, C., Passilly, F., & Soufiani, A. (2020). Analysis of energy exchanges during the interaction between pulsed lightning arcs and metallic plates. *Journal of Applied Physics*, 128(22), 223301. <https://doi.org/10.1063/5.0025616>

Sousa Martins, R., Zaepffel, C., Chemartin, L., Lalande, P., & Soufiani, A. (2016). Characterization of a high current pulsed arc using optical emission spectroscopy. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 49(41), 415205. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/41/415205>

Spanjers, G. G., Yadlowsky, E. J., Hazelton, R. C., Moschella, J. J., & Settersten, T. B. (1995). Zeeman absorption measurements of two-dimensional magnetic field structures. *Review of Scientific Instruments*, 66(2), 1189-1192. <https://doi.org/10.1063/1.1146004>

Sweers, G., Birch, B., & Gokcen, J. (2012). Lightning Strikes: Protection, inspection, and repair. *aero quarterly*, 18.

Tanaka, Y., Michishita, T., & Uesugi, Y. (2005). Hydrodynamic chemical non-equilibrium model of a pulsed arc discharge in dry air at atmospheric pressure. 14(1), 134-151. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/14/1/016>

Tholin, F., Chemartin, L., & Lalande, P. (2015). Numerical investigation of the interaction of a lightning and an aeronautic skin during the pulsed arc phase. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2015)*.

Thottappillil, R. (2002). Electromagnetic pulse environment of cloud-to-ground lightning for EMC studies. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 44(1), 203-213. <https://doi.org/10.1109/15.990727>

Tristant, F., & Fustin, F. (2017). Lightning direct effects degradation of composite material depending on paint thickness. *International Conference on Lightning and Static Electricity (ICOLSE 2017)*.

Truong, G. T., & Choi, K.-K. (2019). Tensile behavior of hybrid composites of carbon fibers—Steel wire mesh reinforced polymer. *Mechanics of Advanced Materials and Structures*, 1-13. <https://doi.org/10.1080/15376494.2018.1553256>

Uman, M. A. (1964). The peak temperature of lightning. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 26(1), 123-128. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(64\)90113-8](https://doi.org/10.1016/0021-9169(64)90113-8)

Vacquié Serge. (2000). *L'arc électrique*. CNRS édition Eyrolles.

Valensi, F., Pellerin, S., Boutaghane, A., Dzierzega, K., Zielinska, S., Pellerin, N., & Briand, F. (2010). Plasma diagnostics in gas metal arc welding by optical emission spectroscopy. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(43), 434002. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/43/434002>

Ventsel, E., & Krauthammer, T. (2001). *Thin Plates and Shells: Theory: Analysis, and Applications*. Taylor & Francis.

Wang, B., Zhu, Y., Ming, Y., Yao, X., Tian, X., Ziegmann, G., Duan, Y., & Sun, J. (2020). Understanding lightning strike induced damage mechanism of carbon fiber reinforced polymer composites: An experimental study. *Materials & Design*, 192, 108724. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2020.108724>

Wang, X.-Y., Liu, N., Zhao, R., Nian, Y.-L., & Cheng, W.-L. (2021). Inverse Identification

of Temperature-Dependent Thermal Conductivity for Charring Ablators. *International Journal of Thermophysics*, 42(2), 26. <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02781-x>

Zhivlyuk, Y. N., & Mandel'shtam, S. L. (1961). On the temperature of lightning and force of thunder. *Sov. Phys. JETP*, 13(2), 338-340.

Zielinski, E., & Iwamoto, J. T. (2015). *Decorative decal system for an aircraft* (United States Patent N° US8986816B2). <https://patents.google.com/patent/US8986816B2/en>

Zou, Y., & Chen, L. (2005). Pressure dependence of the melting temperature of aluminum. *Physica Status Solidi (b)*, 242(12), 2412-2416. <https://doi.org/10.1002/pssb.200541119>

Titre : Étude de l'interaction plasma-matériau : application au foudroiement des avions

Mots clés : arc électrique, foudre, plasma, diagnostic optique, problème inverse

Résumé : L'intégration des matériaux composites en fibre de carbone dans les nouvelles générations d'avions implique de nombreuses études en amont pour garantir le bon fonctionnement d'un appareil après un foudroiement. Pour réduire le coût d'intégration, des outils numériques sont développés afin de prévoir l'endommagement. La validation de ces outils s'effectue par comparaison avec des mesures expérimentales, cependant peu de mesures expérimentales au niveau du point d'impact foudre sont présentes dans la littérature.

L'objectif de ce doctorat est la réalisation d'une base de données expérimentales dans des configurations maîtrisées, c'est-à-dire en respectant les standards

de la norme de certification et en utilisant des échantillons dont la conception est parfaitement reproductible. Ces données peuvent servir à la fois à la compréhension de la phénoménologie de l'endommagement et comme référence pour la validation d'outils de simulation.

Ce mémoire s'organise selon trois axes principaux. Le premier présente le développement des échantillons utilisés pour l'étude du foudroiement, le second axe porte sur l'étude du plasma au niveau du point d'impact foudre et le troisième axe présente l'étude de l'endommagement du matériau.

Title : Study of plasma-material interaction: application to lightning in aeronautics

Keywords : electric arc, lightning, plasma, optical diagnostic, inverse problem

Abstract : The increasing use of carbon fiber composite materials in the new generations of aircraft requires many upstream studies to ensure a safety flight after a lightning strike. To reduce the cost of integration of these materials, numerical tools are being developed to predict the damage. The validation of these tools is done by comparison with experimental measurements, however only few experimental measurements at the lightning strike point are present in the literature.

The aim of this PhD is to provide a database of experimental results obtained in controlled configurations, i.e. respecting the standards of the

certification norms with reproducible samples. This database can be used to understand the phenomenology of damage or to validate simulation tools.

This dissertation contains three parts. The first one presents the realization of samples used to study the lightning strikes, the second one presents the study the plasma at the lightning strike point, the third one presents the study of the damage caused by the lightning strike.